

Том 100, Номер 5

ISSN 0004-6299

Май 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 100, номер 5, 2023

Структура Вселенной в спектрах поглощения квазаров <i>М. Демянский, А. Дорошкевич, Т. Ларченкова</i>	395
Зависимости характеристик балджей от массы центральной черной дыры и теоретические аспекты их происхождения <i>Ф. У. Ботиров, С. Н. Нуриддинов, А. Е. Ашуров</i>	404
Регулярные цепочки областей звездообразования в спиральных рукавах и кольцах дисковых галактик <i>А. С. Гусев</i>	414
Влияние испарения пыли и тепловой неустойчивости на распределение температуры в протопланетном диске <i>Я. Н. Павлюченков, В. В. Акимкин, А. П. Топчиева, Э. И. Воробьев</i>	427
Кандидат в экзопитеры FL Lyr b по данным космических аппаратов Kepler и TESS <i>В. С. Козырева, А. И. Богомазов, Б. П. Демков, Л. В. Зотов, А. В. Тутуков</i>	441
Динамическое исследование тройной звезды Т Таури <i>О. В. Кияева, Л. Г. Романенко</i>	452
Сравнение неустойчивостей кольцеобразных возмущений на фоне пульсирующих 2-х и 3-х-мерных самогравитирующих моделей <i>К. Т. Миртаджиева, С. Н. Нуриддинов</i>	461
Адиабатный спектр радиоизлучения корональных дыр Солнца <i>А. Ф. Дравских, Ю. А. Дравских</i>	472

СТРУКТУРА ВСЕЛЕННОЙ В СПЕКТРАХ ПОГЛОЩЕНИЯ КВАЗАРОВ

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

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: Itanya@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 09.02.2023 г.

После доработки 06.03.2023 г.

Принята к публикации 06.03.2023 г.

Анализ линий поглощения, наблюдаемых в спектрах квазаров, позволяет изучать эволюцию структуры Вселенной вплоть до красных смещений $z \sim 5$. Наблюдаемое сгущение линий C IV демонстрирует множественное рождение маломассивных галактик в отдельных структурных элементах — филаментах и “блинах”. Это обеспечивает их последующее регулярное иерархическое слияние в центральной галактике или группе галактик. Остатки ранних “блинов” наблюдаются сегодня как Местная Группа, группы вокруг галактик Андромеда и Центавр, и другие небольшие группы галактик. В свою очередь наблюдаемое сгущение линий Лайман-альфа показывает, что беззвездные гало темной материи (ТМ) также образуются в структурных элементах и их иерархическое сгущение приводит к образованию массивных беззвездных гало ТМ умеренной плотности, которые возникают также в численных моделях.

Ключевые слова: квазары, спектральные исследования, строение галактик, структура Вселенной, темная материя

DOI: 10.31857/S000462992305002X, EDN: YVREYE

1. ВВЕДЕНИЕ

Крупномасштабная структура Вселенной, предсказанная нелинейной теорией гравитационной неустойчивости Зельдовича [1–4], была обнаружена в распределении наблюдаемых галактик [5–7] и позже в численных моделях [8–15] вплоть до красных смещений $z \sim 3$. Остатки ранних “блинов” Зельдовича наблюдаются сегодня как Местная Группа [16, 17], группы вокруг галактик Андромеда и Центавр [18–22], и группы галактик в каталоге [23]. При малых красных смещениях анализ наблюдаемой в каталоге SDSS структуры был выполнен в работе [24], отдельные филаменты выделялись в распределении галактик при $z \simeq 3-7$ [25–27].

Согласно Стандартной Космологической модели (СКМ) коррелированное со структурой распределение первых галактик в пространстве соответствует предсказаниям теории Зельдовича и обеспечивает их последующее иерархическое слияние [28, 29] в центральной гало-галактике (или небольшой группе галактик). Отдельные этапы последующей трансформации центрального гало в галактику рассматривались теоретически [30–34].

Процессы образования и эволюции галактик и скоплений галактик исследовались в численных моделях и обсуждались в многочисленных обзорах [17, 18, 35–41]. Ионизация и нагрев барионов ультрафиолетовым (УФ) излучением первых звезд резко снижают концентрацию барионов в гало ТМ, тормозят образование звезд и переход гало ТМ в галактики. Поэтому в многочисленных гало ТМ, возникающих после реионизации [17, 37–39], образование звезд почти невозможно, и часть наиболее плотных (почти) беззвездных гало наблюдается как ультрадиффузные галактики [42–45] и лес линий Ly_{α} [46]. Так, анализ, выполненный в работах [47–50], показал, что значительная часть наблюдаемых линий поглощения Ly_{α} сгруппирована в тесные системы линий и связана с беззвездными структурными элементами.

В свою очередь, наблюдаемая группировка линий поглощения C IV в системы линий вплоть до $z \sim 6$ [47, 48, 51–53] может служить подтверждением связи с линиями Ly_{α} и с ранними галактиками. При этом недостаточное разрешение по размеру объекта компенсируется высоким разрешением по красному смещению (наблюдения узких линий). Тем не менее ограниченная стати-

стика линий в этих наблюдениях затрудняет их использование для количественных оценок.

В настоящей работе используются прецизионные наблюдения линий поглощения C IV [54] для проверки концентрации галактик в структурных элементах при красных смещениях $z \geq 2$ и последующей оценки параметров структуры. Группировка этих линий в системы, как и в случае линий Ly_α , свидетельствует о множественном рождении маломассивных галактик в отдельных структурных элементах.

В разделе 2 анализируются свойства систем линий поглощения C IV [54], наблюдаемых на красных смещениях $4.2 \geq z \geq 2$. В разделе 3 анализируются системы линий поглощения леса Ly_α [55], наблюдаемые на тех же красных смещениях. В разделе 4 обсуждаются результаты анализа, в Приложении приведены простейшие теоретические оценки ожидаемых параметров структурных элементов.

Несмотря на то, что в настоящей работе анализируются свойства ограниченного количества систем линий поглощения C IV и Ly_α , 83 и 200 систем соответственно, полученные результаты позволяют приближенно (с точностью до фактора 2–3) оценить размеры и массу наблюдаемых протогалактик в процессе их формирования при $z \geq 2$, а также подтвердить предположение, что маломассивные галактики концентрируются в редких массивных протогалактиках и вносят незначительный вклад в плотность Вселенной при всех красных смещениях.

А. 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 [56–58]

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

$$H_0 = 67.8 \text{ км/с/Мпк},$$

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

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

$$\Omega_\Lambda \simeq 0.72, \quad \Omega_{DM} \simeq 0.24, \quad \Omega_b \simeq 0.04,$$

$$\Omega_m = \Omega_{DM} + \Omega_b, \quad \Theta_m = \Omega_m/0.28,$$

где Ω_b , Ω_m , Ω_{DM} и Ω_Λ – безразмерные плотности барионов, нерелятивистского вещества, темной материи и темной энергии.

2. СИСТЕМЫ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАЛЛОВ НА КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЯХ $z \geq 2$

Линии поглощения металлов – C II, C IV, Si II, Si III, Si IV, N V, O VI и др., как и лес линий поглощения Ly_α , наблюдаются вплоть до красных смещений $z \sim 5$. Прецизионные наблюдения спектров 9 квазаров [54] позволили измерить в интервале $2 \leq z \leq 4.2$ красные смещения 1070 линий C IV, а также менее представительного числа линий поглощения других элементов. Из 1070 линий поглощения C IV 1000 собраны в системы, включающие от 2 до 21 линий различной интенсивности. В дальнейшем анализе будут использованы 83 системы линий, состоящие не менее, чем из 5 линий.

Логично предположить, что эти системы линий связаны с процессами образования металлов в первых маломассивных галактиках, сгруппированных в массивные элементы структуры – филаменты и “блины”. Дальнейшая эволюция приводит к их объединению в центральное гало–галактику. Можно ожидать, что эти “блины” подобны Местной Группе, группам маломассивных галактик около Андромеды и Центавра [17–22], или группам, выделенным в [16–23, 26, 28–34, 54].

2.1. Параметры систем линий поглощения металлов

Наблюдаемые линии поглощения C IV характеризуются красным смещением z , лучевой концентрацией ионов N_{CIV} и доплер-параметром b_c , который определяется профилем линии. Параметры N_{CIV} и b_c зависят от внешнего УФ-фона, температуры и плотности поглощающей среды. Как было показано в [46], лучевая концентрация H I зависит по меньшей мере от четырех параметров: интенсивности и спектра УФ-фона и двух параметров гало ТМ (размера и плотности), что делает интерпретацию и моделирование этих наблюдений весьма сложными. В свою очередь, лучевая концентрация ионов металлов критически зависит также и от процессов их образования, что делает интерпретацию таких наблюдений еще более сложной.

Наблюдаемая группировка линий C IV в системы позволяет также оценивать размер и массу гало ТМ, связанного с отдельной группой линий, и рассматривать их как важные характеристики ранних периодов процесса образования галактик. Согласно СКМ, системы линий C IV возникают в массивных нестационарных (медленно сжимающихся) анизотропных облаках повышенной плотности (“блины” Зельдовича [1], филаменты), образованных центральной галактикой и группой карликовых галактик–спутников, группой без-

звездных маломассивными гало ТМ и дисперсными ТМ и барионами (с выбросами С IV).

Сопутствующий размер поглощающего облака, содержащего систему K линий С IV, вдоль луча зрения определяется разностью красных смещений крайних линий системы $\Delta_K = z_K - z_1$. Предполагая приближенную сферичность сжимающегося облака диффузных ТМ, барионов, маломассивных гало и галактик, получим для видимого размера l_{cl} и массы облака M_{cl}

$$l_{cl} \simeq \frac{d_0 \Delta_K}{2\sqrt{(1+z_{sys})^3 + \Omega_\Lambda/\Omega_m}}, \quad M_{cl} = \frac{4}{3}\pi l_{cl}^3 \langle \rho_m \rangle, \quad (2)$$

$$d_0 = \frac{c}{H_0 \Omega_m^{1/2}} = \frac{8.4 \times 10^3 \text{ Mpc}}{\Theta_m^{1/2}},$$

где $\langle \rho_m \rangle$ – средняя плотность (1), z_{sys} – красное смещение системы линий, c – скорость света.

Интерпретация разности красных смещений соседних линий поглощения $\delta z_j = z_j - z_{j-1}$ в одной системе не столь определена. Для линий, образованных в медленно эволюционирующих гало ТМ, эти разности определяют случайные лучевые скорости отдельных выбросов С IV σ_{kin} и функцию H_v [49, 59]

$$\sigma_{kin}^2 = \langle v_{kin}^2 \rangle, \quad v_{kin} = \frac{c \delta z_j}{1+z_j}, \quad H_v = v_{kin}/l_{cl}. \quad (3)$$

В стационарном гало ТМ эти скорости связаны с его размерами и массой следующим соотношением:

$$\langle \sigma_{kin}^2 \rangle \simeq GM_{kin}/l_{cl}, \quad \beta = GM_{kin}/l_{cl}/\sigma_{kin}^2 \simeq 1, \quad (4)$$

при этом в сжимающемся гало можно ожидать $\beta \leq 1$. Результаты анализа улучшаются, если и размер облака l_{cl} , и дисперсия скоростей σ_{kin} учитываются с весом N_{CIV} . Проверить надежность использования обсуждаемых подходов возможно путем сравнения получаемых значений M_{cl} из (2) и M_{kin} из (4) с помощью параметра β из (4), который должен быть близок к 1.

Очевидно, что соотношения (2) и (4) являются приближенными. Так, в (2) использован размер облака l_{cl} , полученный по разности скоростей при пересечении лучом зрения анизотропного гало ТМ в случайном месте. Как известно, для скоплений галактик такой размер превышает действительный размер скопления до ~ 3 раз (эффект “пальцы Бога”), но в рассматриваемых случаях при умеренном превышении плотности над средней влияние этого эффекта невелико. С другой стороны, предположение сферичности может переоценивать массу анизотропного гало ТМ в

2–4 раза. Для однородного шара радиусом R_{cl} размер l_{cl} оценивается как

$$\langle l_{cl} \rangle = \frac{1}{R_{cl}} \int_0^{R_{cl}} \sqrt{R_{cl}^2 - x^2} dx \simeq 0.25\pi R_{cl} \leq R_{cl},$$

что (частично) делает оценку (2) более реалистичной. Использование в (2) средней плотности $\langle \rho_m \rangle$ без учета возрастания плотности в гало ТМ также занижает массу гало ТМ. Рассмотренные факторы частично компенсируют влияние друг друга.

Взаимное расположение систем линий С IV характеризуется длиной свободного пробега d_{sys}^* [49] вдоль луча зрения между ними, которое определяется разностью красных смещений соседних систем линий $\Delta_{sys} = (z_{sys_{i+1}} - z_{sys_i})$,

$$d_{sys}^* = \frac{d_0(1+z_{sys_i})^2 \Delta_{sys}}{\sqrt{(1+z_{sys_i})^3 + \Omega_\Lambda/\Omega_m}}, \quad (5)$$

где z_{sys_i} – красное смещение i -й системы линий.

Используя стандартную связь длины свободного пробега с плотностью n_{cl} и размером l_{cl} гало ТМ:

$$\langle d_{sys}^* \rangle = \frac{1}{\pi l_{cl}^2 n_{cl}},$$

получаем для средней пространственной плотности таких облаков $\langle n_{cl} \rangle$ и средней фракции массы $\langle f_m \rangle$, сосредоточенной в облаках,

$$\langle n_{cl} \rangle \simeq \langle (\pi l_{cl}^2 d_{sys}^*)^{-1} \rangle, \quad (6)$$

$$\langle f_m \rangle \simeq \langle n_{cl} M_{cl} \rangle \langle \rho_m \rangle^{-1} \simeq 0.667 \Delta_K / \Delta_{sys}.$$

Полученные оценки размеров, масс (2) и скоростей (3), (4) могут быть уточнены при сопоставлении с результатами численного моделирования.

2.2. Наблюдаемые параметры систем линий поглощения С IV

Анализ прецизионных наблюдений спектров 9 квазаров [54] позволяет оценить перечисленные выше параметры, средние значения которых для систем линий поглощения С IV ($5 \leq K$) каждого квазара приведены в табл. 1. Из этой таблицы видно, что средние значения параметров практически не зависят ни от координат, ни от красного смещения квазаров. Это может указывать на типичность и медленную эволюцию поглощающих облаков, содержащих рассматриваемые системы линий С IV.

Полученные значения масс этих объектов находятся в диапазоне $10^{10} \leq M_{cl}/M_\odot \leq 5.7 \times 10^{12}$. При этом средние значения масс $\langle M_{cl} \rangle$ и размеров $\langle R_{cl} \rangle$ (см. табл. 1) показывают, что уже при $z \sim 4$

Таблица 1. Параметры N_{st} систем линий поглощения C IV, наблюдаемых в спектрах 9 квазаров. Каждая система включает не менее 5 линий

QSR	N_{st}	$\langle z \rangle$	$\langle b_H \rangle$, км/с	$\langle N_c/N_0 \rangle$	$\langle \sigma_v \rangle$, км/с	$\langle H_v \rangle$, км/(с Мпк)	$\langle l_{cl} \rangle$, Мпк	$\langle M_{cl} \rangle$, $10^{12} M_\odot$	$\langle \beta \rangle$	$\langle d_{sys}^* \rangle$, 10^3 Мпк	$\langle n_{cl} \rangle/n_0$	$\langle f_m \rangle$, 10^{-3}
Q2237–0607	12	3.9	39	42	59	58	1.0	0.25	1.1	1.4	4.6	2.0
Q1055+4611	12	3.5	37	96	68	54	1.3	0.66	1.1	1.3	4.6	2.9
Q1645+5520	10	3.6	45	60	52	58	0.9	0.24	1.0	1.7	5.8	2.3
Q1422+2309	12	3.2	44	53	72	57	1.4	0.86	1.1	1.4	3.9	1.7
Q1425+6039	11	2.9	38	130	63	53	1.2	0.37	1.1	1.1	2.3	2.6
Q0636+6801	7	2.7	40	92	64	52	1.3	0.56	1.0	1.6	8.9	3.9
Q1107+4847	2	2.7	31	520	95	41	2.3	2.31	1.6	–	–	–
Q1442+2931	7	2.3	40	120	79	49	1.7	1.11	1.0	1.2	6.6	4.4
Q1626+5433	10	2.1	39	130	65	51	1.4	0.73	1.1	0.8	7.8	6.5

$$b_H = b_C \sqrt{12}, N_0 = 10^{12} \text{ см}^{-2}, n_0 = 10^{-4} \text{ Мпк}^3.$$

наряду с ожидаемым образованием маломассивных галактик происходит формирование представительной популяции структурных элементов с массами $\simeq 10^{12} M_\odot$.

Отметим, что всего были проанализированы 83 системы линий C IV, в которых число линий составляет не менее 5. Для этих систем получены следующие средние значения исследуемых параметров:

$$\begin{aligned} \langle M_{cl} \rangle &= 0.6 \times 10^{12} (1 \pm 0.9) M_\odot, \\ \langle l_{cl} \rangle &= 1.3(1 \pm 0.5) \text{ Мпк}, \quad \langle \beta \rangle = 1.1(1 \pm 0.3), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \langle b_H \rangle &= 40(1 \pm 0.3) \text{ км/с}, \\ \langle \sigma_v \rangle &= 66(1 \pm 0.4) \text{ км/с}, \\ \langle H_v \rangle &= 54(1 \pm 0.2) \text{ км/с/Мпк}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\langle n_{cl} \rangle = 10^{-3} \text{ Мпк}^{-3}, \quad \langle f_m \rangle = 6.4 \times 10^{-3}. \quad (9)$$

При этом среди проанализированных 83 систем линий поглощения C IV имеются 14 систем, в которых число линий K находится в диапазоне $21 \geq K \geq 15$. Наличие таких “богатых” систем указывает на формирование объектов с параметрами больших галактик или небольших скоплений галактик. Средняя масса таких объектов составляет $\langle M_{cl} \rangle \simeq 10^{12} M_\odot$.

На рис. 1 приведены функции распределения масс P_M , скоростей P_v и P_H , доплер-параметра P_b , и длины свободного пробега P_{sep} поглощающих облаков. Выражения для этих функций распределения приведены ниже:

$$\begin{aligned} P_M(x) &\simeq 0.1 \exp(-0.8x), \\ P_v(x) &\simeq 0.15 \exp(-6.2(x-1)^2), \\ P_H(x) &\simeq 0.15 \exp(-6.2(x-1)^2), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} P_b(x) &\simeq 0.16 \exp(-8(x-1)^2), \\ P_{sep}(x) &\simeq 0.07. \end{aligned}$$

Функция $P_M(x)$ характеризует представительность рассматриваемых систем линий. Функции $P_v(x)$ и $P_H(x)$ подобны функциям распределения гало ТМ, полученным в численных моделях [59], а функции $P_b(x)$ и $P_{sep}(x)$ подобны функциям распределения этих параметров в наблюдениях леса линий Ly_α [46, 49].

При всех обсуждаемых выше недостатках используемого подхода он открывает уникальную возможность оценить некоторые наблюдаемые параметры гало ТМ, связанные с элементами структуры Вселенной на ранних этапах образования галактик. Полученные оценки достаточно близки к теоретическим ожиданиям. Особенно интересно появление при $z \sim 4$ объектов с массой $\simeq 10^{12} M_\odot$, которая разграничивает наблюдаемые популяции галактик и скоплений галактик.

3. СИСТЕМЫ ЛИНИЙ Ly_α , ОТОЖДЕСТВЛЯЕМЫЕ С МАССИВНЫМИ ГАЛО ТМ

Результаты, полученные для систем линий поглощения C IV, можно сравнить с оценками, полученными для ~ 5300 линий поглощения Ly_α 11 квазаров [55] для тех же красных смещений $2 \leq z \leq 4$. Наблюдаемые более многочисленные линии леса Ly_α связаны, как правило, с многочисленными беззвездными маломассивными гало ТМ, возникающими после реионизации [46, 59], и, частично, с барионами, собранными в структурные элементы – филаменты и “блины”.

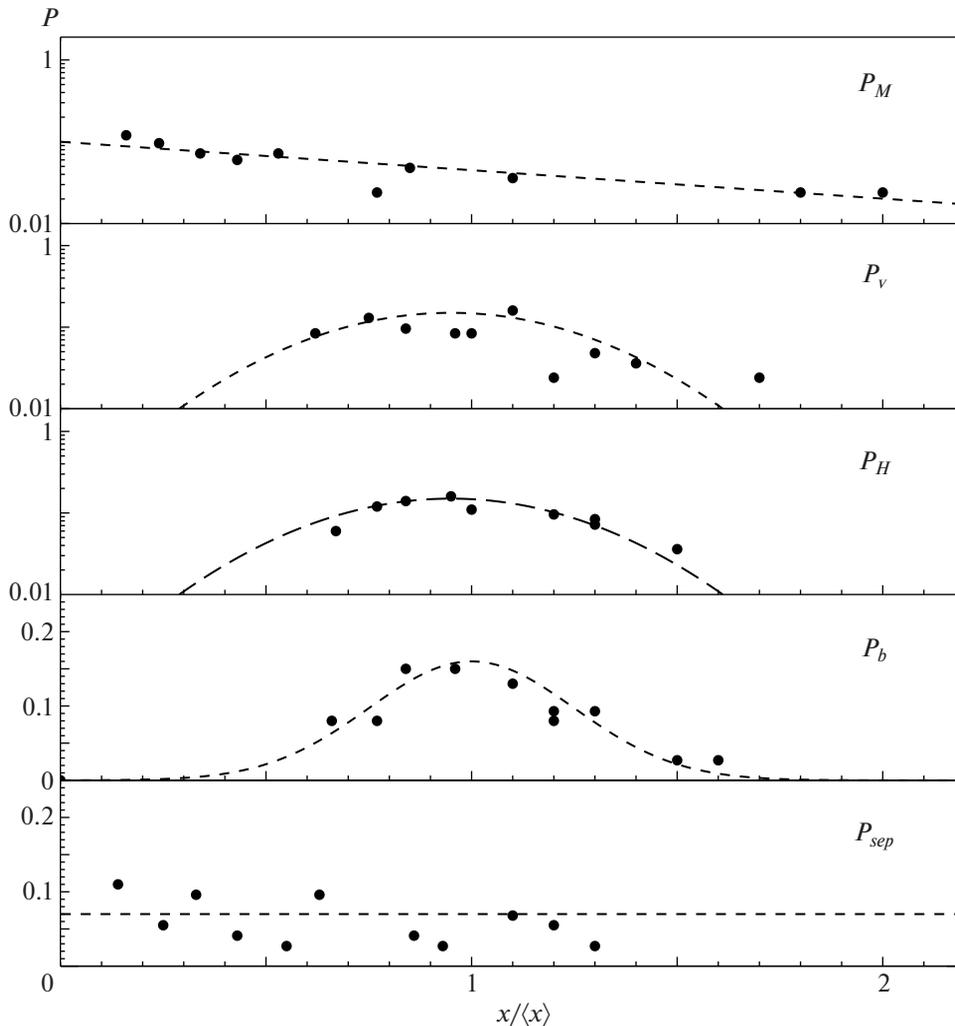


Рис. 1. Функции распределения масс P_M , скоростей P_v и P_H , доплер-параметра P_b и длины свободного пробега P_{sep} поглощающих облаков, полученные из анализа систем линий поглощения C IV. Штриховые линии соответствуют распределениям из выражения (10).

Из имеющегося каталога линий Ly_α выделим системы линий, используя два метода селекции. Первый метод: выберем системы линии с близкими значениями красного смещения, разделенные пустым интервалом $\Delta z \simeq 5 \times 10^{-4}$. Второй метод: вокруг линии поглощения с большим значением N_{HI} выберем 2–3 близкие линии. В результате селекции первым методом были отобраны 174 системы линий Ly_α , а вторым – 200 систем. Ниже приведем результаты анализа этих систем.

3.1. 174 системы линий Ly_α , отождествляемые с массивными гало ТМ

Первый метод селекции был использован ранее в [49] для выделения линий леса Ly_α , собранных в массивные группы, и было показано, что

~ 30% линий входят в состав массивных облаков, а остальные распределены случайно вдоль луча зрения.

В табл. 2 приведены результаты более подробного анализа параметров облаков, выделенных этим методом в спектрах 11 квазаров в интервале красных смещений $2 \leq z \leq 4$ и включающих не менее 3 линий. Усредненные по всем 174 системам значения параметров приведены в последней строке табл. 2. Если сравнить их со средними параметрами, полученными для систем C IV (см. табл. 1), то можно видеть, в частности, что средние значения доплер-параметра близки. Это указывает на подобие свойств ультрафиолетового фона в окрестности гало ТМ. Также средние значения массы, размера, фракции массы выделенных беззвездных объектов сравнимы со средними

Таблица 2. Параметры 174 систем линий Ly_α

QSR	N_{lin}	K_{lin}	N_{cl}	$\langle z \rangle$	$\langle b \rangle$, км/с	$\langle N_H \rangle$, $10^{13}/\text{см}^2$	$\langle l_{cl} \rangle$, Мпк	$\langle M_{cl} \rangle$, $10^{12} M_\odot$	$\langle d_{sys}^* \rangle$, 10^{-3} Мпк	$\langle n_{cl} \rangle$, Мпк^{-3}	$\langle f_m \rangle$, 10^{-3}
1055+4611	1016	358	31	3.40	26.50	1.56	1.17	0.36	670	0.78	4.2
0000–263	420	84	10	3.85	46.04	1.55	1.08	0.23	860	0.88	3.0
0055–269	486	201	21	3.39	27.54	1.36	1.29	0.52	460	1.20	6.8
1422+23	755	329	29	3.16	30.85	1.44	1.32	0.52	430	0.88	8.5
0636+680	542	166	20	2.86	34.79	0.88	1.17	0.31	530	0.90	5.3
0636+680	292	77	6	2.85	27.40	1.38	1.36	0.45	1100	0.37	2.5
1946+7658	428	138	13	2.78	30.87	1.05	1.10	0.27	740	0.10	5.4
1107+4847	481	116	14	2.51	28.55	1.03	1.45	0.55	750	0.64	7.2
1347–2457	317	83	13	2.36	27.82	0.96	1.15	0.31	470	0.93	5.4
1122–1648	321	99	9	2.15	26.34	0.81	1.16	0.34	660	0.46	3.7
1101–264	252	66	8	1.87	27.94	1.11	1.29	0.53	700	0.89	4.9
			174	2.97	30.11	1.25	1.23	0.41	610	0.86	5.7

Примечание. N_{lin} – количество линий в спектре, K_{lin} – количество линий в облаках, N_{cl} – количество облаков в спектре, f_m – доля массы в облаках.

Таблица 3. Параметры 200 систем линий Ly_α

QSR	N_{lin}	N_{cl}	$\langle z \rangle$	$\langle b \rangle$, км/с	$\langle N_H \rangle$, $10^{13}/\text{см}^2$	$\langle l_{cl} \rangle$, Мпк	$\langle M_{cl} \rangle$, $10^{12} M_\odot$	$\langle d_{sys}^* \rangle$, 10^{-4} Мпк	$\langle n_{cl} \rangle$, Мпк^{-3}	$\langle f_m \rangle$
0000–263	420	50	3.76	37.4	15.3	3.2	8.1	240	3.4	0.031
0055–269	486	30	3.28	33.1	14.7	2.3	3.0	320	5.3	0.023
1422+23	755	58	3.19	34.0	14.8	2.5	4.3	240	6.2	0.029
0636+680	542	20	2.77	33.8	15.0	3.2	7.2	450	4.1	0.036
0636+680	292	17	2.76	34.5	15.2	4.2	16.5	420	2.8	0.052
1946+7658	428	11	2.78	36.0	14.9	2.7	4.6	960	1.1	0.011
1107+4847	317	4	2.26	32.7	14.7	2.9	4.0	1300	0.3	0.004
1122–1648	321	8	2.14	32.4	14.6	3.4	11.0	630	1.0	0.021
2217–2818	242	6	2.06	30.5	14.9	6.0	62.7	580	0.5	0.021
		200	2.78	33.8	14.9	3.5	13.5	570	2.7	0.025

значениями этих параметров (7), (8), полученных при анализе систем линий поглощения C IV.

3.2. 200 систем линий Ly_α , отождествляемые с массивными гало ТМ

Результаты, полученные при анализе систем линий Ly_α , которые были отобраны с помощью второго метода селекции, когда система формируется из линии со значением N_{HI} , большим некоторого порогового, и нескольких ближайших к ней линий, приведены в табл. 3. Были использованы спектры 9 квазаров [55], пороговое

значение задано равным $N_{\text{HI}} = 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Как в предыдущем случае, усредненные по всем 200 системам линий значения параметров приведены в последней строке табл. 3. При сравнении средних значений параметров систем, отобранных вторым методом, со средними значениями параметров систем, отобранных первым методом, обращает на себя внимание существенное различие средних значений массы. Это может быть связано как с низкой точностью используемого метода селекции систем линий, так и с выбором сравнительно высокого порогового значения N_{HI} .

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Главный результат анализа наблюдений линий поглощения C IV [54] – прямое подтверждение модели образования галактик путем иерархического скучивания [28, 29]. Эти наблюдения позволяют связать процесс образования гало ТМ и галактик с предшествующим процессом образования структурных элементов – филаментов и “блинов” Зельдовича [1, 4], проследить распад этих элементов на отдельные маломассивные гало [60] с последующим их поглощением центральным массивным гало [33] и релаксацией образованной галактики [30–34].

Важно также, что этот результат получен по наблюдениям линий поглощения C IV и определено относится к образованию галактик, а не беззвездных гало ТМ. Согласно СКМ средняя плотность барионов $\langle \rho_b \rangle$ в ~ 7 раз меньше средней плотности барионов и ТМ $\langle \rho_m \rangle$ (1), а в галактики входит лишь около 20% барионов [61]. Это значит, что образование галактик связано с эволюцией особой малой фракции $\sim 3\%$ возмущений и может серьезно отличаться от типичной эволюции беззвездного гало ТМ, прослеживаемой по численным моделям.

Сегодня следы этой структуры наблюдаются и как бедные скопления галактик типа Virgo, и как группы [23], и как цепочки [26] галактик. Наиболее интересны сильно несимметричные группы, подобные Местной Группе и группам спутников Андромеды и Центавра [17–22]. Эти группы включают доминирующую центральную галактику и обширную несферическую область размером до ~ 1 Мпк, занятую десятками маломассивных, диффузных и ультрадиффузных галактик. Эволюция таких групп сводится к последовательной концентрации массы в центральной галактике.

Полученные количественные оценки (7)–(9) необходимо рассматривать как приближенные, поскольку они относятся к нестационарным объектам сложной формы и структуры. Тем не менее, в случае анализа большого массива наблюдательных данных как ценность, так и надежность подобных оценок возрастет многократно. Уже сейчас полученные средние значения n_{cl} и f_m (9) качественно согласуются с представлениями СКМ и могут быть использованы для сравнения с соответствующими результатами численных моделей [62].

Сравнение наблюдений линий поглощения C IV [54] с наблюдениями леса линий поглощения Ly $_{\alpha}$ (в разделе 3) подчеркивает общий характер эволюции и позволяет выявить количественные различия параметров структуры, связанной с галактиками и образующимися позднее беззвездными гало ТМ. Эти результаты показывают, что потенциал традиционных методов наблюдения

далеко не исчерпан и при использовании адекватных методов обработки наблюдений они могут существенно дополнить новейшие результаты, полученные в инфракрасных (JWST) [63, 64] и миллиметровых (ALMA) наблюдениях.

Анализ леса линий Ly $_{\alpha}$ показывает (см. табл. 2, 3), что после реионизации продолжается образование беззвездных гало ТМ, часть которых наблюдается как линии Ly $_{\alpha}$ [46]. Эти оценки также позволяют выделить характерные масштабы $\langle M_{cl} \rangle \simeq 10^{12} M_{\odot}$, $\langle d_{sys}^* \rangle \simeq 500$ Мпк, близкие к масштабам, полученным по линиям C IV. Можно ожидать, что иерархическое скучивание этих гало приводит к образованию массивных беззвездных гало ТМ, подобных скоплениям галактик.

Большая величина длины свободного пробега $\langle d_{sys}^* \rangle$ для всех рассмотренных выше популяций свидетельствует в пользу “теплой” модели ТМ. Сравнение наблюдаемого расстояния между структурными элементами с теоретическими оценками (15) свидетельствует в пользу спектра, ограниченного условием $0 \leq k \leq 170k_0$, что в модели “теплой” ТМ [65] соответствует массе частиц $M_{DM} \simeq 2$ кэВ.

Малая представительность выборки (14 массивных гало) не позволяет оценить свойства этих объектов, но демонстрирует образование структурных элементов с массами скоплений галактик при неожиданно больших красных смещениях $z \sim 4$. Их масса близка к “естественному” масштабу (11), характеризующему спектр первичных возмущений, и в процессе образования структурных элементов возможна трансформация этого масштаба как в большую, так и (чаще) в меньшую сторону.

Ни форма спектра возмущений в масштабах галактик, ни процессы образования галактик и гало ТМ все еще не ясны. Необходим не только подробный анализ этих вопросов в численных моделях [13, 24, 59, 66], но и массовые наблюдения галактик и скоплений галактик с измерением их кривых вращения и вириальных параметров.

Приложение

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ ВСЕЛЕННОЙ

Как было показано в [33], в линейной теории гравитационной неустойчивости существует “естественный” масштаб длины,

$$L_0 = \frac{1}{k_0} = \frac{\text{Мпк}}{\Omega_m h^2} \simeq 7.29 \text{ Мпк} \frac{0.14}{\Omega_m h^2}, \quad (11)$$

$$M_L = \frac{\pi}{6} \langle \rho_m \rangle L_0^3 \simeq 7.5 \times 10^{12} M_{\odot}.$$

В теории Зельдовича появляются несколько характерных масштабов, связанных с “естественным” масштабом и процессами образования структурных элементов – “блинов” и филаментов. Эти масштабы непосредственно связаны с моментами спектра возмущений

$$Q_n = \int_0^{\infty} k^n P(k/k_0) dk, \quad (12)$$

где $P(k)$ – спектр возмущений, нормированный обычным условием

$$\sigma_8^2 = \int_0^{\infty} k^2 P(k/k_0) W^2(k R_8) dk \simeq 0.64,$$

и $W(x)$,

$$W(x) = 3(\sin x - x \cos x)/x^3,$$

– фильтр, соответствующий сферическому гало с радиусом $R_8 = 8h^{-1}$ Мпк.

Как было показано в [4, 67], в космологических моделях с “холодной” ТМ эволюция структуры определяется смещением частиц ТМ из невозмущенного положения и характерной длиной

$$l_0 = \sqrt{Q_0} \simeq 13 \text{ Мпк}, \quad (13)$$

$$M_0 = M_L(l_0/L_0)^3 \simeq 4 \times 10^{13} M_{\odot}.$$

Этот масштаб появляется в наблюдениях скопленных галактик и в параметрах структуры Вселенной при малых красных смещениях [24].

На более ранних стадиях эволюции Вселенной проявляются меньшие масштабы. Так, для стандартного спектра [33], ограниченного областью

$$0 \leq k \leq k_{mn} = 170k_0 \simeq 23 \text{ Мпк}^{-1}, \quad (14)$$

$$M_{mn} = M_0(k_0/k_{mn})^3 \simeq 10^5 M_{\odot},$$

$$l_1 = \sqrt{Q_0/Q_2} \simeq 2 \text{ Мпк}, \quad (15)$$

$$M_1 = 1.33\pi \langle \rho \rangle l_1^3 \simeq 1.3 \times 10^{12} M_{\odot}.$$

Эти значения близки к наблюдаемым размерам групп (7). Эти же масштабы видны в распределении по массам наблюдаемых галактик и скопленных галактик. Используя стандартные методы теории случайных процессов [4, 68, 69], можно грубо оценить среднюю линейную плотность “блинов” вдоль случайной прямой как

$$\sigma_1 = \frac{f_m}{2\pi l_1}, \quad (16)$$

где f_m – фракция массы, входящей в наблюдаемые объекты. Наблюдаемая длина свободного пробега между системами поглощения C IV $\langle d_{\text{sys}} \rangle$

(9) при фракции $\langle f_m \rangle \sim 0.6 \times 10^{-3}$ соответствует характерной длине $l_1 \simeq \langle f_m d_{\text{sys}} \rangle / 2\pi \simeq 0.6$ Мпк,

близкой к оценке l_1 (15). В модели [65] такой спектр соответствует массе частиц темной материи $M_{DM} \sim 2$ кэВ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках программы ФИАН ННГ 41-2020.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ya. Zeldovich*, *Astron. and Astrophys.* **5**, 84, (1970).
2. *Я. Зельдович, И. Новиков, Структура и эволюция Вселенной* (М.: Наука, 1975).
3. *S. Shandarin and Ya. Zeldovich*, *Rev. Modern Physics* **61**(2), 185 (1989).
4. *M. Demiański and A. Doroshkevich*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **306**, 779 (1999).
5. *L. Thompson and S. Gregory*, *Astrophys. J.* **220**, 809 (1978).
6. *S. Gregory and L. Thompson*, *Astrophys. J.* **222**, 784 (1978).
7. *M. Ramella, M. Geller, and J. Huchra*, *Astrophys. J.* **384**, 396 (1992).
8. *S. Ikeuchi*, *Astrophys. Space Sci.* **118**, 509 (1986).
9. *L. Gao, S. White, A. Jenkins, C. Frenk, and V. Springel*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **363**, 379 (2005).
10. *V. Springel, S. White, A. Jenkins, C. S. Frenk, et al.*, *Nature* **435**, 629 (2005).
11. *M. Boylan-Kolchin, V. Springel, S. White, and A. Jenkins*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **398**, 1150 (2009).
12. *A. Klypin, S. Trujillo-Gomez, and J. Primack*, *Astrophys. J.* **740**, id. 102 (2011).
13. *M. Demiański, A. Doroshkevich, S. Pilipenko, and S. Gottlober*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 1813 (2011).
14. *A. Klypin, G. Yepes, S. Gottlober, F. Prada, and S. Hess*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **457**, 4 (2016).
15. *Y. Kim, R. Smith, and J. Shin*, *Astrophys. J.* **935**, id. 71 (2022).
16. *M. Walker, M. Mateo, E. Olszewski, J. Peñarrubia, N. W. Evans, and G. Gilmore*, *Astrophys. J.* **704**, 1274 (2009).
17. *J. Bullock and M. Boylan-Kolchin*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**(1), 343 (2017).
18. *I. de Martino, S. Chakrebarthy, V. Cesare, A. Gallo, L. Ostorero, and A. Diaferio*, *Universe* **6**, 107 (2020).
19. *M. Pawłowski, J. Pflamm-Altenburg, and P. Kroupa*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **423**, 1109 (2012).
20. *O. Müller, M. Pawłowski, H. Jerjen, and F. Lelli*, *Science* **359**, 534 (2018).
21. *A. Helmi, F. van Leeuwen, P. J. McMillan, D. Massari, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A12 (2018).
22. *M. Pawłowski and P. Kroupa*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **491**, 3042 (2020).
23. *D. Makarov and I. Karachentsev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **412**, 2498 (2011).
24. *A. Doroshkevich, D. Tucker, S. Allam, and M. Way*, *Astron. and Astrophys.* **418**, 7 (2004).

25. *L. Jiang, K. Finlator, S. Cohen, E. Egami, et al.*, *Astrophys. J.* **816**, id. 16 (2016).
26. *M. Ginolfi, E. Piconcelli, L. Zappacosta, G. C. Jones, et al.*, *Nature Comm.* **13**, id. 4574 (2022).
27. *Y. Ning, L. Jiang, Z. Zheng, and J. Wu*, *Astrophys. J.* **926**, id. 230 (2022).
28. *R. B. Partridge and P. J. E. Peebles*, *Astrophys. J.* **147**, 868 (1967).
29. *R. B. Partridge and P. J. E. Peebles*, *Astrophys. J.* **148**, 377 (1967).
30. *S. Chandrasekhar*, *Rev. Modern Physics* **15**, 1 (1943).
31. *D. Lynden-Bell*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **136**, L101 (1967).
32. *J. Fillmore and P. Goldreich*, *Astrophys. J.* **281**, 1 (1984).
33. *J. Bardeen, J. Bond, N. Kaiser, and A. Szalay*, *Astrophys. J.* **304**, 15 (1986).
34. *A. Gurevich and K. Zybin*, *Physics Uspekhi* **38**, 687 (1995).
35. *M. McQuinn*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 313 (2016).
36. *A. B. Засов, A. C. Сабурова, A. B. Хонерсков, C. A. Хонерсков*, *Успехи физ. наук* **187**, 3 (2017).
37. *T. Naab and J. Ostriker*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 59 (2017).
38. *J. Tumlinson, M. Peebles, and J. Werk*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 389 (2017).
39. *R. Wechsler and J. Tinker*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **56**, 435 (2018).
40. *P. Salucci*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **27**, 2 (2019).
41. *T. Zavala and C. Frenk*, *Galaxy* **7**, 81 (2019).
42. *D. Martinez-Delgado, R. Läsker, M. Sharina, E. Toloba, et al.*, *Astron. J.* **151**, 96 (2016).
43. *J. Roman and I. Trujillo*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **468**, 703 (2017).
44. *J. Roman and I. Trujillo*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **468**, 4039 (2017).
45. *D. D. Shi, X. Z. Zheng, H. B. Zhao, Z. Z. Pan, et al.*, *Astrophys. J.* **846**, id. 26 (2017), arXiv:1708.00013 [astro-ph.GA].
46. *M. Demiański, A. Doroshkevich, and T. Larchenkova*, *Astron. Letters* **48**(7), 361 (2022).
47. *T.-S. Kim, R. Carswell, and D. Ranquist*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **456**, 3509 (2016).
48. *T.-S. Kim, R. Carswell, C. Mongardi, A. Partl, J. Mucket, P. Barai, and S. Cristiani*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **457**, 2005 (2016).
49. *M. Demiański and A. Doroshkevich*, *Astron. Rep.* **52**, 859 (2018).
50. *B. Wakker, A. Hernfandes, D. French, T.-S. Kim, B. D. Oppenheimer, and B. D. Savage*, *Astrophys. J.* **814**(1), id. 40 (2015).
51. *S. E. I. Bosman, G. D. Becker, M. G. Haehnelt, P. C. Hewett, R. G. McMahon, D. J. Mortlock, C. Simpson, and B. P. Venemans*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **470**, 1919 (2017).
52. *A. Codoreanu, E. V. Ryan-Weber, L. A. Garcia, N. H. M. Crig-hton, G. Becker, M. Pettini, P. Madau, and B. Venemans*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **481**, 4940 (2018).
53. *V. D'Odorico, K. Finlator, S. Cristiani, G. Cupani, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **512**(2), 2389 (2022).
54. *A. Boksenberg and W. Sargent*, *Astrophys. J. Suppl.* **218**, id. 7 (2015).
55. *M. Demiański, A. Doroshkevich, and V. Turchaninov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **371**, 915 (2006).
56. *E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **192**, id. 18 (2011).
57. *P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **594**, id. 13 (2016).
58. *A. Cuceu, J. Farr, P. Lemos, and A. Font-Ribera*, *J. Cosmology and Astroparticle Phys.* **10**, id. 044 (2019).
59. *M. Demiański, A. Doroshkevich, T. Larchenkova, and S. Pilipenko*, *Astron. Rep.* **66**, 766 (2022).
60. *A. Doroshkevich*, *Soviet Astron.* **24**, 152 (1980).
61. *J. Shull, B. Smith, and C. Danforth*, *Astrophys. J.* **759**, id. 23 (2012).
62. *М. Демянский, А. Дорошкевич, Т. Ларченкова, С. Пулипенко, С. Готтлобер*, в печати (2023).
63. *Y. Harikane, A. Inoue, K. Mavatan, T. Hashimoto, et al.*, *Astrophys. J.* **929**(1), id. 1 (2022).
64. *R. Lee, F. Pacucci, P. Natarajan, and A. Loeb*, arXiv:2209.06830 [astro-ph.GA] (2022).
65. *M. Viel, J. Lesgourgues, M. Haehnelt, S. Matarrese, and A. Riotto*, *Phys. Rev. D* **71**, id. 063534 (2005).
66. *T. Ishiyama*, *Astrophys. J.* **788**, id. 27 (2014).
67. *M. Demiański and A. Doroshkevich*, *Astron. and Astrophys.* **422**, 423 (2004).
68. *M. Kendall and P. Moran*, *Geometrical Probability* (London: Griffin, 1963).
69. *А. А. Свешников*, *Прикладные методы теории случайных функций* (М.: Наука, 1968).

ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК БАЛДЖЕЙ ОТ МАССЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИХ ПРОИСХОЖДЕНИЯ

© 2023 г. Ф. У. Ботиров^{1,*}, С. Н. Нуритдинов¹, А. Е. Ашуров²

¹ Национальный университет Узбекистана им. Мирзо Улугбека, Ташкент, Узбекистан

² Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан

*E-mail: botirov_0807@mail.ru

Поступила в редакцию 08.02.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 27.03.2023 г.

С целью изучения влияния центральной черной дыры на формирование балджа спиральных галактик выполнен анализ связи между массами сверхмассивных черных дыр (СЧД) с параметрами их балджей. В отличие от других авторов, мы рассматриваем только спиральные галактики. В этой статье на основе данных наблюдений 54 спиральных галактик получены эмпирические формулы между массой центральной черной дыры (M_{BH}) и звездной массой балджа (M_{bulge}) и дисперсией скоростей (σ) звезд в нем. Построена нелинейно нестационарная модель диска с анизотропной диаграммой скоростей. На фоне этой модели изучены неустойчивости отдельных мод возмущений. Вычислены значения инкрементов неустойчивостей в зависимости от физических параметров модели. Выполнено их сравнение в рамках трех мод возмущений. Статья частично основана на докладе, представленном на конференции “Современная звездная астрономия-2022”, прошедшей в Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ им. М.В. Ломоносова 8–10 ноября 2022 г.

Ключевые слова: нелинейная модель, нестационарный самогравитирующий диск, балдж Галактики

DOI: 10.31857/S0004629923050018, EDN: YVOQDS

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что астрономические наблюдения с высоким разрешением в ряде областей электромагнитного спектра с использованием специальных детекторов помогли получить ценную информацию об особенностях галактического балджа нашей Галактики.

Согласно исследованиям корреляций между массами центральных сверхмассивных черных дыр и физическими характеристиками балджей, эти черные дыры играют ключевую роль в эволюции галактик. Зависимость между центральной массой черной дыры M_{BH} и дисперсией звездных скоростей балджа σ была исследована рядом авторов (см., напр., [1] и ссылки там). Кроме того, в некоторых работах [2] показано, что M_{BH} тесно коррелирует с концентрацией балджей, количественно определяемой индексом Серсика n . Укажем также работу [3], где зависимость между M_{BH} и массой балджа M_{bulge} была получена в виде $M_{\text{BH}} \sim 5 \times 10^{-3} M_{\text{bulge}}$. Более того, авторы [4] показали, что корреляция между светимостью балджа и массой черной дыры становится намного более

тесной в наблюдениях в ближнем ИК-диапазоне по сравнению с наблюдениями в оптическом диапазоне. Но до сих пор никто не искал такую эмпирическую взаимосвязь отдельно для спиральных галактик. С этой точки зрения данное исследование является одним из наиболее важных и актуальных вопросов галактической астрономии. С другой стороны, изучение этих зависимостей также может быть полезным для нахождения масс сверхмассивных центральных черных дыр в спиральных галактиках.

В настоящей работе проведено исследование влияние центральной черной дыры на формирование балджа спиральной галактики, и построены эмпирические зависимости массы центральной черной дыры от параметра балджа на основе последних данных наблюдений. В целом эти результаты могут дать важную информацию о формировании и эволюции спиральных галактик, в том числе Млечного Пути.

Статья построена следующим образом. В разделе 2 обсуждены вопросы классификации балджей спиральных галактик. В разделе 3 изучена зависимость массы центральной СЧД от характеристик балджа галактик. В разделе 4 обсуждается

один из возможных механизмов происхождения балджей. В разделе 5 речь пойдет об одной возможности построения аналитически решаемой модели самогравитирующего диска. В разделе 6 дается нестационарный аналог дисперсионного уравнения для построенной пульсирующей модели диска. В разделе 7 изучены изгибные возмущения на фоне пульсирующего диска.

2. КЛАССИФИКАЦИИ БАЛДЖЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

Все спиральные галактики обычно содержат балджи в виде центрального компонента, где наблюдается концентрация света к центру. Многие авторы (см., напр., [5] и ссылки там) считают, что балджи можно разделить на два типа: классические балджи и псевдобалджи, причем первый имеет те же свойства, что и эллиптические галактики. А псевдобалджи у этих авторов являются дискообразными или имеют, например, “арахисоподобную форму”, они подвержены вращению и более активны с точки зрения звездообразования [5]. Наблюдателям всегда полезно знать тип балджа. Классические балджи определяются [6] исключительно наблюдательными критериями: их свойства напоминают эллиптические галактики [7, 8]. Визуальная классификация балджей с использованием Цифрового обзора неба представлена в работе [9], где указано, что в ближнем ИК-диапазоне поглощение пыли почти не влияет на форму балджей.

Нас интересуют балджи спиральных галактик, так как они могут быть структурами с принципиально разными свойствами, имеющими различную природу. На наш взгляд, балджи спиральных галактик необходимо разделить на пять типов с точки зрения теории происхождения. Точнее, мы предлагаем разделить балджи на пять типов, а именно:

- 1) классические балджи (NGC 6504);
- 2) дискообразные балджи (NGC 6782);
- 3) арахисоподобные балджи (NGC 7332);
- 4) ящикообразные балджи (NGC 891) и
- 5) псевдобалджи (неклассифицируемые, сложные по форме) балджи.

Многие авторы считают, что арахисоподобные, х-образные и дискообразные — это псевдобалджи. А псевдобалджи — это те, которые трудно отнести к какому либо случаю, довольно сложные и никак не классифицируемые случаи. Кроме того, необходимость разделения на 5 типов связана еще с тем, что для первых четырех случаев можно указать конкретные моды возмущения, неустойчивость которых приводит к формированию этого типа балджа.

Для окончательного решения проблемы классификации балджей мы составили список из

54 спиральных галактик. В данной выборке 28 спиральных галактик имеют классический балдж, что составляет 52%, к типу дискообразные отнесены 13% галактик, к арахисоподобным относится 11%, ящикообразные составили 6%, псевдобалджи 18%. В следующей части исследованы физические, корреляционные и эволюционные характеристики балджей спиральных галактик.

3. ЭМПИРИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАССЫ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СЧД ОТ ХАРАКТЕРИСТИК БАЛДЖА ГАЛАКТИК

В этом разделе мы приводим результаты статистического анализа сводного каталога балджей спиральных галактик. При этом нас больше всего интересовали вопросы статистической зависимости массы центральной СЧД от физических характеристик балджа.

При поиске возможной эмпирической зависимости между массами СЧД (M_{BH}) и массами звезд балджей (M_{bulge}) была обнаружена хорошая корреляция (см. рис. 1, 2). Метод наименьших квадратов показывает, что эта зависимость является линейно логарифмической.

Для всех объектов, независимо от типа балджа, коэффициент корреляции равен 0.58. Методом наименьших квадратов мы нашли, что

$$\log M_{BH} = -1.99 \pm 1.84 + (0.91 \pm 0.17) \log M_{bulge}. \quad (1)$$

Если рассмотреть отдельно только классические балджи, то коэффициент корреляции равен 0.77, а эмпирическая зависимость имеет вид

$$\log M_{BH} = -5.11 \pm 2.07 + (1.24 \pm 0.19) \log M_{bulge}. \quad (2)$$

Как видно, результаты выражений (1) и (2) существенно отличаются друг от друга.

Кроме того, при поиске возможных эмпирических зависимостей между дисперсией скоростей звезд в балдже (σ) и массой СЧД (M_{BH}), была обнаружена также хорошая корреляция (рис. 3, 4). Метод наименьших квадратов показывает, что эти зависимости являются линейными.

Для всех объектов коэффициент корреляции между σ и M_{BH} равен 0.65, а соответствующая зависимость имеет следующий вид:

$$\log M_{BH} = -2.21 \pm 1.57 + (4.60 \pm 0.75) \log \sigma. \quad (3)$$

Для классических балджей соответствующий коэффициент корреляции равен 0.74, а зависимость получена нами в виде

$$\log M_{BH} = -1.98 \pm 1.74 + (4.61 \pm 0.81) \log \sigma. \quad (4)$$

Отсюда можно сделать вывод о том, что с ростом массы СЧД дисперсия скоростей звезд в области балджа растет.

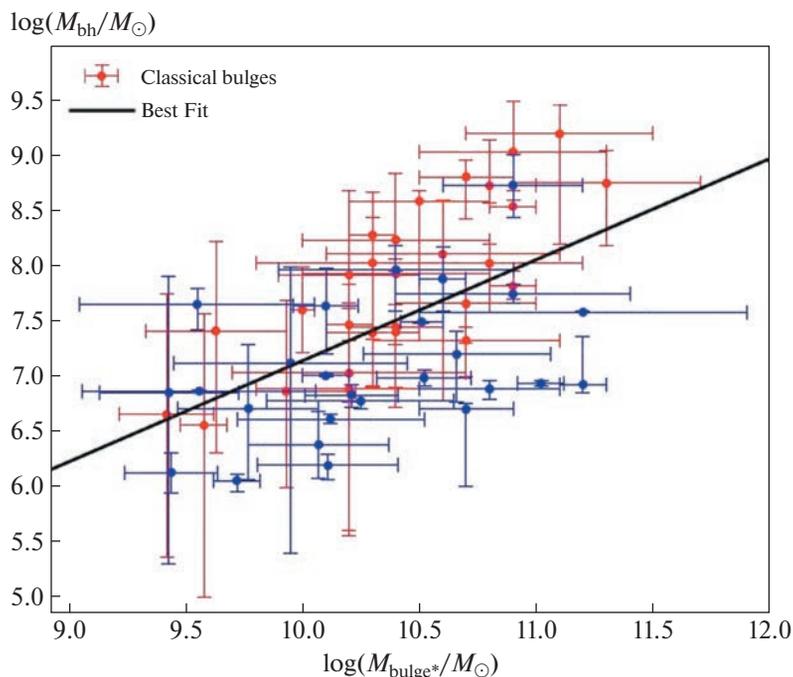


Рис. 1. Зависимость M_{BH} от M_{bulge} для всех исследованных объектов.

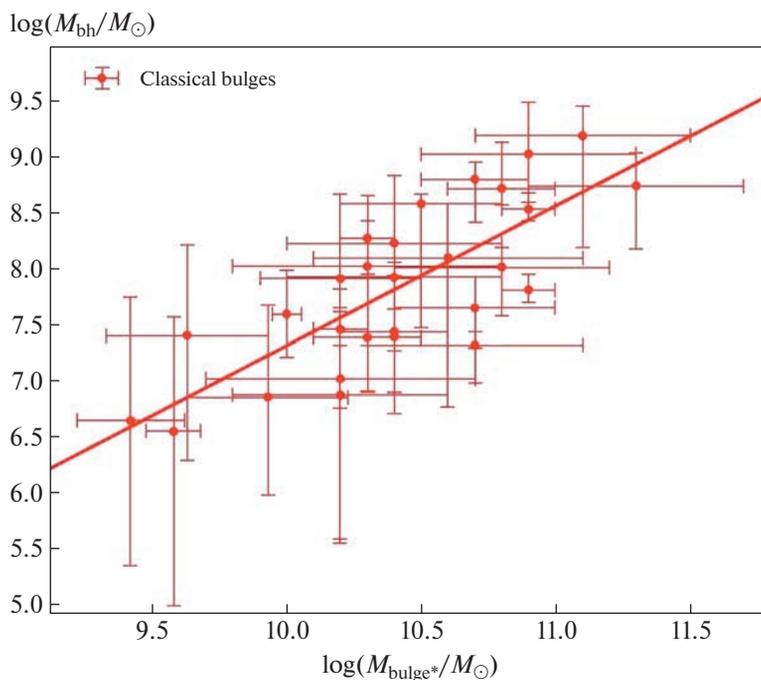


Рис. 2. Зависимость M_{BH} от M_{bulge} для классических балджей.

4. ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ПРОИСХОЖДЕНИЯ БАЛДЖА

Как было отмечено выше, первоначально [6] балджи спиральных галактик подразделялись на два типа: классические балджи и псевдобалджи.

Классические балджи — это сфероиды, образованные гравитационным коллапсом или иерархическим слиянием более мелких галактик. Они образовались в очень раннюю эпоху формирования галактик, и поэтому их возраст обычно стар-

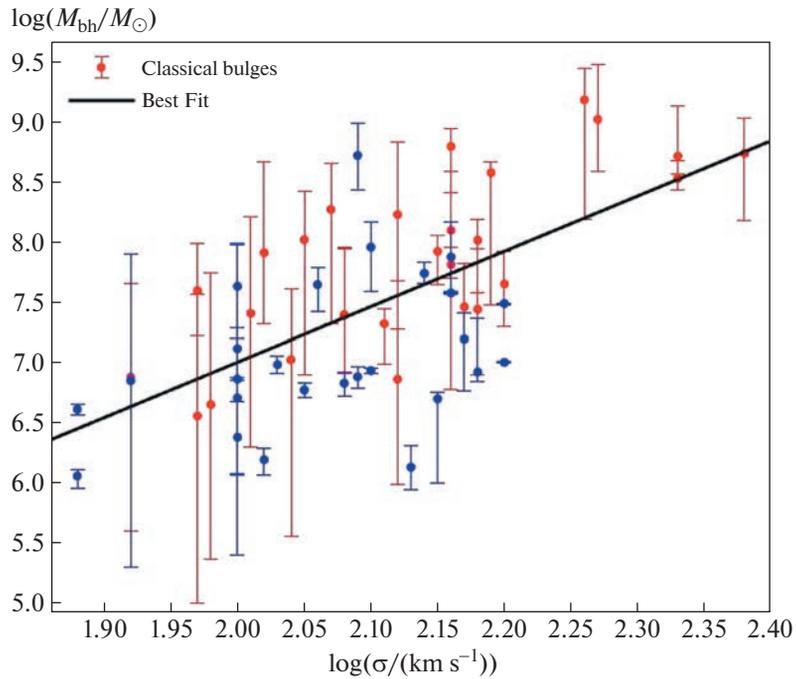


Рис. 3. Зависимость M_{BH} от σ для всех исследованных объектов.

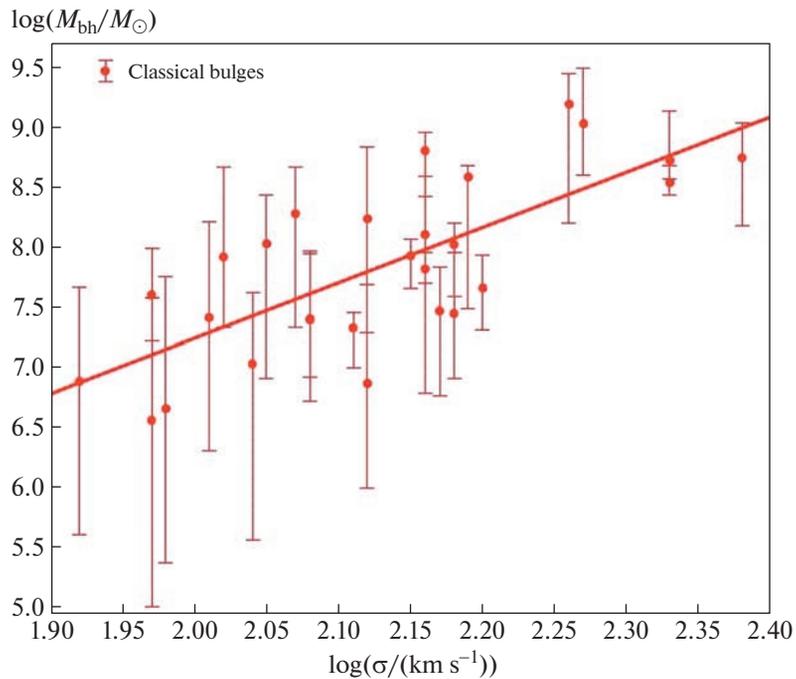


Рис. 4. Зависимость M_{BH} от σ для классических балджей.

ше диска. Указанные нами выше остальные типы балджей, напротив, имеют несколько деформированную структуру, наблюдаемую в центральной части спиральных галактик. Галактики более позднего типа, такие как Млечный Путь, в основ-

ном имеют небольшие прямоугольные балджи с почти экспоненциальными профилями поверхностной яркости. К сожалению, наблюдателям часто не всегда понятно, к какому типу относится конкретно наблюдаемый балдж.

Происхождение балджей пока изучено недостаточно из-за того, что они весьма неоднородны [10]. Согласно наблюдениям, балдж нашей Галактики имеет сложную внутреннюю структуру. В нем можно выделить ядерную область и часто центральный диск, происхождение которого пока непонятно. До сих пор остается также не разработанной теория происхождения самого балджа, имеются только некоторые предварительные результаты и расчеты в рамках стационарного моделирования.

Основные теории происхождения балджей: слияние галактик; коллапс массивной протогалактики с явным вращением и неустойчивость изгибных возмущений диска.

Однако по мере накопления наблюдений мы наблюдаем все больше и больше новых особенностей, которые затрудняют интерпретацию каждого случая. Это заставляет искать ответы, например, на следующие вопросы: 1) каковы основные причины различий балджей; 2) зависит ли тип балджа от массы центральной СЧД; 3) различаются ли сценарии формирования разных типов балджей; 4) можно ли найти тип возмущения для каждого из указанных выше видов балджа спиральных галактик?

Очевидно, балдж не может формироваться на фоне стационарной модели. В реальности, его формирование может происходить в период нелинейно нестационарной стадии эволюции галактики из-за гравитационной неустойчивости, например, вертикальных колебаний центральной области и/или неустойчивости коллапса внутренней области галактики на ранней стадии ее эволюции. Эта идея была выдвинута впервые одним из авторов данной работы в [11].

Мы исследуем здесь именно этот случай. Для этого мы сначала построили нестационарную модель диска с анизотропной диаграммой скоростей звезд в нем. Данное построение состоит из двух этапов и приводит к разработке составной конфигурации, где за основу был взят изотропный нестационарный вариант Нуриддинова [11], который обобщил равновесную модель Бисноватого-Когана и Зельдовича [12] на случай пульсации. Для анализа физики формирования балджа галактик и других самогравитирующих систем нам необходимо в первую очередь построить для них точные аналитически решаемые модели. Поэтому была построена новая анизотропная модель пульсирующего самогравитирующего диска и рассмотрены конкретные изгибные моды колебаний. Модель имеет составную природу, а точнее является суперпозицией изотропного и анизотропного состояний диска. Получен нестационарный аналог дисперсионного уравнения данной составной модели в общем случае. Исследовано поведение конкретных мод возмущения,

неустойчивость которых приводит к формированию балджа в центральной области диска. Построены критические диаграммы зависимости вириального отношения от степени вращения системы при различных значениях параметра суперпозиции и соответствующие графики для инкрементов неустойчивости.

5. МОДЕЛЬ ДИСКА

Среди различных возможных нестационарных дисковой подсистемы галактик особое место занимают ее радиальные колебания. Они могут иметь в реальности не очень большие амплитуды, но теоретически легче построить радиально пульсирующие диски, обобщив на этот случай некоторые известные равновесные модели. Ранее в работе Нуриддинова [11] была построена пульсирующая модель самогравитирующего диска с фазовой плотностью

$$\Psi(r, v_r, v_\perp, t) = \frac{\sigma_0}{2\pi\Pi\sqrt{1-\Omega^2}} \left[\frac{1-\Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_\perp - v_b)^2 \right]^{-0.5} \chi(R-r), \quad (5)$$

являющаяся обобщением равновесной модели Бисноватого-Когана и Зельдовича [12] на случай радиальной пульсации. При этом радиус модели (5) равен $R(t) = R_0\Pi(t)$,

$$\Pi(t) = \frac{1 + \lambda \cos \Psi}{1 - \lambda^2}, \quad t = \frac{\Psi + \lambda \sin \Psi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}. \quad (6)$$

В (5) Ω – безразмерный параметр, характеризующий степень твердотельного вращения диска ($0 \leq \Omega \leq 1$),

$$v_a = -\lambda \frac{r \sin \Psi}{\Pi^2 \sqrt{1-\lambda^2}}, \quad v_b = \frac{\Omega r}{\Pi^2}. \quad (7)$$

Здесь λ – амплитуда радиальной пульсации, которая однозначно связана с вириальным параметром в виде

$$\lambda = 1 - (2T/|U|)_0, \quad (8)$$

χ в (5) – функция Хэвисайда, σ_0 – значение поверхностной плотности диска в его центре, причем

$$\sigma(\bar{r}, t) = \sigma_0 \sqrt{1 - (r/\Pi)^2}, \quad \pi^2 G \sigma_0 = 2R_0, \quad (9)$$

и для удобства расчетов полагаем, что $R_0 = 1$. Следовательно, при $\lambda = 0$ в (5) мы имеем дело со случаем модели авторов [12].

Вопросы устойчивости пульсирующей модели с изотропной диаграммой скоростей (5) изучены подробно в ряде работ (см., напр., [13, 14]) и определены критические диаграммы связи между Ω и

$(2T/|U|)_0$. Однако изотропность диаграммы скоростей является в общем случае не совсем реальной и требуется построение анизотропных моделей. Чтобы построить анизотропную модель, воспользуемся известным способом усреднения модели (5) по параметру Ω :

$$\Psi_A = \int_{-1}^{+1} \rho(\Omega) \Psi d\Omega, \quad \int_{-1}^{+1} \rho(\Omega) d\Omega = 1, \quad (10)$$

вводя весовую функцию $\rho(\Omega)$.

Согласно (2), функция $\rho(\Omega)$ должна быть четной. Нами подробно изучены различные случаи для $\rho(\Omega)$. Среди них довольно интересная модель при

$$\rho(\Omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\Omega^2}{\sqrt{1 - \Omega^2}}. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), с учетом (5) и после некоторых преобразований имеем

$$\Psi_A = \frac{\sigma_0}{\pi^2} \chi(D) \int_{-1}^{+1} \frac{\Omega^2 d\Omega}{(1 - \Omega^2) \sqrt{D - (\Omega - r v_{\perp})^2}}, \quad (12)$$

где D – дискриминант квадратного уравнения относительно Ω под знаком корня в (12),

$$D = \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2}\right) (1 - \Pi^2 v_{\perp}^2) - \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \geq 0. \quad (13)$$

Полагая

$$(\Omega - r v_{\perp}) / \sqrt{D} = \sin \theta, \quad (14)$$

легко находим искомое выражение

$$\Psi_A = \frac{3\sigma_0}{2\pi} \left[\left(\left(\frac{r}{\Pi} + v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-0.5} - \left(\left(\frac{r}{\Pi} - v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-0.5} - \frac{2}{3} \right] \chi(D). \quad (15)$$

Вывод (15) был первым этапом построения анизотропной пульсирующей модели, а вторым этапом является создание составной модели путем суперпозиции (5) и (15) в виде

$$\Psi_{sost}(r, v_r, v_{\perp}, t, \mu) = (1 - \mu) \Psi_{izot} + \mu \Psi_A. \quad (16)$$

Следовательно, при $\mu = 0$ мы имеем чисто изотропный случай, а при $\mu = 1$ – анизотропный, т.е. использование принципа суперпозиции дает возможность охватить все модели между двумя состояниями Ψ_{izot} и Ψ_A . Отметим, что ранее такой способ был применен успешно в работе [13] для явно другой весовой функции $\rho(\Omega)$. Подставляя сюда (5) и (15), имеем

$$\Psi_{sost} = (1 - \mu) \left[\frac{\sigma_0}{2\pi \Pi \sqrt{1 - \Omega^2}} \left\{ \frac{1 - \Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - \right. \right.$$

$$\left. - (v_r - v_a)^2 - (v_{\perp} - v_b)^2 \right\}^{-0.5} \chi(R - r) \right] + \mu \left[\frac{3\sigma_0}{2\pi} \left[\left(\left(\frac{r}{\Pi} + v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-0.5} - \left(\left(\frac{r}{\Pi} - v_{\perp} \Pi \right)^2 + \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right)^{-0.5} - \frac{2}{3} \right] \chi(D) \right]. \quad (17)$$

Далее приступим к определению нестационарного аналога дисперсионного уравнения, где μ – параметр суперпозиции, который принимает значения из интервала $[0; 1]$.

6. НЕСТАЦИОНАРНЫЙ АНАЛОГ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Теория малых изгибных колебаний тонкого диска, развитая впервые Хантером и Тумре [15], нам дает возможность получить нестационарный аналог дисперсионного уравнения (НАДУ) изгибных возмущений для новой построенной модели. Такой подход был использован в работе [14], чтобы получить НАДУ для изотропной нестационарной модели (5). Так, ранее удалось найти следующее НАДУ для модели (5) в работе [14]:

$$\begin{aligned} & (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + 2im\Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \times \\ & \times \frac{dR}{d\psi} + 2 \left[\Upsilon_{mN} - 1 + \frac{m\Omega \sqrt{1 - \lambda^2}}{1 + \lambda \cos \psi} \times \right. \\ & \left. \times \left(i\lambda \sin \psi - \frac{m\Omega}{2} \sqrt{1 - \lambda^2} \right) - \right. \\ & \left. - \frac{(1 - \Omega^2)(1 - \lambda^2)(N^2 - m^2 + N - 2)}{6(1 + \lambda \cos \psi)} \right] R(\psi) = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\Upsilon_{mN} = \frac{(N + m)!!(N - m)!!}{(N + m - 1)!!(N - m - 1)!!},$$

N – основной индекс возмущения и m – азимутальное волновое число.

Воспользуемся данным НАДУ (18) изотропной модели (5), чтобы получить НАДУ для анизотропной модели (15) без повторного выполнения необходимых расчетов. Для этого нам достаточно применить метод усреднения по параметру Ω с весовой функцией (11). Таким образом, умножив уравнение (18) на функцию (11) и проинтегрировав результат по Ω в интервале $[-1; +1]$, получим нужный нам НАДУ изгибных колебаний исследу-

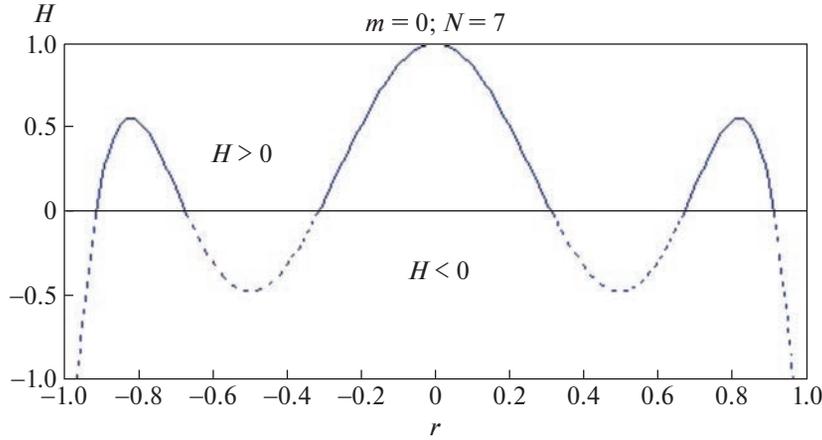


Рис. 5. График функции $H(\vec{r}, t)$ для $m = 0, N = 7$.

емой анизотропной модели (15) нестационарного диска, который примет следующий вид:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dR}{d\psi} + 2 \left[\Upsilon_{mN} - 1 - \frac{(1 - \lambda^2)(N^2 + N + 8m^2 - 2)}{24(1 + \lambda \cos \psi)} \right] R(\psi) = 0. \quad (19)$$

Теперь, с помощью НАДУ (19) мы можем исследовать поведение изгибных мод колебаний на фоне анизотропной модели (15). Надо отметить, что эта модель (15) является невращающейся анизотропной моделью нестационарного самогравитирующего диска. Но, если воспользоваться принципом суперпозиции, полученная новая модель является вращающейся.

Следовательно, НАДУ составной модели (17), в соответствии с принципом суперпозиции, имеет вид:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \left[\lambda \sin \psi + 2im\Omega \sqrt{1 - \lambda^2} (1 - \mu) \right] \frac{dR}{d\psi} + 2 \left\{ \Upsilon_{mN} - 1 - \frac{\mu(1 - \lambda^2)(N^2 + N + 8m^2 - 2)}{24(1 + \lambda \cos \psi)} + \frac{(1 - \mu)(1 - \lambda^2)}{6(1 + \lambda \cos \psi)} \left[\frac{6im\Omega \lambda \sin \psi}{\sqrt{1 - \lambda^2}} - 3m^2 \Omega^2 - (1 - \Omega^2)(N^2 - m^2 + N - 2) \right] \right\} R(\psi) = 0. \quad (20)$$

Задавая значения N и m , мы с помощью НАДУ (20) составной модели (17) можем исследовать конкретные вертикальные моды колебания, как крупномасштабные, так и любые мелкомасштабные возмущения.

7. ДВЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ МОДЫ КОЛЕБАНИЯ

Известно, что плоская дискообразная подсистема формировалась в период нелинейно нестационарной стадии эволюции нашей Галактики [16]. Этот период характеризуется коллапсом не только вдоль оси вращения, но и в перпендикулярном к ней направлении, вдоль которого, согласно наблюдениям [17], сжатие в общем случае носит нерегулярный и нестационарный характер. С другой стороны, необходимо учесть, что дискообразная подсистема является наиболее неустойчивой конфигурацией. К гравитационной неустойчивости подвержены также вертикальные моды колебаний, среди которых ранее был изучен случай, когда радиальное волновое число $N = 3$, а азимутальное $m = 0$ [18]. В данной работе нас интересуют случаи относительно высоких осесимметричных мод возмущений с $N = 5$ и $N = 7$ при сохранении $m = 0$. Эти случаи соответствуют центральной куполообразной выпуклости с незначительной высотой, окруженной слабой кольцеобразной материей.

В соответствии с теорией [15], при деформации диска вертикальное смещение его элемента в точке $r(x, y)$ в момент времени t в общем случае задается в виде

$$H(\vec{r}, t) = B(t) \frac{1}{\xi} P_N^m(\xi) e^{im\varphi}, \quad \xi = \sqrt{1 - \frac{r^2}{\Pi^2}}, \quad (21)$$

где $B(t)$ — искомая функция от времени t , характеризующая амплитуду вертикальных колебаний, φ — азимутальный угол, $P_N^m(\xi)$ — присоединенный полином Лежандра, для которого разность

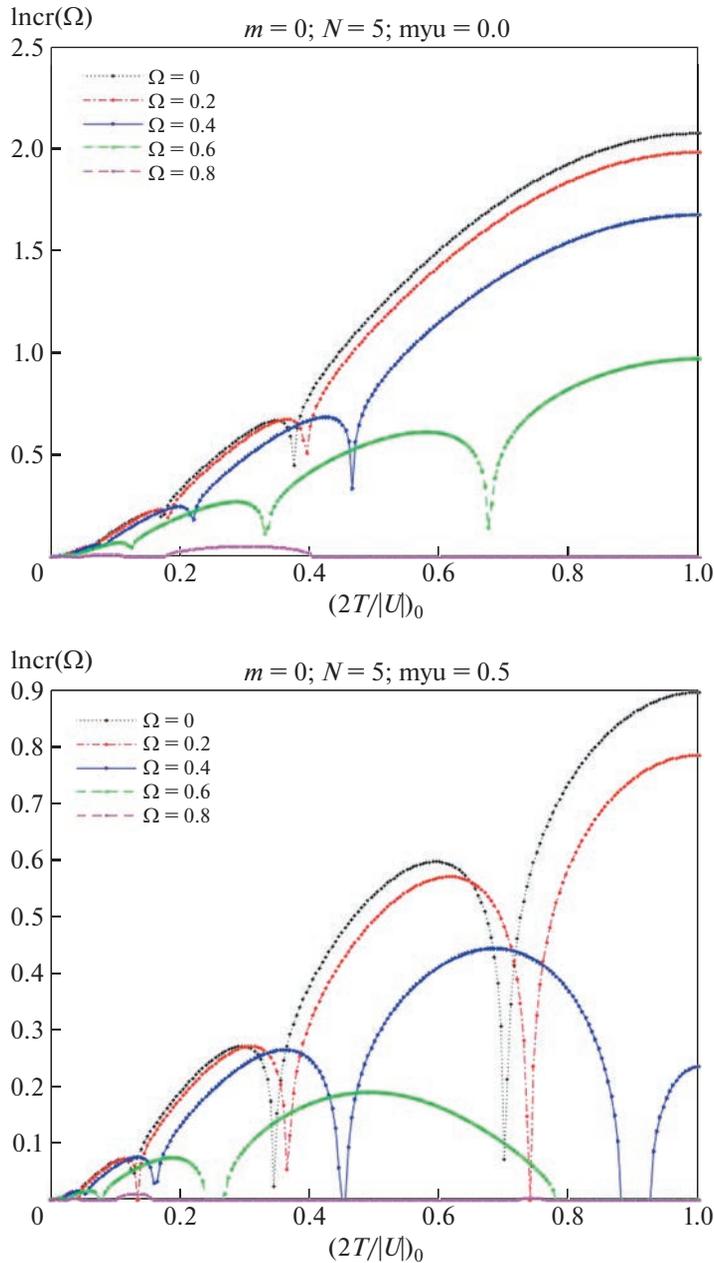


Рис. 6. Сравнения инкрементов при разных значениях параметра вращения $\Omega = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ и 0.8 для неустойчивостей изгибных мод $(0; 5)$ колебаний при $\mu = 0.0$ (а) и 0.5 (б).

$(N - m)$ должна быть нечетной. Таким образом, можно построить графики определенных мод колебаний, проанализировав поведение функции $H(\vec{r}, t)$.

В случае $m = 0$, при ряде значений N в центре области куполообразная составляющая сохраняется. Например, график возмущения моды $m = 0$, $N = 7$ подтверждает этот факт (см. рис. 5). Для нестационарной составной модели поведение возмущения $(0; 5)$ в соответствии с (20) описывается при помощи следующего НАДУ:

$$\begin{aligned}
 & (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dR}{d\psi} + \\
 & + \left\{ \frac{161}{32} - \frac{7\mu(1 - \lambda^2)}{3(1 + \lambda \cos \psi)} + \right. \\
 & \left. + \frac{28(1 - \mu)(1 - \lambda^2)(1 - \Omega^2)}{3(1 + \lambda \cos \psi)} \right\} R(\psi) = 0.
 \end{aligned} \tag{22}$$

Таким образом, мы имеем дифференциальное уравнение с тремя произвольными параметрами. Оно решалось нами численно методом устойчивости периодических решений [19] для

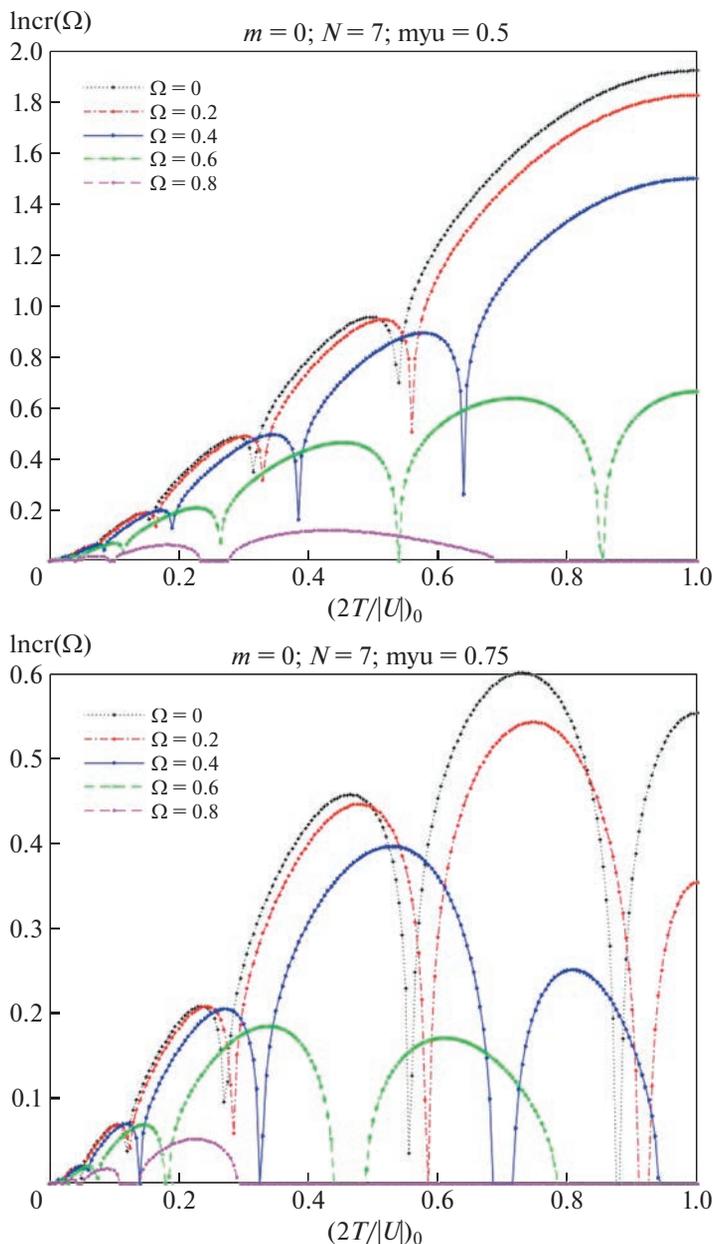


Рис. 7. Сравнения инкрементов для разных значений параметра вращения $\Omega = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ и 0.8 для неустойчивостей изгибных мод $(0; 7)$ колебаний в случае $\mu = 0.5$ (а) и 0.75 (б).

различных значений параметров, причем параметр λ связан с вириальным отношением как $\lambda = 1 - (2T/|U)_0$.

Для $(0; 7)$ НАДУ имеет вид:

$$\begin{aligned}
 & (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 R}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{dR}{d\psi} + \\
 & + \left\{ \frac{969}{128} - \frac{9\mu(1 - \lambda^2)}{2(1 + \lambda \cos \psi)} + \right. \\
 & \left. + \frac{18(1 - \mu)(1 - \lambda^2)(1 - \Omega^2)}{(1 + \lambda \cos \psi)} \right\} R(\psi) = 0.
 \end{aligned} \tag{23}$$

Эти НАДУ решались численно, мы нашли инкременты неустойчивостей указанных возмущений в зависимости от значений трех свободных параметров. Как видно из рис. 6 и 7, все зависимости имеют волнообразную форму. Отметим, что с ростом Ω инкремент постепенно уменьшается. С ростом значения вириального отношения величина инкремента неустойчивости в среднем также растет, т.е. характерное время формирования балджа уменьшается. С ростом же значений параметров суперпозиции инкремент неустойчивости падает.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты данной работы.

– Создан каталог балджей, который в настоящее время содержит 184 объектов, из них 54 – спиральные галактики.

– Построена нестационарная модель диска с анизотропной диаграммой скоростей.

– Изучены проблемы изгибности для нелинейно нестационарных дискообразных самогравитирующих систем на примере двух мод возмущений.

– Найдены нестационарные дисперсионные уравнения для двух изгибных мод колебаний.

– Построены инкременты неустойчивостей в зависимости от вириального отношения для наблюдаемых мод возмущений.

– Впервые найдены эмпирические зависимости между массой СЧД и различными параметрами балджа для спиральных галактик, а именно: связь между массой СЧД (а) с массой балджа, и (б) с дисперсией скоростей звезд в балдже.

– Найдена эмпирическая зависимость между массой балджа спиральной галактики и массой черной дыры.

– Проведено сравнение найденных эмпирических зависимостей с результатами, полученными другими авторами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *K. Gebhardt, R. Bender, G. Bower, A. Dressler, et al.*, *Astrophys. J.* **539**(1), L13 (2000).
2. *A. W. Graham, P. Erwin, N. Caon, and I. Trujillo*, in *Disks of Galaxies: Kinematics, Dynamics and Perturbations*, edited by E. Athanassoula, A. Bosma, and R. Mujica, *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.* **275**, 87 (2002).
3. *J. Magorrian, S. Tremaine, D. Richstone, R. Bender, et al.*, *Astron. J.* **115**(6), 2285 (1998).
4. *A. Marconi and L. K. Hunt*, *Astrophys. J.* **589**(1), L21 (2003).
5. *D. B. Fisher and N. Drory*, *Astrophys. J.* **733**(2), id. L47 (2011).
6. *J. Kormendy and R. C. Kennicutt, Jr.*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **42**(1), 603 (2004).
7. *A. Renzini*, in *The Formation of Galactic Bulges*, edited by C. M. Carollo, H. C. Ferguson, and R. F. G. Wyse, p. 9 (1999).
8. *J. Kormendy and R. Bender*, *Astrophys. J.* **872**(1), id. 106 (2019).
9. *R. Lütticke, R. J. Dettmar, and M. Pohlen*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **145**, 405 (2000).
10. *K. C. Freeman*, in *Island Universes*, *Astrophys. Space Sci. Proc.* (Springer), p. 3 (2007).
11. *S. N. Nuritdinov*, in *Galactic Bulges*, *Proc. IAU Symp.*, held in Ghent, Belgium, August 17–22, 1992 (Kluwer Academic, 1993), **153**, 403 (1992).
12. *G. S. Bisnovatyi-Kogan and Y. B. Zel'dovich*, *Astrophysics* **6**(3), 207 (1970).
13. *S. N. Nuritdinov, K. T. Mirtadjieva, and M. Sultana*, *Astrophysics* **51**(3), 410 (2008).
14. *S. N. Nuritdinov, K. T. Mirtadjieva, I. Ahmad, and J. K. Ruzibaev*, *Astrophysics* **52**(4), 584 (2009).
15. *C. Hunter and A. Toomre*, *Astrophys. J.* **155**, 747 (1969).
16. *A. M. Fridman and V. L. Polyachenko*, *Physics of gravitating systems. I: Equilibrium and Stability* (New York: Springer-Verlag, 1984).
17. *V. Reshetnikov, E. Battaner, F. Combes, and J. Jimenez-Vicente*, *VizieR Online Data Catalog J/A+A/382/513* (2002).
18. *F. U. Botirov and S. N. Nuritdinov*, *Open Astronomy* **30**(1), 144 (2021).
19. *И. Г. Малкин Теория устойчивости движения*, М.: Наука, 1966.

РЕГУЛЯРНЫЕ ЦЕПОЧКИ ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В СПИРАЛЬНЫХ РУКАВАХ И КОЛЬЦАХ ДИСКОВЫХ ГАЛАКТИК

© 2023 г. А. С. Гусев^{1,*}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: gusev@sai.msu.ru

Поступила в редакцию 30.12.2022 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 27.03.2023 г.

Регулярность в распределении молодых звездных группировок вдоль спиральных рукавов галактик, впервые открытая в 1983 г. Брюсом и Деброй Элмегринами, считалась достаточно редким явлением. Исследования последних лет пространственной закономерности в распределении молодого звездного населения вдоль рукавов спиральных галактик NGC 628, NGC 895, NGC 4321, NGC 5474, NGC 6946, и вдоль колец спиральной галактики NGC 6217 и линзовидной галактики NGC 4324 показали, что пространственная (квази)регулярность в распределении молодого звездного населения и/или наличие регулярных цепочек областей звездообразования является достаточно распространенным явлением. Характерная шкала регулярности во всех галактиках равна 350–500 пк или кратна ей. Отметим, что теоретические модели предсказывают шкалу неустойчивости звездно-газового диска порядка нескольких кпк, что в несколько раз больше наблюдаемого. Статья частично основана на докладе, представленном на конференции “Современная звездная астрономия-2022”, прошедшей в Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ им. М.В. Ломоносова 8–10 ноября 2022 г.

Ключевые слова: спиральные галактики, звездообразование, межзвездная среда

DOI: 10.31857/S0004629923050043, EDN: YWJNNH

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1983 г. В. Элмегрин и Д. Элмегрин [1] обратили внимание на то, что в спиральных ветвях некоторых галактик соседние области H II располагаются на одинаковых расстояниях друг от друга. Авторы [1] отметили редкость подобного феномена: из 200 изученных галактик с развитой спиральной структурой и многочисленными областями звездообразования, регулярные цепочки областей H II были визуально обнаружены лишь в 22 галактиках, причем в 15 галактиках регулярность в распределении областей H II была найдена в одном спиральном рукаве и лишь в 7 галактиках – в двух. Характерные расстояния между соседними областями H II составили в различных галактиках от 1 до 4 кпк [1].

Позднее Ефремов [2, 3] обнаружил подобную закономерность в распределении облаков H I в спиральных рукавах нашей Галактики. Он оценил среднее расстояние между сверхоблаками H I в спиральном рукаве Киля в 1.5 кпк, а в рукаве Лебеда – в 1.3 кпк [2]. Используя ультрафиолетовые изображения, полученные по программе Galaxy Evolution Explorer (GALEX), он также обнаружил регулярную цепочку звездных комплексов в северо-

ро-западном рукаве Туманности Андромеды с характерным расстоянием 1.1 кпк и связал это с наличием регулярного магнитного поля в данном рукаве [3].

Редкость наличия пространственных регулярностей в распределении звездных комплексов или областей H II в спиральных галактик, казалось бы, вполне объяснима. В самом простейшем случае гравитационной неустойчивости газовой среды, полученное в [1] непосредственно из уравнения Сафронова [4], характерное расстояние между соседними областями звездообразования вдоль спиральных рукавов

$$\Lambda = \frac{2c_g^2}{G\Sigma_g}, \quad (1)$$

где c_g – скорость звука в газе, Σ_g – поверхностная плотность газа и G – гравитационная постоянная. Отметим, что характерный масштаб Λ формально не зависит в этом случае от параметра устойчивости диска Q (параметра Тоомре), однако, от параметра Q зависит характерное время развития неустойчивостей во вращающемся диске:

$$\tau \sim (1 - Q^2)^{-1/2}.$$

При учете магнитного поля уравнение (1) приобретает вид:

$$\Lambda = \frac{2c_g^2}{G\Sigma_g\lambda_{\text{mag}}},$$

где коэффициент λ_{mag} сложным образом зависит от Q и плотности энергии магнитного поля w (см. [1], ур-я (11)–(15) и работу [5], уравнения). Магнитное поле позволяет развиваться неустойчивостям в газовом диске при $Q > 1$ [1, 5].

Коэффициент $\lambda_{\text{mag}} \sim 1\text{--}1.5$ для всего диапазона наблюдаемых параметров Q и w , в частности, для $Q = 1$ $\lambda_{\text{mag}} = 1.1\text{--}1.2$ (см. [1], табл. 3).

В более общем случае, теоретические исследования гравитационной неустойчивости звездно-газовых [6–8] и многокомпонентных дисков [9] показывают, что длина волны возмущений $\Lambda = 2\pi/k$ (k – волновое число рассматриваемой неустойчивости) зависит от целого набора параметров: Σ_g , c_g , поверхностной плотности звездного диска Σ_s , дисперсии скоростей звезд σ_s и формы кривой вращения диска $v(r)$ (см. набор соответствующих уравнений в [10, 11]). При этом длина волны возмущений в двухкомпонентной среде соответствует минимуму дисперсионной кривой для двух компонентов (фрагментация в среде происходит на наиболее быстро растущей длине волны). Регулярность в распределении областей звездообразования и их прародителей – молекулярных облаков – требует постоянства указанных физических параметров звездно-газового диска на достаточно больших масштабах внутри галактического диска в широком диапазоне галактоцентрических расстояний r , что не должно часто встречаться в классических галактических дисках.

Помимо теоретических моделей, связанных с гравитационной неустойчивостью звездно-газового диска, имеются альтернативные модели фрагментации газовых филаментов [12, 13], одно- и многокомпонентных спиральных ветвей [14, 15], колец [16] в дисках галактик, связанных с ростом азимутальных возмущений вдоль ветви (кольца). Все эти модели показывают зависимость длины волны возмущений от тех же параметров межзвездной среды, звездного диска и магнитного поля, что и модели гравитационной (магнито-гравитационной) неустойчивости диска.

Отметим, что все теоретические расчеты предсказывают длину волны возмущений (или характерное расстояние между соседними областями звездообразования) порядка нескольких килопарсек для типичных значений параметров звездной и межзвездной среды [1, 11, 17].

В последнее десятилетие появился целый ряд работ по исследованию регулярности в распреде-

лении молодого звездного населения и молекулярных облаков вдоль спиральных рукавов и колец галактик, изменивший наши представления о распространенности этого явления и характерных пространственных масштабах регулярности. С другой стороны, в последние 10–15 лет появились новые данные наблюдений в инфракрасном и радиодиапазонах звездного компонента, H I и H₂ в галактиках, полученные с угловым разрешением, достаточным для анализа пространственных параметров звездного и диска и газа на субкилопарсековых масштабах для ближайших галактик (проекты BIMA SONG [18], THINGS [19], HERACLES [20], CARMA [21], SINGS [22]), что позволяет напрямую измерить масштаб регулярности в рамках теоретических моделей.

Целью настоящей работы является суммирование данных об исследованиях регулярностей в распределении молодого звездного населения и молекулярных облаков вдоль спиральных рукавов и колец галактик различных типов, полученных как нашей, так и другими группами, и сопоставление этих результатов с данными расчетов, основанных на теоретических моделях.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ РЕГУЛЯРНОСТЕЙ В РАСПРЕДЕЛЕНИИ МОЛОДОГО ЗВЕЗДНОГО НАСЕЛЕНИЯ

В 2013 г. Гусев и Ефремов [23] исследовали распределение областей звездообразования различных размеров и светимостей (звездных скоплений, комплексов и областей H II) в близкой (расстояние 7.2 Мпк согласно [24]), наблюдаемой практически в положении “плашмя” (наклон $i = 7^\circ$ согласно [25] и ряду других работ) grand design галактике типа Sc NGC 628 (M74; рис. 1¹).

В отличие от предыдущих работ, где производился визуальный поиск регулярных цепочек областей звездообразования, мы в своих исследованиях применили более строгий, с математической точки зрения, алгоритм. На первом шаге галактика, при необходимости, разворачивается в положение “плашмя”. Спиральные ветви аппроксимируются логарифмическими спиралями. На следующем этапе проводится апертурная фотометрия вдоль спирали с использованием эллиптической апертуры с большим эксцентриситетом; центры апертур вдоль логарифмической спирали берутся с некоторым шагом, а большая полуось эллипсов, подбираемая так, чтобы охватывать спиральный рукав на всю его ширину, – перпендикулярна к касательной к спирали в точке центра апертуры. Далее строятся профили яр-

¹ Изображение NGC 4321 на рисунке, полученное в [26], взято из базы данных NED, NGC 4324 – из базы обзора SDSS (<http://www.sdss.org/dr13/>) [27]; изображения остальных галактик – из наблюдений по программам автора.

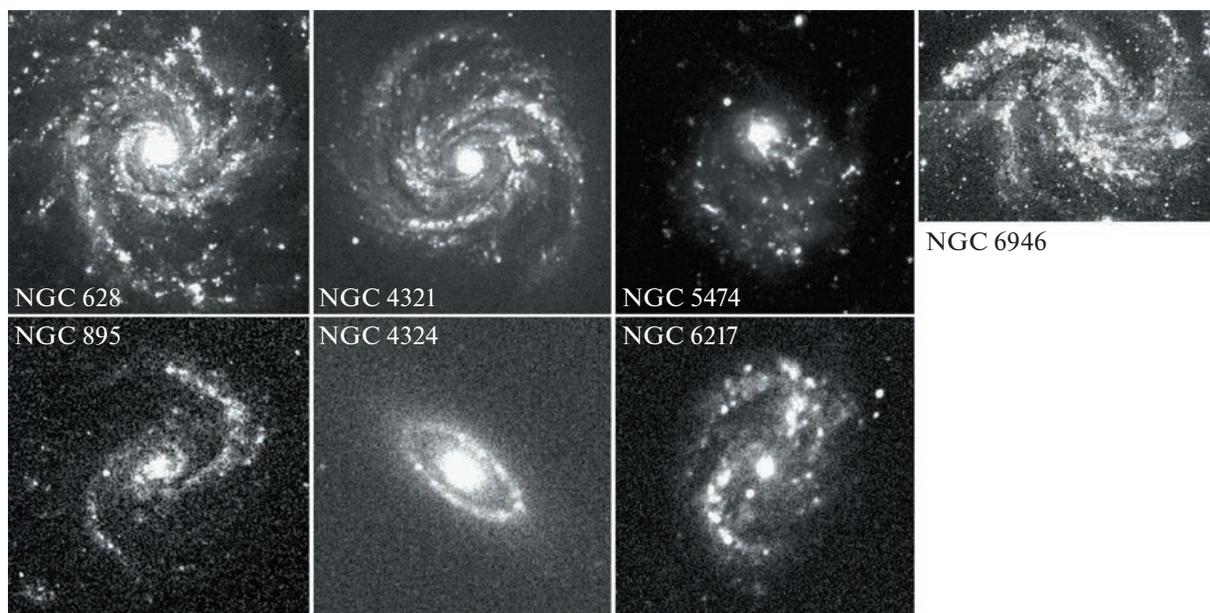


Рис. 1. Изображения галактик, в спиральных ветвях или кольцах которых обнаружены регулярные цепочки областей звездообразования. Изображение NGC 4324 дано в полосе u , остальных галактик – в полосе U . Север – вверх, восток – слева.

кости в полосах, чувствительных к наличию молодого звездного населения (ультрафиолетовые FUV, NUV, UB и $H\alpha$ в оптике, 8 мкм в ИК-диапазоне), находятся их максимумы и расстояния λ между максимумами. Дальнейший анализ происходит как с использованием гистограмм распределений λ (рис. 2), так и с помощью Фурье-анализа (рис. 3). В более поздних работах мы использовали основанные на Фурье-анализе методы, разработанные в работах [28–31] для анализа временных рядов при сильно “зашумленном” сигнале.

Вероятность наличия ложных дополнительных пиков на периодограммах возрастает при уменьшении числа объектов и уменьшении отношения “сигнал/шум” [31]. В большинстве изучаемых в данном разделе галактик количество областей концентрации молодого звездного населения больше 10. Для меньшего количества объектов мы можем говорить лишь о локальных регулярных цепочках.

Численное моделирование, проведенное в [31], показало, что для количества объектов ≥ 10 , получаемый пик с максимальной плотностью мощности всегда соответствует реальной длине волны (частоте); все ложные пики, при наличии, имеют меньшую спектральную плотность мощности (см. [31], рис. 25).

Исследования [23] в FUV, U и $H\alpha$ показали, что молодое звездное население в обоих спиральных рукавах NGC 628 располагается регулярно с

характерной шкалой $\Lambda \approx 400$ пк, что в 4 раза меньше оценок [1] для этой галактики. При этом крупные звездные комплексы, наблюдаемые лишь в одном из рукавов NGC 628, действительно располагаются на расстоянии $4\Lambda = 1.6$ кпк друг от друга, а выборки менее крупных звездных группировок (скоплений и ассоциаций) располагаются на характерных расстояниях $2\Lambda = 800$ пк друг от друга в обоих спиральных ветвях [23].

В работе [23] было также показано, что наличие или отсутствие ударных волн не влияет на регулярность в распределении молодого звездного населения. Признаки наличия ударной волны наблюдаются лишь в одном из рукавов NGC 628, там, где крупные звездные комплексы отсутствуют. Регулярное распределение областей звездообразования наблюдается, однако, вдоль обеих ветвей с одинаковым характерным расстоянием.

В 2018 г. Элмегрин и др. [32] рассмотрели в полосе 8 мкм распределение ИК источников излучения пыли – областей современного звездообразования с возрастом $< (1-2)$ млн. лет – в слабо наклоненной ($i = 24^\circ$ согласно базе данных LEDA²), относительно близкой (расстояние 16.2 Мпк согласно базе данных NED³) галактике типа SABb-SABbc NGC 4321 (M 100). Эта широко известная галактика имеет два спиральных рукава с многочисленными филаментами (рис. 1).

² <http://ned.ipac.caltech.edu/>

³ <http://leda.univ-lyon1.fr/>

Авторы [32] обнаружили в галактике 27 регулярных цепочек пылевых конденсаций, состоящих, в сумме, из 147 источников, с характерным расстоянием между соседними объектами $\lambda \approx 410$ пк, таким же, как и полученным ранее для областей звездообразования в NGC 628.

Гусев и Шимановская [33] в 2020 г. исследовали распределение областей звездообразования в кольце галактики с баром NGC 6217 (тип SBb; рис. 1), в которой подозрение на регулярность расстояний между соседними областями (≈ 1.3 кпк) была высказана в работе [34]. Используя данные наблюдений в NUV, U и $H\alpha$, авторы [33] обнаружили регулярность в распределении молодого звездного населения в кольце с характерным расстоянием $\Lambda \approx 700$ пк, причем наличие моды $3\Lambda/2 \approx 1.0$ кпк (рис. 2, 3), также наблюдаемое в кольце NGC 6217, может указывать на наличие характерного расстояния $\Lambda/2$, близкого по величине к значению 400 пк, полученному для NGC 628 [23] и NGC 4321 [32]. Стоит заметить, что галактика NGC 6217 расположена в три раза дальше от нас ($d = 20.6$ Мпк), чем NGC 628, что затрудняет анализ пространственного распределения в NGC 6217 на масштабах порядка 500 пк и меньше [33].

Отметим, что кольцо галактики располагается вблизи радиуса коротации, т.е. там, где наличие ударных волн не ожидается [33].

В 2022 г. появились две работы независимых групп исследователей, в которых изучалась регулярность в распределении молодого звездного населения в спиральных ветвях и кольцах четырех галактик.

В первой из них [35] было рассмотрено распределение молодого звездного населения в спиральных ветвях Scd-галактик NGC 895, NGC 5474 и NGC 6946. Исследования проводились в полосах FUV, U , $H\alpha$, а для NGC 6946 – также и на 8 мкм. Несмотря на одинаковый морфологический тип, галактики сильно отличаются по структуре. NGC 895 является типичной двухрукавной grand design галактикой; NGC 5474 представляет из себя асимметричную галактику с тремя рукавами, расположенными с одной стороны от центра; четырехрукавная NGC 6946 выглядит флоккулентной, хотя ее спирали имеют волновую природу [36, 37] (рис. 1).

В NGC 895 – наиболее далекой ($d = 32.7$ Мпк) из всех галактик, рассматриваемых в данном разделе, авторы [1] обнаружили регулярную цепочку из шести звездных комплексов с характерным расстоянием 1.4 кпк лишь в одной из двух спиральных ветвей. Анализ, проведенный в [35], показал наличие пространственных регулярностей в распределении молодого звездного населения в обоих спиральных рукавах. В первом из рука-

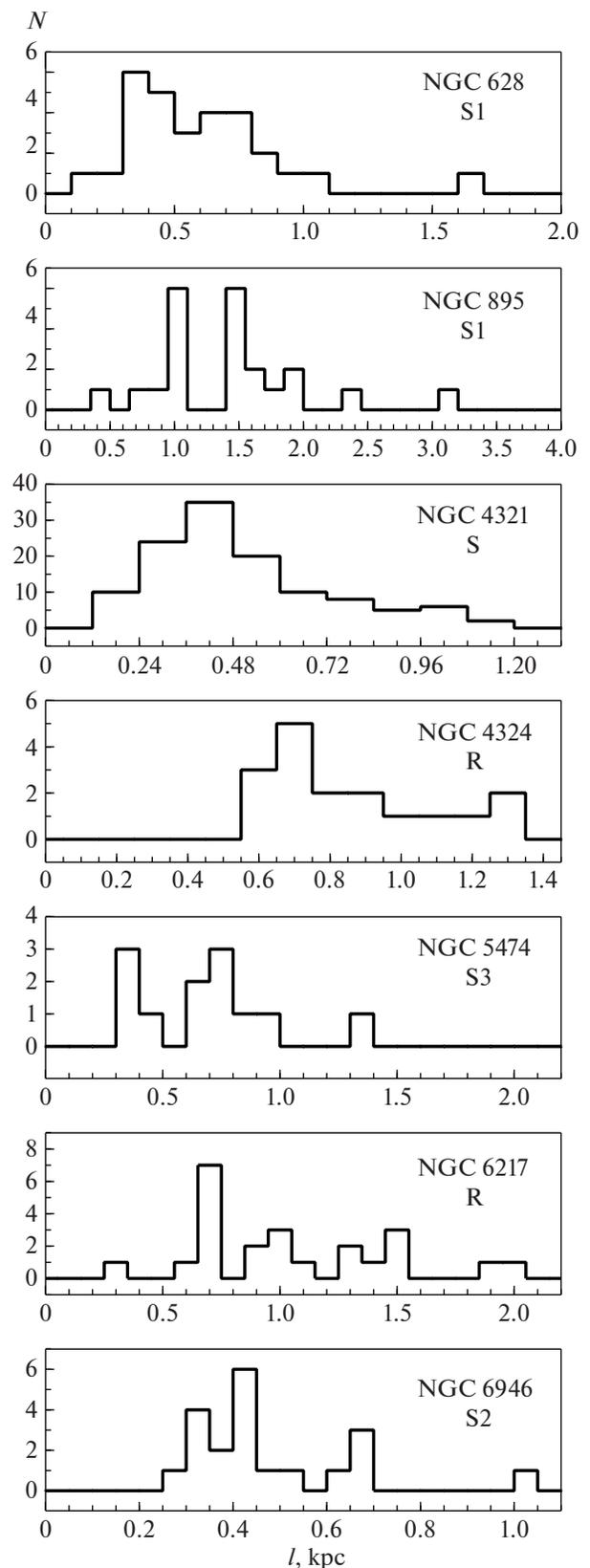


Рис. 2. Примеры распределений по расстоянию между соседними областями звездообразования (локальными максимумами яркости) в спиральных ветвях и кольцах галактик.

PSD/PSD (FAR = 25%)

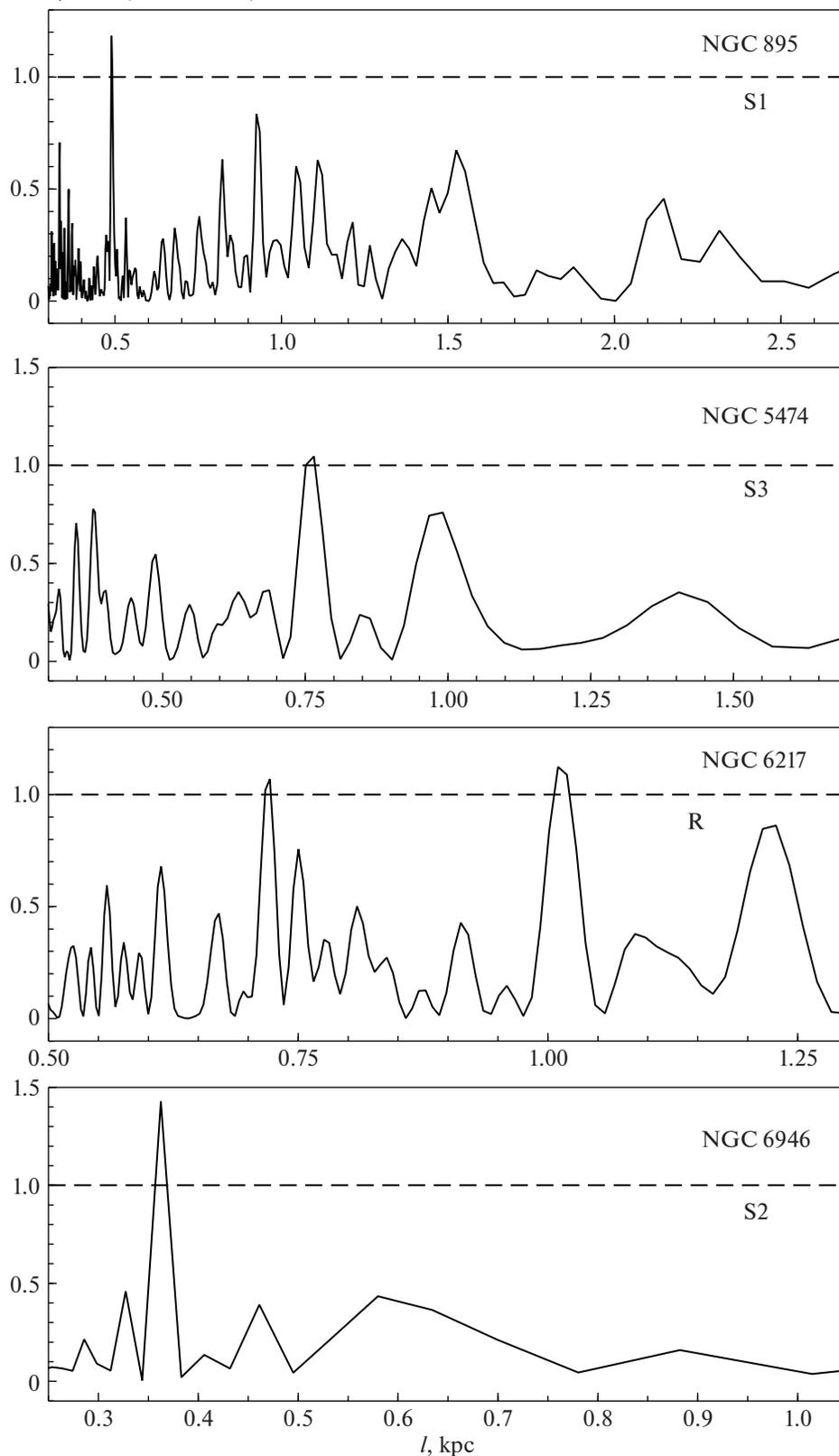


Рис. 3. Примеры нормированной спектральной плотности мощности функции распределения локальных максимумов яркости в фотометрических полосах, чувствительных к присутствию молодого звездного населения, в спиральных ветвях и кольцах галактик. Значения PSD >1 соответствуют вероятности ложного определения выделенной частоты (длины волны) <25%.

Таблица 1. Характерные расстояния λ между соседними областями звездообразования в спиральных ветвях и кольцах галактик

NGC	С/К	λ , кпк
628	C1	0.4, 0.8, 1.6
	C2	0.4, 0.8
895	C1	0.5, 1.0, 1.5
	C2	1.0, 1.5, 2.0
4321	С (ИК)	0.41
4324	К	0.65, 1.0
5474	C1	0.43, 0.86
	C2	0.66, 1.15
	C3	0.39, 0.75
6217	К	0.7, 1.0
6946	C1	0.4
	C2	0.37
	C2 (ИК)	0.31, 0.55, 0.89
	C3	0.3
	C3 (ИК)	0.43
	C4 (ИК)	0.4

Примечание. C1, ... – номер спирального рукава, К – кольцо галактики.

вов была подтверждена шкала 1.4–1.5 кпк, полученная в [1], обнаружено характерное расстояние ≈ 1.0 кпк, а данные Фурье-анализа указали и на наличие шкалы $\Lambda \approx 500$ пк (рис. 2, 3). Во втором спиральном рукаве были найдены характерные шкалы расстояний ≈ 1.0 , ≈ 1.5 и ≈ 2.0 кпк, причем последняя уверенно подтверждается и данными Фурье-анализа.

В коротком внутреннем рукаве NGC 5474 авторы [35] обнаружили цепочку из пяти областей звездообразования, образующую регулярную последовательность с $\Lambda = 430$ пк и $2\Lambda = 860$ пк. В среднем рукаве галактики шесть областей звездообразования составляют регулярную цепочку с характерными расстояниями между соседями ≈ 660 пк и ≈ 1.15 кпк. Эта цепочка была ранее отмечена в [1]. В дальней спиральной ветви было также найдено два характерных расстояния: ≈ 390 пк и удвоенное ≈ 740 пк. Последнее подтверждается и данными Фурье-анализа, дающего величину 750 пк (рис. 2, 3).

В NGC 6946 регулярные цепочки областей звездообразования визуально не просматриваются ни в одной из спиральных ветвей. Однако в работе [35] была выявлена пространственная регулярность в распределении молодого звездного населения и/или наличие регулярных цепочек областей звездообразования во всех спиральных

ветвях. В одном из внутренних рукавов галактики обнаружена регулярная цепочка из пяти областей звездообразования с характерным расстоянием ≈ 400 пк. Во втором из внутренних спиральных рукавов присутствует регулярность в распределении молодого звездного населения как и УФ и оптике (расстояние 360–380 пк), так и в ИК (расстояния ≈ 310 , ≈ 550 и ≈ 890 пк). Минимальные шкалы ≈ 310 и 360–380 пк были подтверждены данными Фурье-анализа. В третьей, внешней спирали NGC 6946, согласно [35] были выявлены регулярные распределения молодого звездного населения ~ 300 пк в оптике и 420–440 пк в ИК. В четвертом спиральном рукаве источники в оптике, УФ и ИК-источники показали регулярное распределение с $\Lambda \approx 400$ пк.

Во второй работе 2022 г. Прошина, Моисеев и Сильченко [38] обнаружили закономерность распределения молодых звездных комплексов и областей H II в кольце линзовидной (!) галактики типа SA0+ NGC 4324 (рис. 1). Исследуя эту галактику в полосах FUV, NUV, *u* и в линии H α , авторы [38] установили, что расстояния между соседними областями H II в кольце $\Lambda \approx 650$ пк, а между звездными комплексами, видимыми в *u*, ≈ 1.0 кпк. При этом относительно более молодые области звездообразования (области H II с возрастом до 10 млн. лет) часто располагаются посередине между относительно старыми ($t \sim 100$ млн. лет) звездными комплексами.

Полученные в [38] численные результаты близки к данным [33] для кольца NGC 6217. Отметим, галактика NGC 4324 находится от нас еще дальше, чем NGC 6217 ($d = 26.2$ Мпк [39]), и исследовать возможные регулярности на меньших масштабах (300–500 пк) не представляется возможным.

Сводные данные о найденных характерных расстояниях между соседними областями звездообразования в спиральных ветвях и кольцах семи изученных в последние годы галактик приведены в табл. 1.

Полученные результаты показывают, что характерная шкала регулярности Λ во всех галактиках равна 350–500 пк или кратна ей.

3. ДЛИНА ВОЛНЫ ВОЗМУЩЕНИЙ Λ В ГАЗОВОМ И ЗВЕЗДНО-ГАЗОВОМ ДИСКЕ ГАЛАКТИКИ NGC 628

Используя данные наблюдений молекулярного водорода в линии CO (3 мм, $J = 1 \rightarrow 0$) из проекта VIMA SONG [18], взятые из базы данных NED, и атомарного водорода в линии 21 см [19], взятые из базы данных проекта THINGS⁴, мы

⁴ <http://www.mpia.de/THINGS>

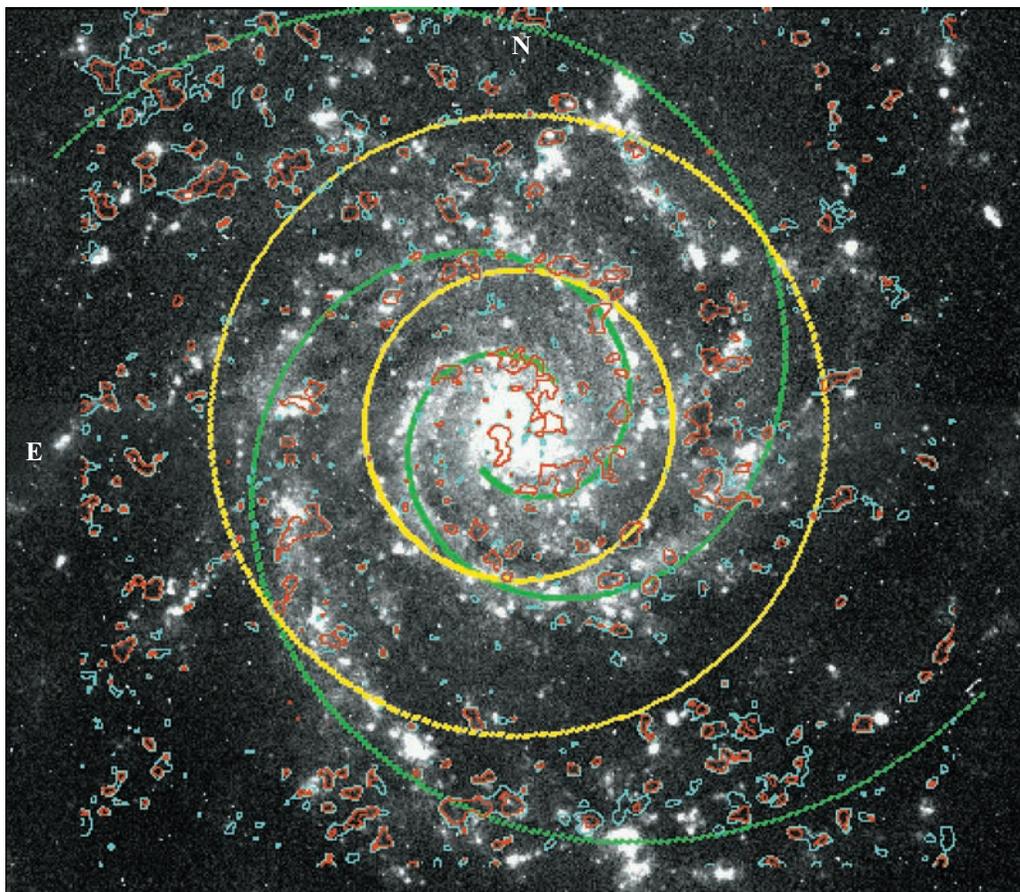


Рис. 4. Изображение NGC 628 в полосе U . Зеленые кривые — логарифмические спиральные ветви. Желтые окружности имеют радиусы $60''$ и $120''$. Красным и голубым цветами отмечены изолинии $\lambda = 600$ пк и $\lambda = 800$ пк соответственно.

оценили характерную длину волны возмущений λ в газовом диске хорошо изученной спиральной галактики NGC 628 (рис. 4), в которой прослеживается четкая регулярность в распределении молодого звездного населения вдоль спиральных рукавов [23]. Отметим, что данные двумерные изображения галактики в линиях CO и 21 см уже использовались нами ранее в работах [23] и [40], соответственно.

Угловое разрешение при наблюдениях как H I, так и H₂ составляет $\approx 6''$ (200 пк) [18, 19]. Данные THINGS содержат помимо карт интенсивностей (поверхностных плотностей Σ) H I, карты радиальной скорости v_{rad} и дисперсии скоростей газа $\sigma(\text{H I})$. Карта дисперсии скоростей H I также использовалась в настоящем исследовании.

Отметим, что наблюдения H₂ в NGC 628 проводились также в рамках проектов HERACLES [20] и CARMA [21]. Данные HERACLES показывают несколько лучшую чувствительность, но имеют худшее разрешение, чем данные VIMA SONG [11], а данные CARMA не захватывают

внешние области NGC 628. В целом данные наблюдений H₂, полученные в рамках трех данных проектов, хорошо согласуются друг с другом [11, 20], за исключением центральной области галактики ($r < 50''$), не рассматриваемой в данной работе.

Коэффициенты перевода потоков в линиях CO и 21 см в поверхностные плотности H₂ и H I брались из работы [10].

Полученные нами радиальные распределения $\Sigma(\text{H I})$, $\Sigma(\text{H}_2)$ и $\sigma(\text{H I})$, представленные на рис. 5, согласуются в пределах погрешностей с аналогичными распределениями, полученными в работах [10, 11]. Исключение составляют лишь результаты по $\Sigma(\text{H I})$: на основании одних и тех же данных авторы [10] и [11] получили значения $\Sigma(\text{H I})$, отличающиеся в ~ 2 раза (см. дискуссию в [11]). В данной работе мы приняли решение использовать калибровку авторов [10] из команды проекта THINGS. Заметим, что различия в оценках $\Sigma(\text{H I})$ не окажут принципиального влияния на наши результаты: атомарный водород распре-

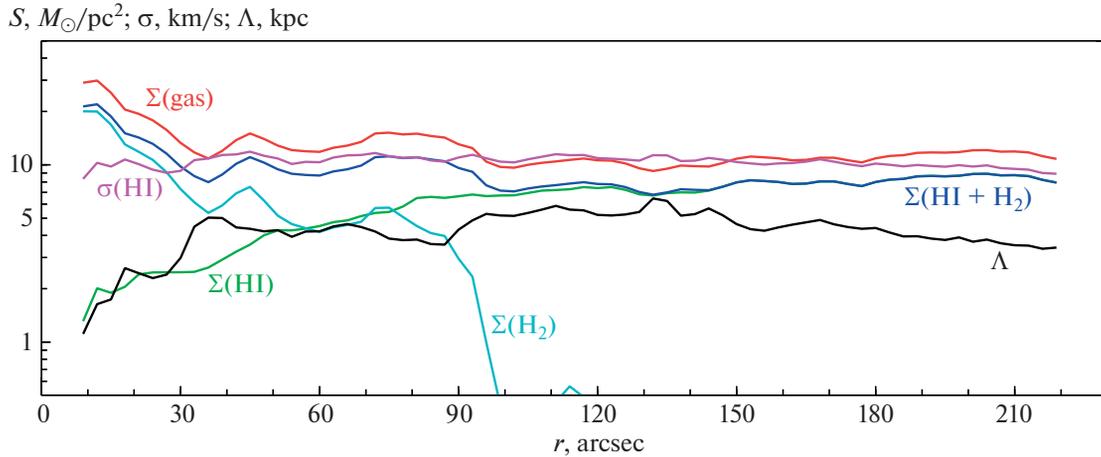


Рис. 5. Радиальные профили поверхностных плотностей $\Sigma(\text{HI})$ (зеленая кривая), $\Sigma(\text{H}_2)$ (голубая), $\Sigma(\text{HI} + \text{H}_2)$ (синяя), $\Sigma(\text{gas})$ (красная), дисперсии скоростей $\sigma(\text{H I})$ (фиолетовая) и характерной длины волны звездообразования λ (черная кривая) в галактике NGC 628.

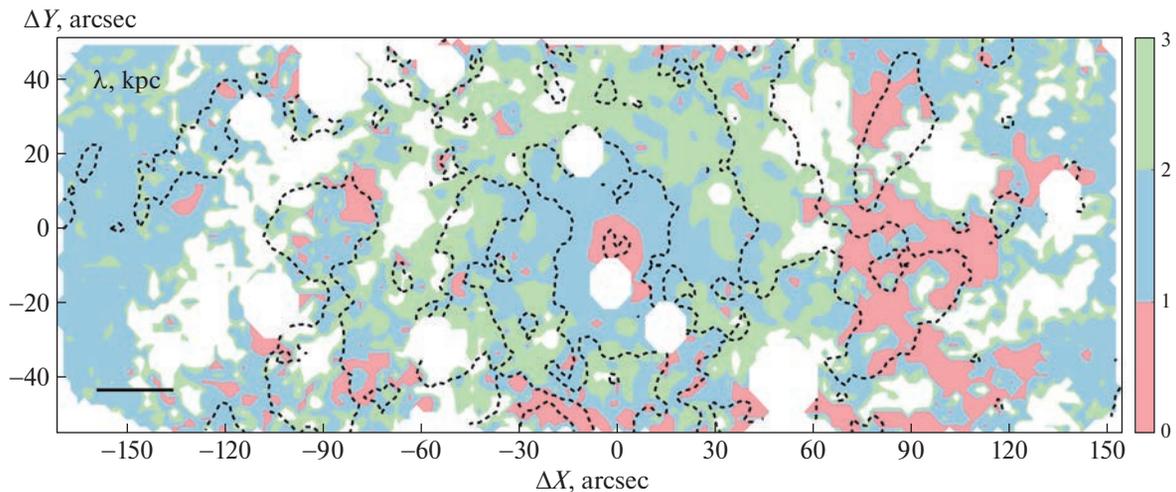


Рис. 6. Наиболее нестабильная длина волны λ в кпк для модели звездно-газового диска NGC 628. Белые области демонстрируют замаскированные звезды или области с $\lambda > 3$ кпк. Черные пунктирные линии обозначают области звездообразования. Черный отрезок в левом нижнем углу соответствует линейной шкале 840 пк. Север – вверх, восток – слева.

делен более равномерно по диску галактики, чем молекулярный, концентрирующийся строго в спиральных ветвях NGC 628 (см. [10], рис. 35, [18], рис. 6, [23], рис. 14).

Дополнительно мы использовали оптические изображения NGC 628, полученные нами ранее (см. работу [23] и ссылки в ней).

Поскольку галактика наклонена к нам под углом 7° , эффекты проекции как для величин поверхностных плотностей газа, так и для геометрических параметров (координаты, галактоцентрическое расстояние) дают поправку менее 1%. Поэтому в данной работе мы не исправляли кар-

ты NGC 628 и значения $\Sigma(\text{H I})$, $\Sigma(\text{H}_2)$ за наклон диска.

Считая атомарный и молекулярный водород хорошо перемешанным (см., напр., [41]), мы принимаем в работе равенство их дисперсий скоростей, $\sigma(\text{H I}) = \sigma(\text{H}_2)$, и равенство скорости звука и дисперсии скоростей в газе: $c(\text{gas}) = \sigma(\text{gas})$.

Для учета вклада гелия и более тяжелых элементов используется коэффициент 1.36 (см., напр., [11]): $\Sigma(\text{gas}) = 1.36(\Sigma(\text{H I}) + \Sigma(\text{H}_2))$.

Используя карты $\Sigma(\text{H I})$, $\Sigma(\text{H}_2)$ и $\sigma(\text{H I})$, мы построили радиальные профили поверхностных

плотностей и дисперсии скоростей газа в галактике в кольцевых апертурах шириной 3" (рис. 5). Шаг 3" был выбран для согласования данных THINGS с масштабом 1.5"/пиксель и VIMA SONG с масштабом 1"/пиксель.

Расчет радиального профиля характерного расстояния Λ проводился по формуле (1), где $c_g = \sigma(\text{HI})$ и $\Sigma_g = 1.36(\Sigma(\text{HI}) + \Sigma(\text{H}_2))$.

Полученные азимутально усредненные характерные расстояния Λ оказываются в несколько раз больше ожидаемых из наблюдений [1, 23]. При этом стоит обратить внимание, что на расстояниях $r = 40''\text{--}200''$ от центра NGC 628, там, где наблюдаются регулярные цепочки областей звездообразования, значения Λ , Σ_g и σ_g остаются практически постоянными и не зависят от r : $\Lambda = 4.7 \pm 0.7$ кпк, $\Sigma_g = (12 \pm 2)M_\odot/\text{пк}^2$, $\sigma_g = (10.7 \pm 0.5)$ км/с. Поверхностная плотность HI в галактике начинает падать далеко за пределами развития спиральных рукавов, на расстояниях $r > 300''$ от центра [10].

Примерное постоянство параметров поверхностной плотности и дисперсии скоростей (скорости звука) газа, ответственных за характерную длину волны звездообразования Λ , в широком диапазоне расстояний до центра галактики объясняет, в принципе, существование регулярных цепочек областей звездообразования в спиральных рукавах NGC 628. Однако полученные на $r = 400''\text{--}200''$ средние значения Λ в ≈ 3 раза больше наблюдаемых расстояний в [1] и в ≈ 12 раз больше оценок [23].

Мы построили карту значений λ для NGC 628, используя карты $\Sigma(\text{HI})$, $\Sigma(\text{H}_2)$ и $\sigma(\text{HI})$. На рис. 4 показаны наложенные на оптическое изображение NGC 628 изолинии $\Lambda = 800$ и 600 пк.

Как видно из рис. 4, хотя области с минимальными значениями λ и концентрируются вдоль спиральных рукавов, общая площадь областей с $\Lambda < 800$ пк крайне мала. Размеры крупнейших отдельных областей не превышают 700 пк.

Согласно теории неустойчивости газового диска, масштаб усреднения должен быть больше длины волны возмущения, т.е. области с $\Lambda < 600\text{--}800$ пк должны полностью покрывать спиральные рукава галактики и иметь толщину $\sim \Lambda$.

Таким образом, прямое определение значений Λ в диске NGC 628, полученное по формуле (1), не согласуется с результатами работы [23], в которой найдено характерное расстояние 400 пк.

Звездно-газовый диск NGC 628 анализировал Марчук [11], опираясь на данные проектов THINGS, HERACLES и VENGA [42, 43]. Карта

локальных значений λ для звездно-газового диска галактики приведена на рис. 6⁵. Как мы видим, значения и распределение параметра Λ для звездно-газового диска NGC 628 также не согласуется с результатами авторов [23]: области с $\lambda < 1$ кпк занимают незначительную долю общей площади, а их линейный размер не превышает величину неоднородности Λ .

Отметим, что расчеты фрагментации спиральных рукавов, проведенные в [17] для NGC 628, также предсказывают характерные расстояния $\Lambda > 1$ кпк вдоль спиралей.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные по нашей методике [23, 33] характерные масштабы регулярности оказываются в несколько раз меньшими, чем в работе [1]. Это объясняется тем, что авторы [1] исследовали распределение крупных звездных комплексов и областей HI. Наша методика позволяет исследовать зоны повышенного звездообразования (концентрацию молодого звездного населения с возрастом $t < 300$ млн. лет). Звездные комплексы [1] являются лишь частным случаем таких областей повышенной концентрации молодого звездного населения.

Авторы [38] обнаружили дрейф звездообразования вдоль кольца NGC 4324, где относительно более молодые области звездообразования часто располагаются посередине между относительно старыми. Такая картина не является уникальной: в большинстве галактик более молодые и старые области чередуются. В качестве примера можно привести галактику NGC 6217 (рис. 7): на ее цветном изображении видно, что области звездообразования, образующие регулярную цепочку, имеют разный возраст. Наиболее молодыми являются области HI, практически невидимые в широкополосных фильтрах, а наиболее старыми — области без признаков эмиссии в H α (см. морфологическую эволюционную последовательность в [44]). В качестве второго примера можно привести и данные спектральных наблюдений [45] регулярной цепочки областей звездообразования в спиральной ветви галактики NGC 3963 (рис. 8). Расположенные на расстоянии ≈ 1.6 кпк друг от друга, некоторые области имеют ярко выраженный эмиссионный спектр (см. линию H β), а другие — нет.

Возможно, что в случае синхронного начала звездообразования в соседних ГМО, расширяющаяся ударная волна от одной из областей звездообразования, распространяющаяся, в том числе, и вдоль спирали или кольца, встретится с ударной

⁵ Рисунок любезно предоставлен А.А. Марчуком (СПбГУ). Он похож, но не идентичен рис. 4 из [11].

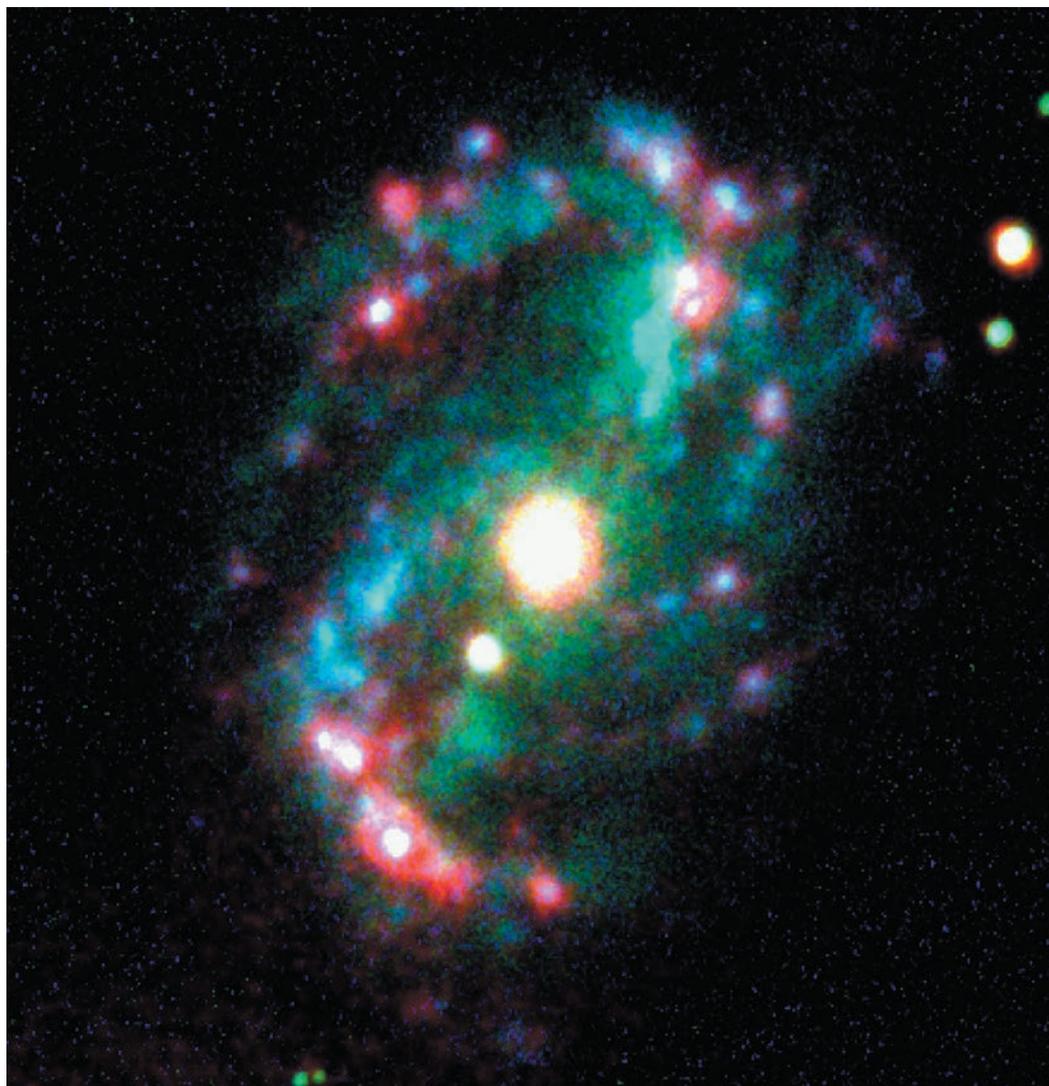


Рис. 7. Составное изображение NGC 6217 в U (синий цвет), B (зеленый) и $H\alpha$ (красный). Север –верху, восток –слева.

волной от соседнего источника примерно посередине между ними.

Влияние магнитного поля на регулярность звездообразования играет, скорее, вспомогательную роль. К сожалению, исследования магнитного поля даже в ближайших галактиках, таких как NGC 628 и NGC 6946, проведены с линейным разрешением >1 кпк [46–48], что недостаточно для изучения детального влияния магнитного поля на интересующих нас масштабах. В любом случае, на величину Λ магнитное поле влияет слабо; оно может уменьшить его не более, чем на 20% (см. Введение).

Отметим, что значения λ , полученные из анализа гистограмм распределения расстояний между соседними областями звездообразования и по данным Фурье-анализа, не всегда согласуются

между собой. Это особенно заметно при исследовании NGC 6946. Данное расхождение, по-видимому, связано либо с квазирегулярным распределением областей звездообразования (соседние области располагаются в узком, но значимом диапазоне расстояний), либо с наличием отдельных локальных регулярных цепочек областей звездообразования в спиральном рукаве или кольце.

Полученные на примере NGC 628 результаты показывают, что азимутально усредненная длина волны звездообразования Λ может сохранять примерно постоянные значения в широком диапазоне галактоцентрических расстояний. С одной стороны, постоянство Λ в классической спиральной галактике, какой является NGC 628, может служить указанием на то, что постоянство

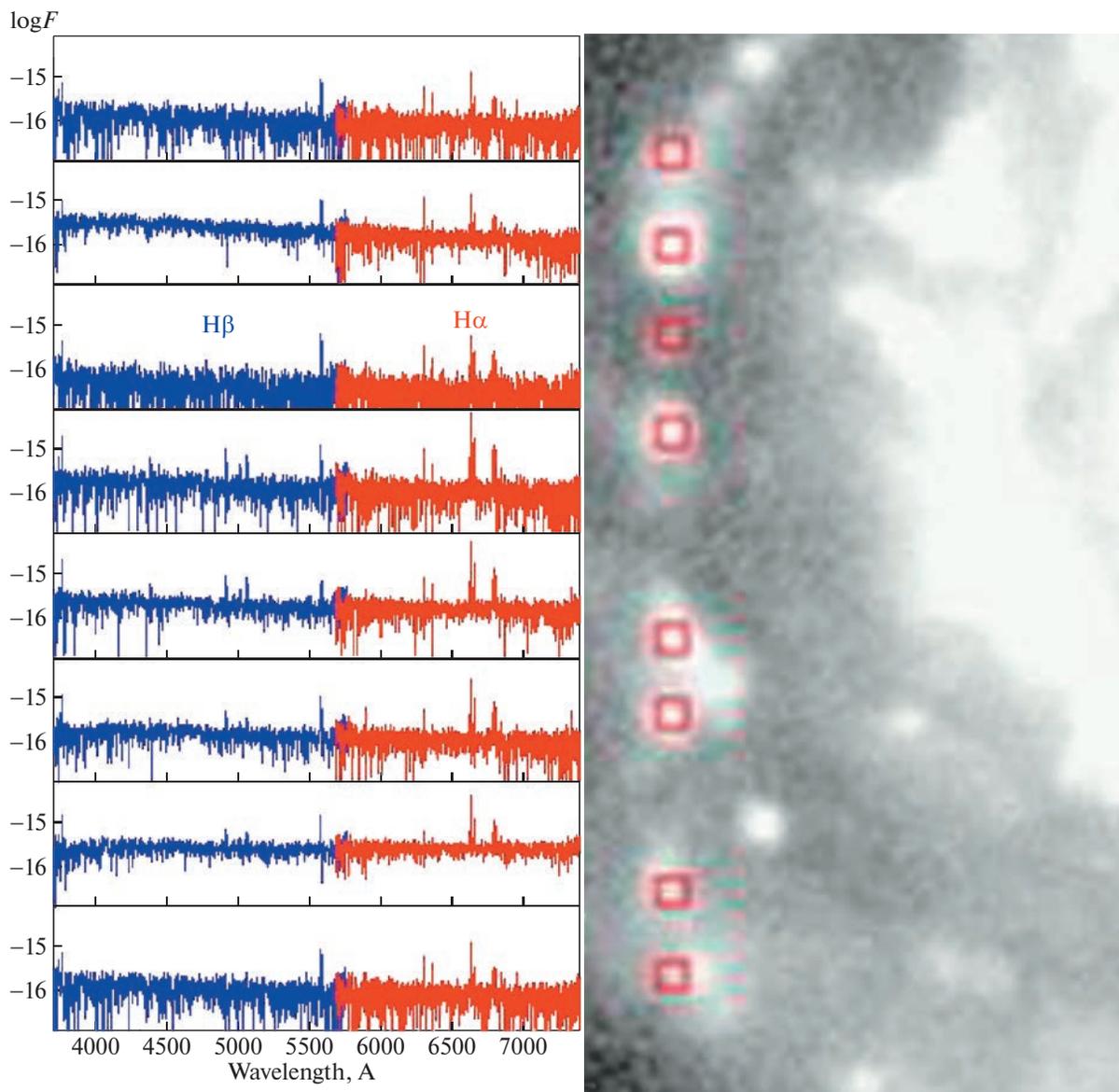


Рис. 8. Южная спиральная ветвь галактики NGC 3963 (справа) с регулярной цепочкой областей звездообразования (красные квадраты) и спектры соответствующих областей (слева).

параметра Λ и, как следствие, наличие регулярности в распределении молодого звездного населения, может быть относительно распространенным случаем в галактиках. С другой стороны, это, как-будто, служит теоретическим подтверждением строгой регулярности в распределении областей звездообразования в спиральных NGC 628.

Здесь, однако, существует неразрешимое до сих пор противоречие. Все теоретические модели: гравитационной неустойчивости диска, фрагментации спиральных рукавов, филаментов и колец — предсказывают регулярность с Λ , равным нескольким килопарсекам, что в несколько раз больше наблюдаемых. Механизм образования ре-

гулярностей на масштабах 350–500 пк неизвестен и требует дальнейших исследований.

Возникает вопрос: не существует ли нескольких шкал регулярности на разных пространственных масштабах? На это могут указывать следующие результаты: 1) в NGC 628 наблюдается несколько выделенных характерных расстояний для разных выборок объектов, более яркие и крупные звездные комплексы располагаются на больших расстояниях друг от друга [23]; 2) в ближайшей из исследованных галактик, NGC 6946 ($d = 5.9$ Мпк), выявляются характерные расстояния ~ 300 пк; 3) согласно [1, 32], характерные расстояния между соседними областями звездообра-

зования примерно равны трем диаметрам (D) этих областей. В галактике NGC 4321, где авторы [32] исследовали ИК-источники, меньшие по размерам, чем звездные комплексы из [1], отношение $\Lambda \approx 3D$ сохраняется. Отметим, что в NGC 628 иерархия звездных концентраций сохраняется с единой фрактальной размерностью 1.5 в диапазоне масштабов от 2 пк до 1 кпк [49, 50].

Данный вопрос также требует дальнейших исследований.

Полученные минимальные характерные расстояния Λ в 5–10 раз превышают линейное разрешение изображений соответствующих галактик. Лишь в одном случае – в спиральной ветви С1 галактики NGC 895 – была с помощью Фурье-анализа обнаружена шкала Λ , в 3 раза большая линейного разрешения изображений NGC 895. При этом прямая зависимость между линейным разрешением изображений и характерным расстоянием Λ отсутствует. Как отмечалось выше, величина Λ , по-видимому, зависит от диаметра областей звездообразования. С другой стороны, размеры молодых звездных группировок различного иерархического уровня (комплексы, агрегаты, ассоциации, скопления [51]) примерно одинаковы в различных галактиках.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования последних лет для ряда галактик (NGC 628, NGC 895, NGC 4321, NGC 4324, NGC 5474, NGC 6217 и NGC 6946) показали, что регулярность в пространственном распределении молодого звездного населения вдоль спиральных рукавов и колец галактик наблюдается чаще, чем предполагалось. Она обнаружена в галактиках различной морфологии, от S0 до Scd.

В большинстве исследованных галактик характерное расстояние между соседними зонами концентрации молодого звездного населения равно или кратно 350–500 пк.

Наличие или отсутствие ударных волн не влияет на образование регулярных цепочек областей звездообразования вдоль галактических спиралей и колец.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) № 20-02-00080. Исследование поддержано Междисциплинарной научно-образовательной Школой МГУ им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Благодарю анонимного рецензента за ценные замечания. Выражаю благодарность организаторам конференции “Современная звездная астрономия–2022”. Благодарю Е.В. Шимановскую (ГАИШ МГУ), А.В. Засова (ГАИШ МГУ), О.В. Егорова (ГАИШ МГУ, Гейдельбергский университет), А.А. Марчука (СПбГУ) и Н.А. Зайцеву (ГАИШ МГУ) за помощь и консультации, А.В. Моисеева (САО РАН) – за плодотворную дискуссию. Отдельную благодарность выражаю А.А. Марчуку за оригинальную карту распределения λ . В данной работе использовались открытые данные проектов THINGS, BIMA SONG, SDSS и базы данных NED и LEDA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *B. G. Elmegreen and D. M. Elmegreen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **203**, 31 (1983).
2. *Ю. Н. Ефремов*, Письма в Астрон. журн. **35**(8), 563 (2009).
3. *Yu. N. Efremov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **405**, 1531 (2010), arXiv:1002.4555 [astro-ph.CO].
4. *V. S. Safronov*, Ann. Astrophys. **23**, 979 (1960).
5. *D. Lynden-Bell*, Observatory **86**, 57 (1966).
6. *C. J. Jog and P. M. Solomon*, Astrophys. J. **276**, 114 (1984).
7. *C. J. Jog and P. M. Solomon*, Astrophys. J. **276**, 127 (1984).
8. *A. B. Romeo and N. Falstad*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **433**, 1389 (2013), arXiv:1302.4291 [astro-ph.CO].
9. *R. R. Rafikov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **323**, 445 (2001), arXiv:astro-ph/0007058.
10. *A. K. Leroy, F. Walter, E. Brinks, F. Bigiel, W. J. G. de Blok, B. Madore, and M. D. Thornley*, Astron. J. **136**, 2782 (2008), arXiv:0810.2541 [astro-ph].
11. *A. A. Marchuk*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **476**, 3591 (2018), arXiv:1804.07964 [astro-ph.GA].
12. *S. Inutsuka and S. M. Miyama*, Astrophys. J. **480**, 681 (1997).
13. *M. Mattern, J. Kainulainen, M. Zhang, and H. Beuther*, Astron. and Astrophys. **616**, id. A78 (2018), arXiv:1804.02256 [astro-ph.GA].
14. *B. G. Elmegreen*, Astrophys. J. **433**, 39 (1994).
15. *S. Inoue and N. Yoshida*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474**, 3466 (2018), arXiv:1706.01895 [astro-ph.GA].
16. *B. G. Elmegreen*, Astrophys. J. **425**, L73 (1994).
17. *S. Inoue, N. Takagi, A. Miyazaki, E. M. Cooper, F. Egusa, and H. Yajima*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **506**, 84 (2021), arXiv:2103.12130 [astro-ph.GA].
18. *T. T. Helfer, M. D. Thornley, M. W. Regan, T. Wong, K. Sheth, S. N. Vogel, L. Blitz, and D. C.-J. Bock*, Astrophys. J. Suppl. **145**, 259 (2003), arXiv:astro-ph/0304294.
19. *F. Walter, E. Brinks, W. J. G. de Blok, F. Bigiel, R. C., Jr Kenicutt, M. D. Thornley, and A. Leroy*, Astron. J. **136**, 2563 (2008), arXiv:0810.2125 [astro-ph].

20. *A. K. Leroy, F. Walter, F. Bigiel, A. Usero, et al.*, *Astron. J.* **137**, 4670 (2009), arXiv:0905.4742 [astro-ph.CO].
21. *N. Rahman, A. D. Bolatto, R. Xue, T. Wong, et al.*, *Astrophys. J.* **745**, id. A183 (2012), arXiv:1110.1630 [astro-ph.CO].
22. *R. C. Kennicutt, Jr., L. Armus, G. Bendo, D. Calzetti, et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **115**, 928 (2003), arXiv:astro-ph/0305437.
23. *A. S. Gusev and Yu. N. Efremov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **434**, 313 (2013), arXiv:1306.1731 [astro-ph.CO].
24. *M. E. Sharina, I. D. Karachentsev, and N. A. Tikhonov*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **119**, 499 (1996).
25. *Ф. X. Сахибов и М. А. Смирнов*, *Астрон. журн.* **81**(12), 1093 (2004).
26. *P. M. Marcum, R. W. O'Connell, M. N. Fanelli, R. H. Cornett, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **132**, 129 (2001).
27. *F. D. Albareti, C. Allende Prieto, A. Almeida, F. Anders, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **233**, id. A25 (2017), arXiv:1608.02013 [astro-ph.GA].
28. *J. D. Scargle*, *Astrophys. J.* **263**, 835 (1982).
29. *J. H. Horne and S. L. Baliunas*, *Astrophys. J.* **302**, 757 (1986).
30. *W. H. Press and G. B. Rybicki*, *Astrophys. J.* **338**, 277 (1989).
31. *J. T. VanderPlas*, *Astrophys. J. Suppl.* **236**, id. A16 (2018), arXiv:1703.09824 [astro-ph.IM].
32. *B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, and Y. N. Efremov*, *Astrophys. J.* **863**, id. A59 (2018), arXiv:1806.08957 [astro-ph.GA].
33. *A. S. Gusev and E. V. Shimanovskaya*, *Astron. and Astrophys.* **640**, id. L7 (2020), arXiv:2007.08333 [astro-ph.GA].
34. *Б. П. Артамонов, Ю. Ю. Бадан, В. В. Бруевич, А. С. Гусев*, *Астрон. журн.* **76**, 438 (1999).
35. *A. S. Gusev, E. V. Shimanovskaya, and N. A. Zaitseva*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **514**, 3953 (2022), arXiv:2206.03427 [astro-ph.GA].
36. *S. Kendall, R. C. Kennicutt, and C. Clarke*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **414**, 538 (2011), arXiv:1101.5764 [astro-ph.GA].
37. *S. Ghosh and C. J. Jog*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **459**, 4057 (2016), arXiv:1604.05401 [astro-ph.GA].
38. *И. С. Прошина, А. В. Мусеев, О. К. Сильченко*, *Письма в Астрон. журн.* **48**(3), 153 (2022), arXiv:2210.07786 [astro-ph.GA].
39. *R. B. Tully, H. M. Courtois, A. E. Dolphin, J. R. Fisher, et al.*, *Astron. J.* **146**, id. A86 (2013), arXiv:1307.7213 [astro-ph.CO].
40. *A. S. Gusev, F. Sakhiev, and Yu. N. Efremov*, *Astron. Nachricht.* **336**, 401 (2015), arXiv:1504.04743 [astro-ph.GA].
41. *K. M. Mogotsi, W. J. G. de Blok, A. Caldú-Primo, F. Walter, R. Ianjamasimanana, and A. K. Leroy*, *Astron. J.* **151**, id. A15 (2016), arXiv:1511.06006 [astro-ph.GA].
42. *G. A. Blanc, T. Weinzirl, M. Song, A. Heiderman, et al.*, *Astron. J.* **145**, id. 138 (2013), arXiv:1303.1552 [astro-ph.CO].
43. *G. A. Blanc, A. Schrub, N. J. Evans II, S. Jogee, et al.*, *Astrophys. J.* **764**, id. 117 (2013), arXiv:1212.4152 [astro-ph.GA].
44. *B. C. Whitmore, R. Chandar, H. Kim, C. Kaleida, et al.*, *Astrophys. J.* **729**, id. A78 (2011), arXiv:1103.4026 [astro-ph.GA].
45. *A. S. Gusev and A. V. Dodin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **505**, 2009 (2021), arXiv:2105.06203 [astro-ph.GA].
46. *R. Beck, N. Loiseau, E. Hummel, E. M. Berkhuijsen, R. Grave, and R. Wielebinski*, *Astron. and Astrophys.* **222**, 58 (1989).
47. *G. Heald, R. Braun, and R. Edmonds*, *Astron. and Astrophys.* **503**, 409 (2009), arXiv:0905.3995 [astro-ph.GA].
48. *P. Frick, R. Beck, A. Shukurov, D. Sokoloff, M. Ehle, and J. Kamphuis*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **318**, 925 (2000).
49. *B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, R. Chandar, B. Whitmore, and M. Regan*, *Astrophys. J.* **644**, 879 (2006), arXiv:astro-ph/0605523.
50. *A. S. Gusev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **442**, 3711 (2014), arXiv:1406.0661 [astro-ph.GA].
51. *Yu. N. Efremov, G. R. Ivanov, and N. S. Nikolov*, *Astrophys. Space Sci.* **135**, 119 (1987).

ВЛИЯНИЕ ИСПАРЕНИЯ ПЫЛИ И ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПРОТОПЛАНЕТНОМ ДИСКЕ

© 2023 г. Я. Н. Павлюченков^{1,*}, В. В. Акимкин¹, А. П. Топчиева¹, Э. И. Воробьев¹

¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: pavyar@inasan.ru

Поступила в редакцию 16.01.2023 г.

После доработки 22.03.2023 г.

Принята к публикации 27.03.2023 г.

Тепловая неустойчивость аккреционных дисков широко используется для объяснения активности катаклизмических переменных, однако ее проявление в газопылевых дисках у молодых звезд исследовалось менее подробно. Представлена полуаналитическая стационарная модель для расчета экваториальной температуры газопылевого диска вокруг молодой звезды. В модели учитывается непрозрачность, обусловленная пылью и газом, а также испарение пыли при температурах свыше 1000 К. С помощью данной модели рассчитаны распределения экваториальной температуры газопылевого диска при различных предположениях об источнике непрозрачности и присутствия пыли. Показано, что при учете всех рассмотренных процессов уравнение теплового баланса в области $r < 1$ а.е. имеет множественные температурные решения. Таким образом, в этой области реализуются условия для тепловой неустойчивости. В качестве иллюстрации возможного влияния неустойчивости на характер аккреции в протопланетном диске рассмотрена модель вязкого диска с α -параметризацией турбулентной вязкости. Продемонстрировано, что в такой модели реализуется нестационарный режим эволюции диска с чередующимися фазами накопления вещества во внутреннем диске и фазами его быстрого сброса на звезду, что приводит к вспышечному характеру аккреции. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости учета данной неустойчивости при моделировании эволюции протопланетных дисков.

Ключевые слова: моделирование, аккреционные диски, протопланетные диски, тепловая неустойчивость

DOI: 10.31857/S0004629923050080, EDN: YWZIDE

1. ВВЕДЕНИЕ

Тепловая структура газопылевого (протопланетного) диска у молодой звезды неразрывно связана с множеством ключевых процессов, влияющих на эволюцию самого диска. Температура определяет физическую, химическую и ионизационную структуру протопланетного диска, расположение фронтов испарения льдов и мертвых зон. От распределения температуры в диске зависят его наблюдаемые свойства в инфракрасном диапазоне. Детали процессов нагрева и охлаждения определяют развитие целого ряда неустойчивостей, в частности, гравитационной, конвективной и тепловой (см., напр., [1, 2]). В связи с этим задачу расчета самосогласованной тепловой структуры диска при их численном моделировании трудно переоценить.

Основными механизмами нагрева диска являются поглощение звездного и межзвездного излучения, диссипативные процессы, связанные с турбулентностью и наличием магнитного поля, а также работа сил давления газа. Охлаждение дис-

ка связано главным образом с диффузией и выходом инфракрасного излучения. Совокупность этих процессов приводит к формированию сложной температурной структуры диска с вертикальной стратификацией и радиальными градиентами. Основным источником поглощения излучения в диске является пыль, поэтому важно знать параметры самой пыли и как они меняются в ходе эволюции. При сравнительно малых расстояниях от звезды температура в диске может повышаться настолько, что создаются условия для испарения пыли. В таких условиях источником поглощения звездного излучения и одновременно основным охладителем становится газ. Непрозрачность газа в свою очередь обеспечивается большим разнообразием процессов поглощения и излучения (колебательные, вращательные и электронные переходы различных атомов и молекул).

Сильная зависимость коэффициента поглощения газа от температуры, в частности, обусловленная ионизацией водорода, приводит к условиям для реализации тепловой неустойчивости.

Тепловая неустойчивость в условиях околозвездных дисков выражается в том, что при фиксированной поверхностной плотности возможно несколько значений равновесной температуры, т.е. диск может находиться в тепловом и гидростатическом равновесии в одной из двух фаз — условно холодной или горячей. В предположении, что температура влияет на турбулентную вязкость диска, тепловая неустойчивость приводит к динамической (вязкой) неустойчивости аккреционных дисков. Тепловая неустойчивость аккреционных дисков широко используется для объяснения активности карликовых новых, рентгеновских новых и других типов катаклизмических переменных (см. обзоры [3, 4]).

Изучение тепловой структуры и тепловой неустойчивости в протопланетных дисках имеет важное значение для понимания природы молодых звездных объектов типа FU Ориона и EX Волка. Эти объекты представляют собой вспышечные маломассивные протозвезды, характеризующиеся резким увеличением светимости в десятки и сотни раз [5, 6]. Природа вспышек до сих пор не ясна, но объяснение данного явления является необходимым условием любой самосогласованной теории звездообразования. Несмотря на то, что количество известных объектов типа FU Ориона и EX Волка исчисляется несколькими десятками [7], недавние наблюдения молодых звездных объектов в оптическом и ближнем инфракрасном диапазоне показали наличие переменности излучения на временных масштабах от нескольких месяцев до нескольких лет и более у большинства молодых протозвезд [8–10]. В то время как короткие вспышки светимости у объектов типа EX Волка можно объяснить процессами, вызванными взаимодействием внутренней границы протопланетного диска с протозвездной магнитосферой [11], более длительные вспышки скорее всего вызваны процессами, происходящими непосредственно в протопланетном диске [12]. Последние могут включать как магниторотационную неустойчивость [13], гравитационную фрагментацию диска [14], так и тепловую неустойчивость во внутреннем диске [15]. Данные неустойчивости существенно чувствительны к тепловой структуре протопланетного диска, что делает изучение тепловых процессов важной астрофизической задачей.

Моделирование тепловой неустойчивости в протопланетном диске в контексте объяснения феномена объектов типа FU Ориона проведено в ряде работ. В частности, в статье [16] представлены периодические кривые светимости, полученные в рамках одномерной модели диска. Ключевыми элементами модели [16] являются простые функции нагрева и охлаждения диска, постулируемое переключение коэффициента вязкости при переходе от ионизованного к нейтральному газу и

учет конвективного переноса тепла в вертикальном направлении. В статье [15] при сходных предположениях одномерной модели диска более детально исследовано влияние параметров модели на характеристики возникающего периодического режима аккреции. В статье [17] представлены результаты двумерного гидродинамического моделирования тепловой неустойчивости и исследован переход от спокойной (холодной) к активной (горячей) фазе эволюции внутренней части диска. Двумерные гидродинамические расчеты эволюции диска с магниторотационной и гравитационной неустойчивостями [16] также свидетельствуют о развитии тепловой неустойчивости во внутренних областях диска, однако авторы работы [16] делают вывод о том, что одна лишь тепловая неустойчивость недостаточна для обеспечения вспышек.

Целью представленной работы являются расчет и анализ распределения экваториальной температуры протопланетного диска на основе модели с более детальным описанием ряда физических процессов. В частности, в представленной модели используются реалистичные коэффициенты поглощения газа и пыли, а процесс испарения пыли трактуется явным образом. Кроме того, наряду с вязким нагревом диска мы учитываем нагрев звездным излучением, а сами функции нагрева и охлаждения корректны для произвольных оптических толщин. На основе представленной полуаналитической модели проводится исследование возможности развития тепловой неустойчивости в протопланетных дисках.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассматривается околозвездный стационарный аксиально-симметричный кеплеровский диск с заданным радиальным распределением поверхностной плотности газа

$$\Sigma^{\text{gas}} = \Sigma_{\text{au}}^{\text{gas}} \left(\frac{R}{R_{\text{au}}} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где поверхностная плотность отсчитывается от экватора, т.е. $\Sigma^{\text{gas}} = \int_0^{\infty} \rho(R, z) dz$, $\Sigma_{\text{au}}^{\text{gas}}$ — поверхностная плотность на $R_{\text{au}} = 1$ а.е., R — расстояние элемента диска до звезды. Внутренний и внешний радиусы диска выбраны равными 0.1 и 100 а.е. соответственно. Масса и светимость центральной звезды равны солнечным. В общем случае учитываются два источника нагрева диска — звездное излучение и вязкий нагрев. Звездное излучение предполагается чернотельным с температурой 6000 К. Вязкий нагрев диска вычисляется в приближении стационарной аккреции с заданным темпом аккреции \dot{M} . Охлаждение диска

происходит за счет высвечивания теплового излучения.

2.1. Метод расчета экваториальной температуры

Экваториальная температура T_{mid} на каждом расстоянии R от звезды находится из условия баланса нагрева и охлаждения:

$$\Lambda_{\text{IR}} = \Gamma_{\text{star}} + \Gamma_{\text{vis}}, \quad (2)$$

где Λ_{IR} – темп охлаждения экваториальных слоев диска за счет высвечивания ИК-излучения, Γ_{star} – темп нагрева экваториальных слоев звездным излучением, Γ_{vis} – темп нагрева в результате вязкой диссипации:

$$\Lambda_{\text{IR}} = \frac{4\tau_p \sigma T_{\text{mid}}^4}{1 + 2\tau_p \left(1 + \frac{3}{4}\tau_R\right)}, \quad (3)$$

$$\Gamma_{\text{star}} = \frac{\mu F_0 \tau_p \left[2(1 - e^{-\tau_{\text{uv}}}) + 3\mu \frac{\tau_R}{\tau_{\text{uv}}} (1 - e^{-\tau_{\text{uv}}} - \tau_{\text{uv}} e^{-\tau_{\text{uv}}}) + \frac{\tau_{\text{uv}}}{\tau_p} e^{-\tau_{\text{uv}}} \right]}{1 + 2\tau_p \left(1 + \frac{3}{4}\tau_R\right)}, \quad (4)$$

$$\Gamma_{\text{vis}} = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3}. \quad (5)$$

Подробный вывод этих функций представлен в Приложении А. В этих формулах F_0 – поток излучения от звезды, достигающий поверхности диска, μ – косинус угла между направлением на звезду и нормалью к поверхности диска (выбирается равным 0.05), τ_{uv} – оптическая толщина к звездному излучению, τ_p , τ_R – оптические толщины к тепловому излучению диска, усредненные по Планку и по Росселанду соответственно, σ – постоянная Стефана–Больцмана, G – гравитационная постоянная, M – масса центральной звезды, \dot{M} – темп аккреции вещества через диск. Оптические толщины определяются следующим образом:

$$\tau_{\text{uv}} = \frac{1}{\mu} (\kappa_F^{\text{gas}} \Sigma^{\text{gas}} + \kappa_F^{\text{dust}} \Sigma^{\text{dust}}), \quad (6)$$

$$\tau_p = \kappa_p^{\text{gas}} \Sigma^{\text{gas}} + \kappa_p^{\text{dust}} \Sigma^{\text{dust}}, \quad (7)$$

$$\tau_R = \kappa_R^{\text{gas}} \Sigma^{\text{gas}} + \kappa_R^{\text{dust}} \Sigma^{\text{dust}}, \quad (8)$$

где Σ^{gas} и Σ^{dust} – поверхностные плотности газа и пыли, κ_F^{gas} , κ_p^{gas} , κ_R^{gas} – коэффициенты непрозрачности для газа, усредненные по звездному спектру, по Планку и по Росселанду соответственно, κ_F^{dust} , κ_p^{dust} , κ_R^{dust} – коэффициенты непрозрачности для пыли. Коэффициенты непрозрачности в общем случае являются функциями плотности и температуры. Отметим, что выражение (8) справедливо в серотельном приближении, но в общем случае некорректно, т.е. оптические толщины, усредненные по Росселанду, не аддитивны – это связано с нелинейным характером процедуры усреднения. Тем не менее, мы используем данную формулу, поскольку она обеспечивает при-

емлемую точность и сильно упрощает последующий анализ.

Формулы (3), (4) выведены в предположении, что коэффициенты непрозрачности постоянны вдоль вертикального направления. Это, очевидно, является довольно грубым приближением, поскольку и температура, и плотность существенно меняются с высотой (расстоянием от экватора). Тем не менее, мы используем данную формулу, поскольку она позволяет описать тепловую структуру диска в первом приближении, причем в качестве аргументов для вычисления коэффициентов непрозрачности используются температура и плотность в экваториальной плоскости диска. Коэффициенты непрозрачности газа, как будет показано далее, зависят от плотности газа. При фиксированной экваториальной температуре экваториальная плотность находится нами из условия гидростатического равновесия изотермического в вертикальном направлении диска:

$$\rho_{\text{mid}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{2\Sigma^{\text{gas}}}{H}, \quad (9)$$

где $H = c_s/\Omega$ – характерная высота диска, $c_s = \sqrt{k_B T_{\text{mid}}/m}$ – изотермическая скорость звука, m – масса молекулы, k_B – коэффициент Больцмана, $\Omega = \sqrt{GM/R^3}$ – кеплеровская угловая скорость на радиусе R .

Поскольку коэффициенты непрозрачности являются функциями температуры, то уравнение (2) является нелинейным уравнением относительно T_{mid} . Мы находим его решение графическим способом, вычисляя знак разности между левой и правой частями уравнения (2) для последовательности пробных значений T_{mid} . Области изменения знака этой разности соответствуют корням уравнения.

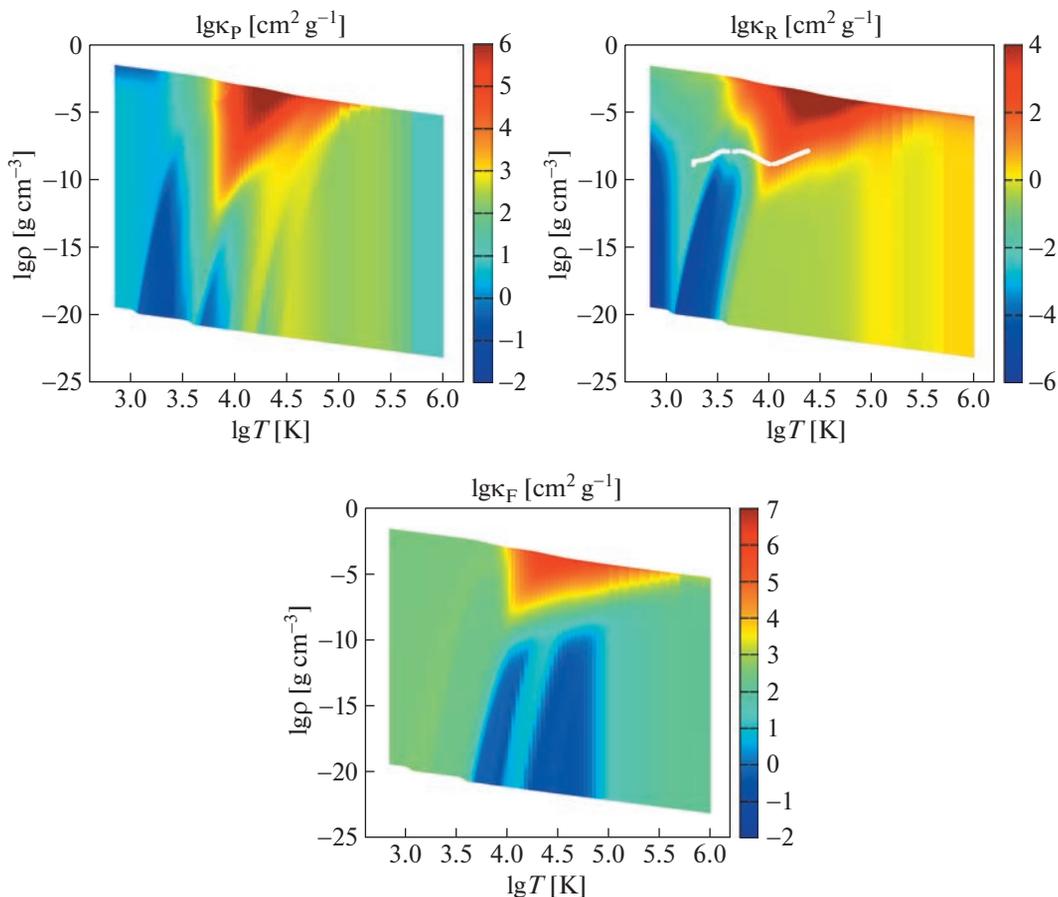


Рис. 1. Коэффициенты непрозрачности газа, усредненные по Планку (верхняя левая панель), по Росселанду (верхняя правая панель) и по звездному спектру (нижняя панель) из работы [18]. Белая кривая на верхней правой панели соответствует равновесным параметрам диска в области неустойчивости из модели M5 (см. рис. 3).

2.2. Коэффициенты поглощения газа

Коэффициенты непрозрачности газа κ_P^{gas} , κ_R^{gas} , κ_F^{gas} как функции температуры и плотности газа взяты из работы [18]¹ (см. рис. 1). Для расчета данных коэффициентов авторы [18] использовали программный код DFSYNTH [19, 20], ориентированный изначально на расчет звездных атмосфер. Используемые нами коэффициенты соответствуют солнечной металличности, κ_F берется для температуры звезды 6000 К. Отметим, что при относительно низких температурах ($T < 1000$ К) основной вклад в κ_P^{gas} и κ_R^{gas} вносят линии поглощения различных молекул. При более высоких температурах ($T > 3000$ К) становятся важными процессы поглощения атомарным водородом, ионом H^- , различными металлами, а также другие процессы. Отметим также, что распределение

$\kappa_F^{\text{gas}}(T, \rho)$ существенно отличается от распределений $\kappa_P^{\text{gas}}(T, \rho)$ и $\kappa_R^{\text{gas}}(T, \rho)$.

При вычислениях тепловой структуры диска для произвольных T_{mid} и ρ_{mid} используются линейная интерполяция коэффициентов между соседними узлами входной сетки и экстраполяция коэффициентов непрозрачности краевыми значениями в случае выхода за пределы исходной сетки по температуре и плотности.

2.3. Коэффициенты поглощения пыли и модель ее испарения

Используемые нами усредненные по Планку и Росселанду непрозрачности, зависящие от температуры пыли, показаны на левой панели рис. 2. Эти коэффициенты рассчитывались нами по частотно-зависимым коэффициентам поглощения и рассеяния для сферических силикатных пылинок. В качестве модели силикатной пыли был выбран форстерит Mg_2SiO_4 . Сами спектральные ко-

¹ <https://vizier.cds.unistra.fr/viz-bin/VizieR?-source=J/A+A/568/A91>

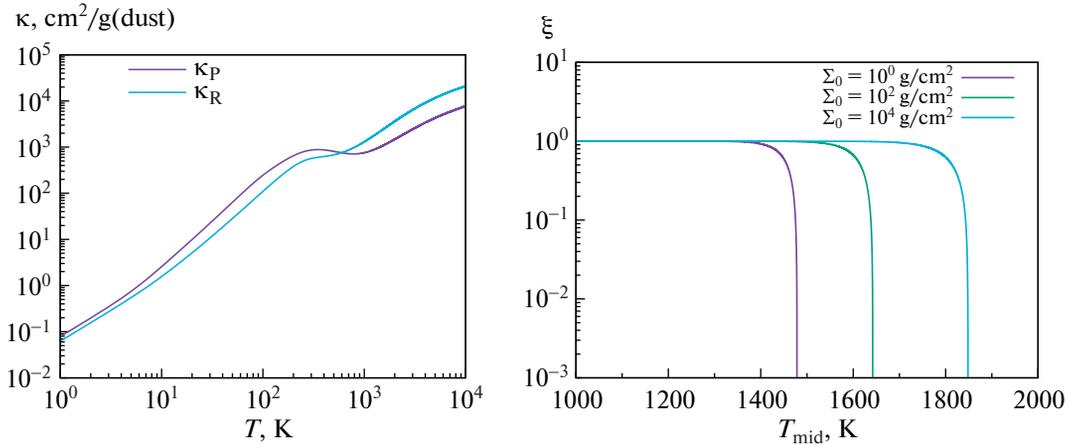


Рис. 2. Левая панель: зависимость от температуры планковской (лиловая кривая) и росселандовской (синяя кривая) непрозрачности для пыли. Правая панель: доля неиспаренной пыли как функция экваториальной температуры на радиусе 1 а.е. для трех значений поверхностной плотности диска.

эффиценты поглощения и рассеяния рассчитаны с помощью теории Ми, при этом распределение пылинок по размерам бралось степенным, $n(a) \propto a^{-3.5}$, с минимальным и максимальным радиусами пылинок $a_{\min} = 5 \times 10^{-7}$ см и $a_{\max} = 10^{-4}$ см. Отметим, что используемые непрозрачности показаны на рис. 2 в диапазоне до 10^4 К, хотя пыль должна испаряться при значительно более низких температурах (см. далее). Однако расчет коэффициентов непрозрачностей пыли (на единицу массы пыли) и доли испаренной пыли – независимые процедуры, объединение которых будет давать необходимые для моделирования тепловой структуры оптические толщины на основе соотношений (6)–(8).

При высоких температурах пыль испаряется. Мы учитываем этот процесс, рассчитывая поверхностную плотность пыли следующим образом:

$$\Sigma^{\text{dust}} = \xi(T_{\text{mid}}) \mu_{\text{dg}} \Sigma^{\text{gas}}, \quad (10)$$

где $\mu_{\text{dg}} = 0.01$ – предполагаемое нами отношение плотностей пыли и газа в отсутствие испарения, $\xi(T)$ – доля неиспаренной пыли при температуре T . Тепловое испарение форстерита – сложный процесс, он сопровождается образованием целого ряда компонентов в газовой фазе, таких как Si, O, Mg, MgO, O₂, SiO, SiO₂. Функция $\xi(T)$ выбирается из условия, что пыль находится в термодинамическом равновесии между твердой фазой и покидающими ее газообразными компонентами. В этом приближении сосуществование фаз возможно при условии, что парциальные давления газов из составляющих пыль компонентов равны давлениям их насыщенных паров при данной температуре. Вычисление равновесных парци-

альных давлений проводится методами химической термодинамики и представлено, например, в работе [21].

Приемлемым упрощением можно считать, что весь кремний в газообразной фазе находится в виде молекулы SiO. Для вычисления функции $\xi(T)$ мы используем следующее выражение:

$$\xi(T) = 1 - \frac{n_{\text{vap}}}{n_{\text{tot}}}, \quad (11)$$

где n_{vap} – концентрация кремния (в виде SiO) в насыщенном паре при температуре T , n_{tot} – общая объемная концентрация кремния (в твердой и газообразных фазах). Выразим концентрацию n_{vap} через давление ее насыщенных паров P_{vap} :

$$n_{\text{vap}} = \frac{P_{\text{vap}}}{k_B T}. \quad (12)$$

Зависимость P_{vap} от температуры для паров оксида кремния берется нами из работы [21], в которой она аппроксимирована в виде:

$$P_{\text{vap}} = f_a \exp(x_1/T + x_2 + x_3 T + x_4 T^2 + x_5 T^3), \quad (13)$$

где параметры $x_1 = -6.28 \times 10^4$ К, $x_2 = 1.80 \times 10^1$, $x_3 = 3.59 \times 10^{-4}$ К⁻¹, $x_4 = -3.72 \times 10^{-7}$ К⁻², $x_5 = 6.53 \times 10^{-11}$ К⁻³, а коэффициент $f_a = 10^6$ дин/см² учитывает перевод давления в единицы СГС.

Общую объемную концентрацию кремния n_{tot} будем считать пропорциональной объемной

Таблица 1. Рассматриваемые модели диска и их параметры

Модель	Непрозрачность пыли	Испарение пыли	Непрозрачность газа	Σ_0 , г/см ²	\dot{M} , M_\odot /год
M1	+	–	–	0.1	0
M2	+	–	–	1000	0
M3	+	–	–	1000	10^{-6}
M4	+	+	–	1000	10^{-6}
M5	+	+	+	1000	10^{-6}

плотности вещества в экваториальной плоскости диска:

$$n_{\text{tot}} = \frac{X_{\text{Si}} \rho_{\text{mid}}}{\mu_{\text{Si}} m_a}, \quad (14)$$

где $X_{\text{Si}} = 3.5 \times 10^{-5}$ – массовая доля кремния в межзвездной среде, $\mu_{\text{Si}} = 28$ – атомный вес кремния, m_a – атомная единица массы. Поскольку n_{tot} определяется экваториальной плотностью ρ_{mid} , которая зависит от ряда параметров (см. уравнение (9)), то зависимость $\xi(T)$ будет в общем случае уникальной для каждого R в диске.

При достаточно высокой температуре концентрация n_{vap} может оказаться больше n_{tot} , при этом ξ становится формально отрицательным согласно формуле (11). Это означает, что при данной температуре имеющегося в данном объеме кремния недостаточно для насыщения паров и равновесие фаз невозможно. При этом весь кремний должен переходить в газообразное состояние, т.е. пыль полностью испарится. Чтобы избежать физических неопределенностей в численной модели, мы дополнительно ограничиваем наименьшее значение ξ параметром $\xi_{\text{min}} = 10^{-5}$, т.е. предполагаем, что при условии $n_{\text{vap}} > n_{\text{tot}}$ малая доля пылинок не испаряется.

Вид функции $\xi(T_{\text{mid}})$ при трех значениях поверхностной плотности диска ($\Sigma = 1, 10^2, 10^4$ г/см²) на радиусе 1 а.е. вокруг звезды солнечной массы показан на правой панели рис. 2. Видно, что при малых значениях температуры функция $\xi(T)$ близка к единице, а при достижении области интенсивного испарения функция $\xi(T)$ очень быстро убывает.

Данная модель пыли достаточна примитивна и используется нами только для изучения физического эффекта испарения. В действительности протопланетная пыль может включать в себя углеродную составляющую, тугоплавкую органику, полициклические ароматические углеводороды, частицы с ледяными мантиями, сами пылинки

могут иметь сложную, в том числе, фрактальную форму.

2.4. Рассматриваемые модели

В модели M1 рассматривается разреженный маломассивный ($M_{\text{disk}} \approx 10^{-5} M_\odot$) диск, нагреваемый только звездным излучением, при этом учитывается только непрозрачность пыли, а сама пыль предполагается неиспаряемой. В модели M2 поверхностная плотность диска повышена на четыре порядка относительно модели M1, т.е. такой массивный диск ($M_{\text{disk}} \approx 0.1 M_\odot$) соответствует начальным фазам эволюции протозвездной системы. В модели M3 по отношению к M2 добавлен вязкий нагрев, соответствующий темпу аккреции $10^{-6} M_\odot/\text{год}$ в качестве дополнительного источника нагрева. В модели M4 снимается ограничение на невозможность испарения пыли. Наконец, в модели M5 в дополнении ко всему учитывается вклад газа в поглощение и излучение. Обозначения и параметры рассматриваемых моделей приведены в табл. 1.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 3 показаны результаты расчета распределений температуры для рассмотренных моделей. Равновесная температура проходит по границе между красной и синей областями, цвет которых определяется знаком разности между правой и левой частями уравнения (2).

В модели M1 температура монотонно падает с расстоянием до радиуса 7 а.е., после чего на распределении формируется “горб”. Монотонный внутренний участок распределения реализуется для области диска, непрозрачной к звездному излучению, и хорошо описывается соотношением (A26):

$$aT_{\text{mid}}^4 = \frac{2\mu F_0}{c}, \quad (15)$$

зависящим только от параметров потока звездного излучения. Зависимость (15) показана на рисунке штриховой линией. Диск в модели M1 раз-

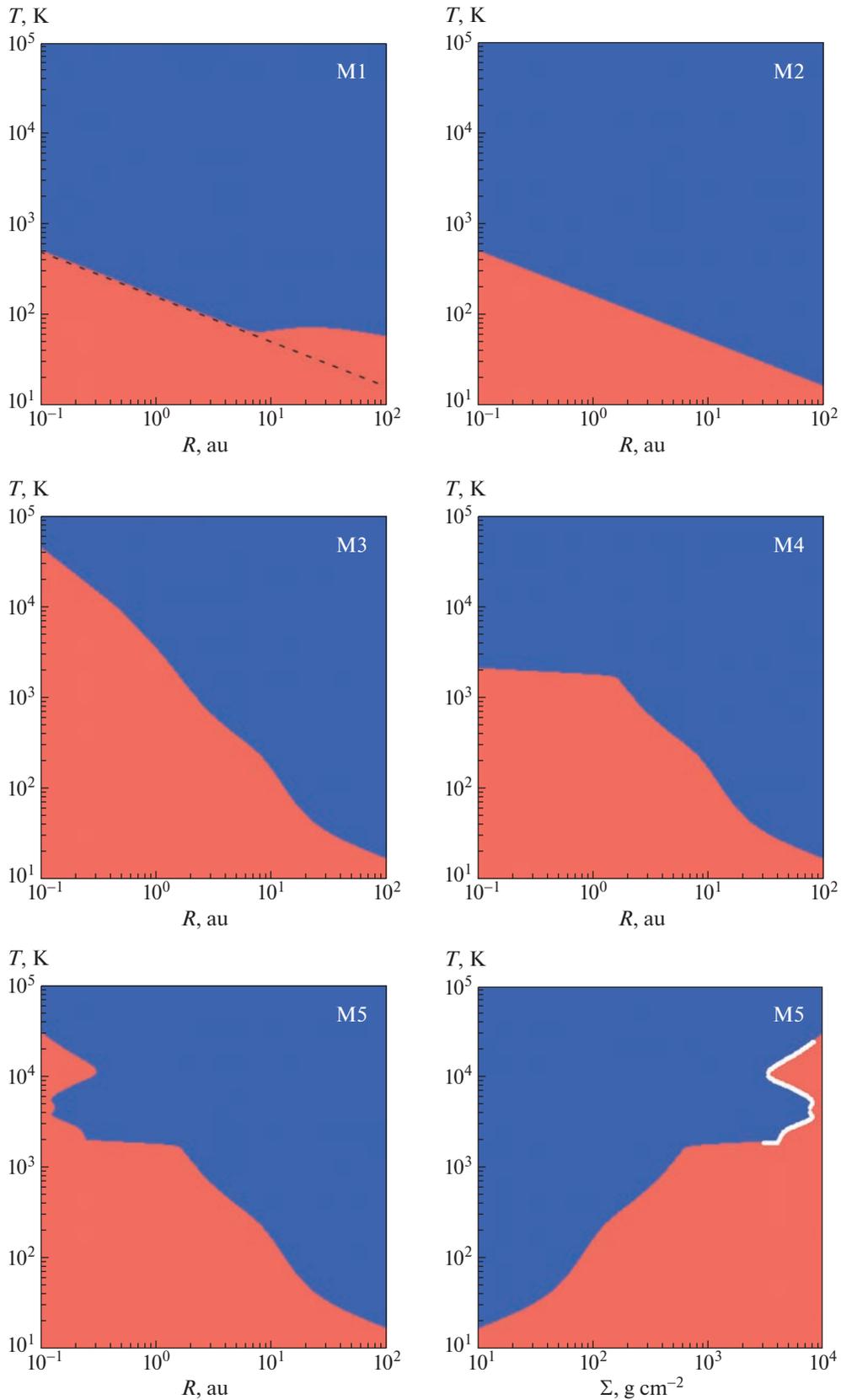


Рис. 3. Результаты моделирования тепловой структуры диска для моделей M1–M5. Равновесная температура проходит по границе между красной и синей областями, цвет которых определяется знаком разности между правой и левой частями уравнения (2). Штриховой линией показано распределение в соответствии с пределом (15). Белой кривой на панели с моделью M5 выделено многозначное решение, реализующее неустойчивость.

режен до такой степени, что внешние части данного диска ($R > 7$ а.е.) прозрачны к звездному излучению. Формирование горба температуры во внешней части диска связано с плавным переходом к пределу (A25) для оптически тонкого к звездному излучению диска:

$$aT_{\text{mid}}^4 = \frac{\kappa_F F_0}{\kappa_p c}, \quad (16)$$

при котором тепловая структура зависит не только от потока излучения, но и от соотношения непрозрачностей κ_F/κ_p .

Оптическая толщина к звездному излучению в модели массивного диска M2 велика для всей протяженности диска, поэтому распределение экваториальной температуры монотонно и определяется только дилуцией звездного излучения в соответствии с формулой (15).

В модели массивного диска с вязким нагревом M3 распределение температуры зависит не только от параметров звездного потока, но и от темпа диссипации и непрозрачностей среды. Тепловая структура такого диска описывается выражением (A27):

$$aT_{\text{mid}}^4 = \frac{2\mu F_0}{c} + \frac{\Gamma_{\text{vis}}}{c} \frac{1}{\tau_p} \left[1 + 2\tau_p \left(1 + \frac{3}{4} \tau_R \right) \right]. \quad (17)$$

При использованных параметрах модели температура меняется от 4×10^4 К до 20 К при движении от внутренней к внешней границе диска. Неровность распределения равновесной температуры связана с особенностями зависимостей $\kappa_p^{\text{dust}}(T)$ и $\kappa_R^{\text{dust}}(T)$. Эти особенности связаны, в частности, с немонотонным поведением коэффициента поглощения силикатной пыли в окрестности 10 микрон. Отметим, что температура внутри 2 а.е. оказывается значительно выше температуры испарения пыли (которая не превышает 2000 К, см. рис. 2). Поэтому модель M3, безусловно, является несогласованной в физическом плане, но мы приводим ее в методических целях, чтобы показать, к чему приводят рассмотренные приближения при расчете тепловой структуры диска.

В модели M4, где учитываются одновременно вязкий нагрев и испарение пыли, температура во внутренней области диска $R < 2$ а.е. существенно ниже, чем в модели M3. Температура в этой области составляет $T_{\text{mid}} \approx 2000$ К. При достижении таких температур в указанной области доля неиспаренной пыли становится равной минимальному постулированному в модели значению $\xi_{\text{min}} = 10^{-5}$. Значение 10^{-5} выбрано нами таким образом, чтобы соответствующие оптические толщины τ_p и τ_R в данной области оказывались близки к единице,

тем самым обеспечивая максимум темпа охлаждения Λ_{IR} . При этом темп охлаждения Λ_{IR} полностью компенсирует темп нагрева Γ_{star} и Γ_{vis} , обеспечивая равновесное значение T_{mid} . Выход на плато с несколько меньшей температурой $T_{\text{mid}} \approx 1600$ К наблюдается и в работе [22] (см. в ней рис. 1 и описание на стр. 895, третий абзац раздела 2.2). В статье [22] также учитывается сублимация пыли, а используемые в ней газовые непрозрачности для данных условий малы, что делает их модель концептуально близкой к нашей модели M4. Отличия в температуре плато связаны, вероятно, с различными моделями испарения пыли.

В модели M5, где учитывается вклад газа в непрозрачность среды, оптические толщины во внутренней части диска существенно возрастают, что в целом приводит к повышению температуры по сравнению с моделью M4. Ключевой особенностью данной модели является то, что равновесная температура внутри 0.15–0.3 а.е. имеет множественные решения, что связано с сильной зависимостью газовых непрозрачностей от температуры. Красный цвет на распределениях соответствует преобладанию нагрева над охлаждением, во время как синий цвет — преобладанию охлаждения. С учетом этого, приход к равновесию можно рассматривать на этой диаграмме как движение вверх (нагрев ведет к повышению температуры) в красной области и движение вниз (охлаждение приводит к понижению температуры) в голубой области до границы разграничения областей. Таким образом, внутри 0.15–0.3 а.е. устойчивое равновесие возможно при температурах 2–3 или 10–20 тыс. К. При учете неоднозначности решения для равновесной температуры можно ожидать, что во внутренней зоне рассматриваемого диска реализуются условия для тепловой неустойчивости — актуальная температура будет определяться, с какой стороны распределения диск приходит к равновесию.

Полученные для модели M5 результаты полезно также представить в виде зависимости $T_{\text{mid}}(\Sigma)$, показанной на правой нижней панели рис. 3. Полученная S-образная форма распределения равновесной температуры $T(\Sigma)$ неизбежно наводит на аналогию с формой зависимости $\Sigma - T_{\text{eff}}$ для классической тепловой неустойчивости в аккреционных дисках катаклизмических переменных [4], где формирование изгиба равновесной температуры связывают с ионизацией водорода, приводящей к сильной зависимости непрозрачности от температуры. На рис. 1 и рис. 3 белой кривой отмечены значения экваториальной плотности и температуры, соответствующие области тепловой неустойчивости. На рис. 1 видно, что белая кривая пересекает область сильных градиентов в распределении коэффициента непро-

зрачности. Полученный результат позволяет говорить о том, что при учете непрозрачности газа во внутренних областях протопланетных дисков возникает возможность развития неустойчивости, которая среди прочих может приводить к формированию морфологических особенностей во внутренних областях диска и/или нестационарному (вспышечному) характеру аккреции. Вспышечный характер аккреции естественным образом возникнет в модели вязкой эволюции диска, если использовать α -параметризацию турбулентной вязкости. При такой параметризации существует положительная обратная связь между температурой диска и темпом аккреции, что при наличии скачка в равновесной температуре приводит к накопительному режиму эволюции диска с последующим быстрым сбросом вещества диска на звезду. Пример такой модели рассмотрен в следующем разделе.

4. ЭВОЛЮЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ДИСКА

В качестве иллюстрации возможного влияния обсуждаемой неустойчивости на характер аккреции в протопланетном диске рассмотрим модель вязкого диска, эволюция которого описывается с помощью следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (R^{1/2} v \Sigma) \right), \quad (18)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \Gamma_{\text{star}} + \Gamma_{\text{vis}} - \Lambda_{\text{IR}} + \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} (R^{1/2} v \varepsilon) \right), \quad (19)$$

где $\varepsilon = c_v T_{\text{mid}} \Sigma$ – тепловая энергия единицы поверхности диска, $c_v = \frac{k_B}{m(\gamma - 1)}$, $\gamma = 7/5$ – показатель адиабаты, Γ_{star} , Γ_{vis} – темпы нагрева диска излучением звезды и вязкой диссипацией, вычисляемые по формулам (4) и (5) соответственно, Λ_{IR} – темп охлаждения за счет высвечивания ИК излучения (3), v – коэффициент турбулентной вязкости. Уравнение (18) для поверхностной плотности является классическим уравнением Прингла. В уравнении (19) для эволюции тепловой энергии наряду с темпами нагрева и охлаждения включен радиальный перенос тепловой энергии (последнее слагаемое в правой части). Перенос тепловой энергии трактуется здесь аналогично переносу индивидуальных компонентов в рамках приближения диффузионного аккреционно-декреционного диска. В этом приближении считается, что турбулентность приводит к эффективному перемешиванию вещества, т.е. к турбулентной диффузии вещества. В результате динамика всех индивидуальных компонентов вещества (например, примесей) описывается одним и тем же диффузионным уравнением, аналогичным уравнению Прингла (см. [23], уравнение (13)). Считая, что тепловая энергия нераз-

рывно связана с самим веществом, уравнение для ее переноса в этом приближении аналогично уравнению Прингла. При нулевых темпах нагрева и охлаждения такая система уравнений приводит к тому, что изначально изотермический диск останется таковым в ходе эволюции. Отметим, что для случая чисто вязкого диска пространственная динамика индивидуальных компонентов (и тепловой энергии) должна описываться с помощью уравнения адвекции. Отношение между коэффициентами вязкости и диффузии (число Шмидта) в протопланетных дисках является дискуссионным вопросом [23], и потому выбор в пользу того или иного приближения неочевиден. Отметим однако, что использование диффузионного приближения для расчета переноса тепловой энергии значительно упрощает численную модель и вместе с тем отражает основные особенности пространственного перераспределения энергии.

Коэффициент вязкости задается в рамках классической α -параметризации Шакуры–Сюняева [24]: $\nu = \alpha c_s H$, где c_s – скорость звука в экваториальной плоскости, H – характерная высота диска. Высота диска вычисляется из условия гидростатического равновесия по вертикали: $H/R = c_s/v_k$. При расчете используется постоянное значение $\alpha = 10^{-3}$. В качестве начального берется распределение поверхностной плотности из модели M5.

Интегрирование системы уравнений (18), (19) на каждом временном шаге осуществляется в два этапа. На первом этапе решается задача диффузии поверхностной плотности и тепловой энергии. На втором этапе вычисляется изменение тепловой энергии за счет источников нагрева и охлаждения. Для обоих этапов используются неявные методы (метод прогонки для решения системы линейных алгебраических уравнений при расчете диффузии и метод бисекции для нахождения температуры при учете источников соответственно), что позволяет значительно ослабить ограничение на временной шаг.

На рис. 4 показаны результаты расчета рассматриваемой модели эволюции диска спустя 15.4 тыс. лет от начального распределения. Во внутренней области диска ($R < 0.5$ а.е.) происходит периодическая перестройка структуры диска: при накоплении достаточного количества вещества ИК излучение “запирается”, что приводит к росту температуры и переходу на верхнюю ветвь квазиравновесного решения. Высокая температура в свою очередь приводит к повышению вязкому нагреву, что поддерживает высокоэнергетический режим до момента, когда существенная часть вещества из внутренней области в результате повышенной вязкости аккрецирует на

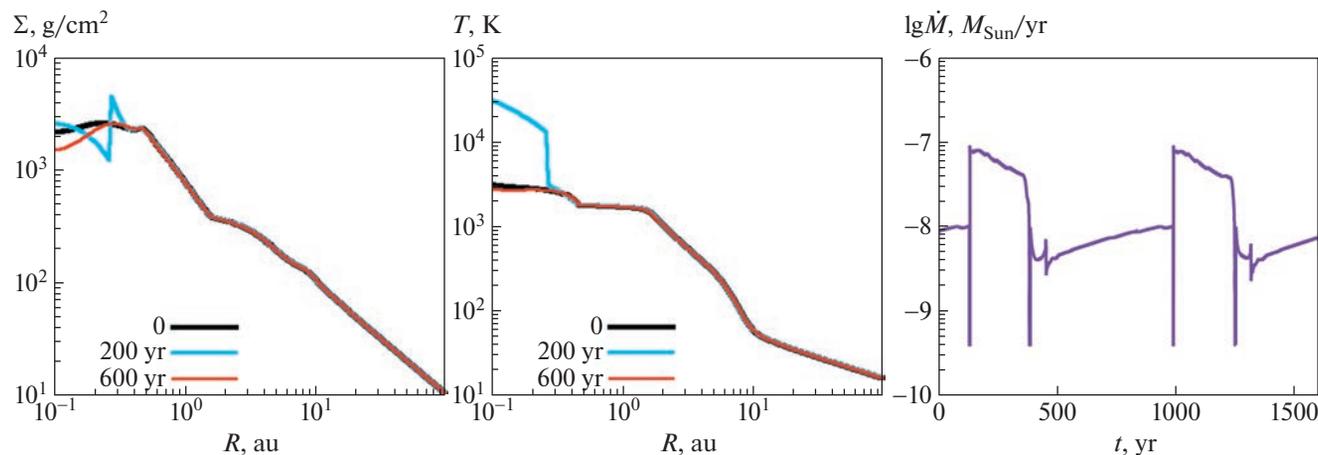


Рис. 4. Результаты расчета эволюции вязкого диска. Левая панель: распределения поверхностной плотности для трех эпох. Средняя панель: распределения экваториальной температуры для тех же эпох. Правая панель: изменение темпа аккреции из диска на звезду со временем. Нулевой момент времени выбран условно и соответствует 15.4 тыс. лет эволюции с начального состояния.

звезду. Этот режим приводит к эпизодическому характеру аккреции с периодом около 1000 лет, который, однако, будет меняться по мере истощения диска. Отметим, что проявление вспышечной активности в рамках данной модели сильно зависит от коэффициента вязкости: при уменьшении α максимальный темп аккреции уменьшается, а период всплеска увеличивается, при этом меняется и форма всплеска.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная в данной статье модель тепловой структуры газопылевого диска носит главным образом иллюстративный характер из-за целого ряда довольно грубых используемых приближений. Ее основной целью являлась демонстрация того, что в протопланетном диске действительно могут реализовываться условия для тепловой неустойчивости. Безусловно, полноценное исследование эволюции протопланетного диска при учете испарения пыли и использовании реалистичных коэффициентов поглощения газа должно проводиться на базе более согласованной динамической модели. В такой модели, в частности, необходимо отказаться от приближения термодинамического равновесия между твердой и газообразной фазами при расчете доли испаренной пыли. Вместо этого необходимо учитывать, что пыль испаряется и конденсируется за конечное время, причем, характерные времена этих процессов могут существенно отличаться. Динамическая модель должна учитывать не только движение газа, но и дрейф, осаждение и рост пылинок, поскольку эти процессы оказывают сильное влияние на тепловую и про-

странственную структуру диска. Тем не менее представленные в работе выражения для темпов нагрева и охлаждения совместно с формализмом расчета оптических толщин с учетом газовых непрозрачностей и испарения пыли могут быть использованы для более детального моделирования долговременной эволюции диска, например в рамках модели вязкого самогравитирующего диска из работ [7, 14].

Одним из ключевых вопросов, связанных с тепловой неустойчивостью в газопылевых дисках, на наш взгляд, является вопрос об ее действительном влиянии на морфологию диска и характере аккреции на звезду. Периодический характер аккреции, проиллюстрированный в последнем разделе, возникает при использовании α -параметризации турбулентной вязкости, которая обеспечивает положительную обратную связь между темпом аккреции и температурой. Между тем, источник вязкости в протопланетных дисках до сих пор надежно не установлен. Отметим, что при использовании β -параметризации турбулентной вязкости, где нет зависимости от температуры, никакой периодической аккреции в рамках вязкой модели диска не возникнет [25]. Таким образом, эффект тепловой неустойчивости должен изучаться совместно с вопросом об источнике турбулентной вязкости в диске.

Приложение А

6. ВЫВОД ФОРМУЛЫ ДЛЯ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОКОЛОЗВЕЗДНОГО ДИСКА

Рассмотрим околозвездный диск в состоянии теплового равновесия. В плоско-параллельном

приближении тепловая структура такого диска в вертикальном направлении может быть описана системой моментных уравнений переноса для теплового излучения:

$$\frac{dF}{dz} = c\rho\kappa_p(B - E), \quad (A1)$$

$$\frac{cdE}{3dz} = -\rho\kappa_R F, \quad (A2)$$

где F – поток теплового излучения, E – плотность лучистой энергии, $B = aT^4$ – плотность лучистой энергии при термодинамическом равновесии, a – постоянная плотности излучения, T – температура среды, c – скорость света, z – вертикальная координата, отсчитываемая от экватора, ρ – плотность среды, κ_p и κ_R – коэффициенты непрозрачности, усредненные по Планку и Росселанду. Уравнение (A1) описывает изменение потока за счет разницы между излучением и поглощением лучистой энергии. Уравнение (A2) связывает поток излучения с плотностью энергии в эддингтоновском приближении. Система уравнений (A1), (A2) замыкается уравнением

$$\frac{dF}{dz} = \rho S, \quad (A3)$$

согласно которому поток теплового излучения генерируется некоторым источником нагрева ρS , где S [эрг $\text{с}^{-1} \text{г}^{-1}$] определена как мощность нагрева единицы массы вещества. Перепишем данные уравнения, используя поверхностную плотность

$\Sigma = \int_0^z \rho(z')dz'$ в качестве переменной:

$$c\kappa_p(B - E) = S, \quad (A4)$$

$$\frac{cdE}{3d\Sigma} = -\kappa_R F, \quad (A5)$$

$$\frac{dF}{d\Sigma} = S. \quad (A6)$$

Будем полагать, что мощность нагрева S обусловлена двумя процессами: поглощением звездного излучения и вязкой диссипацией,

$$S = S_{\text{star}} + S_{\text{vis}}. \quad (A7)$$

Мощности нагрева за счет вязкой диссипации газа в приближении стационарности можно найти по формуле:

$$S_{\text{vis}} = \frac{\Gamma_{\text{vis}}}{\Sigma_0} = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi R^3} / \Sigma_0, \quad (A8)$$

где M – масса звезды, \dot{M} – темп аккреции вещества через диск, R – расстояние от звезды до рассматриваемого элемента диска, Σ_0 – поверхностная плотность от экватора до верхней границы диска, G – гравитационная постоянная. Испол-

зование (A8) основано также на предположении, что темп вязкой диссипации в единице объема пропорционален плотности среды. Нагрев диска звездным излучением находится нами по формуле:

$$S_{\text{star}} = \kappa_F F_0 \exp\left(-\frac{\kappa_F(\Sigma_0 - \Sigma)}{\mu}\right), \quad (A9)$$

где κ_F – усредненный по спектру звезды коэффициент поглощения, $F_0 = \frac{L}{4\pi R^2}$ – поток излучения от звезды, достигающий поверхности диска, L – светимость звезды, μ – косинус угла между направлением на звезду и нормалью к поверхности диска. Формула (A9) получена из формального решения уравнения переноса излучения в предположении, что коэффициент поглощения κ_F является постоянным вдоль вертикального направления. При этом мы также пренебрегаем звездным излучением с противоположной поверхности диска. Учет нагрева диска звездным излучением путем введения функции S_{star} в систему (A4)–(A6) основан на предположении, что диск слабо излучает в видимом диапазоне, т.е. этот диапазон слабо пересекается с диапазоном теплового излучения самого диска. Введем обозначение

$$\tau_{\text{uv}} = \frac{\kappa_F \Sigma_0}{\mu}, \quad (A10)$$

представляющее собой оптическую толщину среды к звездному излучению до текущей позиции в диске. Интегрирование уравнения (A6) с учетом выражений (A7)–(A9) и условия равенства потока теплового излучения на экваторе (в силу симметрии задачи) дает

$$F = \mu F_0 e^{-\tau_{\text{uv}}} \left(\exp\left(\frac{\tau_{\text{uv}} \Sigma}{\Sigma_0}\right) - 1\right) + S_{\text{vis}} \Sigma. \quad (A11)$$

В частности, на поверхности диска поток теплового излучения равен

$$F(\Sigma_0) = \mu F_0 (1 - e^{-\tau_{\text{uv}}}) + S_{\text{vis}} \Sigma_0. \quad (A12)$$

Подставляя уравнение (A11) в уравнение (A5) и интегрируя полученное уравнение от экватора до верхней границы диска, можно получить связь между плотностью лучистой энергии на поверхности $E(\Sigma_0)$ и на экваторе диска $E(0)$:

$$E(\Sigma_0) - E(0) = -\frac{3\kappa_R \mu^2 F_0}{c\kappa_F} (1 - \tau_{\text{uv}} e^{-\tau_{\text{uv}}} - \tau_{\text{uv}}) - \frac{3\kappa_R S_{\text{vis}} \Sigma_0^2}{2c}. \quad (A13)$$

При получении соотношения (A13) предполагалось, что κ_R является постоянным вдоль вертикального направления. В качестве граничного

условия на поверхности диска можно использовать соотношение

$$F(\Sigma_0) = \eta c E(\Sigma_0), \quad (\text{A14})$$

где коэффициент η зависит от предполагаемой анизотропии выходящего теплового излучения.

Значение $\eta = \frac{1}{2}$ соответствует изотропности по

верхней полусфере, в то время как $\eta = 1$ описывает

случай строго вертикального выхода излучения. В дальнейшем мы будем полагать $\eta = \frac{1}{2}$.

Комбинируя уравнения (A12), (A13) и (A14), можно получить выражение для лучистой энергии теплового излучения на экваторе:

$$E(0) = \frac{F_0}{c} \times \left[2\mu(1 - e^{-\tau_{uv}}) + 3\mu^2 \frac{\kappa_R}{\kappa_F} (1 - e^{-\tau_{uv}} - \tau_{uv} e^{-\tau_{uv}}) \right] + \left(\frac{2S_{vis}\Sigma_0}{c} \left(1 + \frac{3}{4}\tau_R \right) \right), \quad (\text{A15})$$

где введена росселандовская оптическая толщина к тепловому излучению:

$$\tau_R = \kappa_R \Sigma_0. \quad (\text{A16})$$

Искомая экваториальная температура T_{mid} находится из соотношения

$$B(0) = aT_{mid}^4. \quad (\text{A17})$$

Величина $B(0)$, в свою очередь, выражается через уравнение (A4), которое с учетом значения функ-

ции источников на экваторе (A7)–(A9) принимает вид

$$B(0) = E(0) + \frac{\kappa_F F_0 e^{-\tau_{uv}}}{c\kappa_P} + \frac{S_{vis}}{c\kappa_P}. \quad (\text{A18})$$

Комбинируя уравнения (A15), (A17) и (A18), можно получить:

$$aT_{mid}^4 = \frac{\mu F_0}{c} \left[2(1 - e^{-\tau_{uv}}) + 3\mu \frac{\tau_R}{\tau_{uv}} (1 - e^{-\tau_{uv}} - \tau_{uv} e^{-\tau_{uv}}) + \frac{\tau_{uv}}{\tau_P} e^{-\tau_{uv}} \right] + \frac{\Gamma_{vis}}{c} \frac{1}{\tau_P} \left[1 + 2\tau_P \left(1 + \frac{3}{4}\tau_R \right) \right], \quad (\text{A19})$$

где введена планковская оптическая толщина по отношению к тепловому излучению

$$\tau_P = \kappa_P \Sigma_0. \quad (\text{A20})$$

Уравнение (A19) полезно также представить в следующем виде:

$$\Lambda_{IR} = \Gamma_{star} + \Gamma_{vis}, \quad (\text{A21})$$

где Λ_{IR} [эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$] – темп охлаждения экваториальных слоев диска, Γ_{star} [эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$] – темп нагрева экваториальных слоев звездным излучением, Γ_{vis} [эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$] – темп нагрева в результате вязкой диссипации:

$$\Lambda_{IR} = \frac{4\tau_P \sigma T_{mid}^4}{1 + 2\tau_P \left(1 + \frac{3}{4}\tau_R \right)}, \quad (\text{A22})$$

$$\Gamma_{star} = \frac{\mu F_0 \tau_P \left[2(1 - e^{-\tau_{uv}}) + 3\mu \frac{\tau_R}{\tau_{uv}} (1 - e^{-\tau_{uv}} - \tau_{uv} e^{-\tau_{uv}}) + \frac{\tau_{uv}}{\tau_P} e^{-\tau_{uv}} \right]}{1 + 2\tau_P \left(1 + \frac{3}{4}\tau_R \right)}, \quad (\text{A23})$$

$$\Gamma_{vis} = \frac{3 G M \dot{M}}{8\pi R^3}. \quad (\text{A24})$$

Проанализируем поведение (A19) при отсутствии вязкого нагрева $S_{vis} = 0$. При малых оптических толщинах по отношению к звездному излучению $\tau_{uv} \ll 1$ получаем

$$aT_{mid}^4 = \frac{\kappa_F F_0}{\kappa_P c}, \quad (\text{A25})$$

т.е. температура среды определяется отношением непрозрачностей среды к звездному и тепловому излучению. Если диск является оптически тол-

стым к звездному излучению $\tau_{uv} \gg 1$ и отношение κ_R/κ_F мало (что обычно выполняется), то

$$aT_{mid}^4 = \frac{2\mu F_0}{c}, \quad (\text{A26})$$

т.е. экваториальная температура зависит только от общего потока звездного излучения, поступающего в диск. Если диск является оптически толстым к звездному излучению и присутствует вязкий нагрев $S_{vis} \neq 0$, то

$$aT_{mid}^4 = \frac{2\mu F_0}{c} + \frac{\Gamma_{vis}}{c} \frac{1}{\tau_P} \left[1 + 2\tau_P \left(1 + \frac{3}{4}\tau_R \right) \right]. \quad (\text{A27})$$

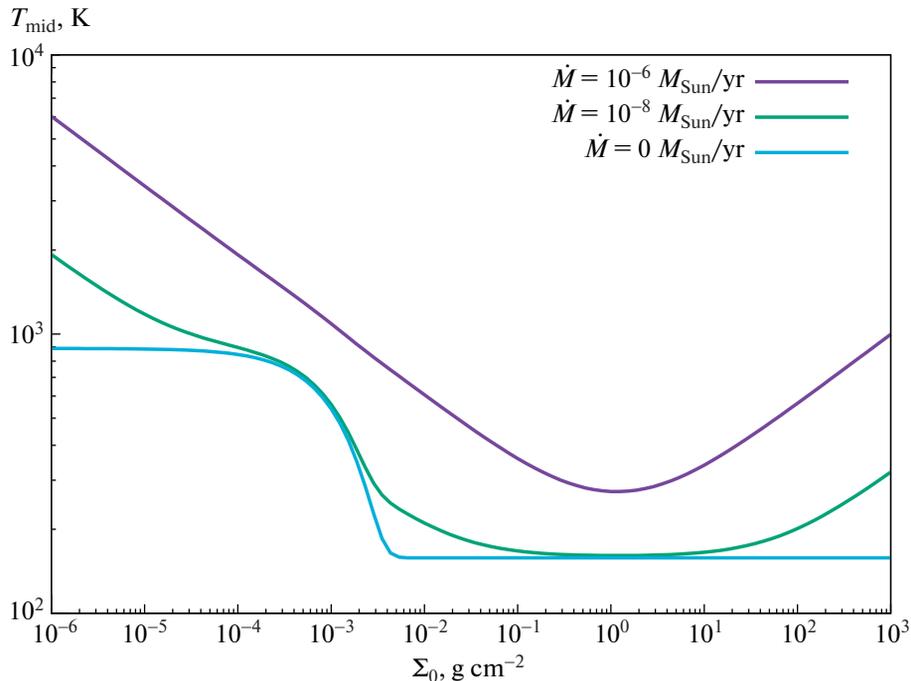


Рис. 5. Зависимости экваториальной температуры от поверхностной плотности диска для различных темпов аккреции $\dot{M} = 0, 10^{-8}$ и $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$.

В качестве примера на рис. 5 показаны распределения экваториальной температуры, полученные с помощью формулы (A19), в зависимости от поверхностной плотности диска. Для построения данных распределений использовались следующие параметры: $M = 1M_{\odot}$, $L = 1L_{\odot}$, $R = 1$ а.е., $\mu = 0.05$, $\kappa_p = \kappa_R = 1 \text{ см}^2/\text{г}$, $\kappa_F = 100 \text{ см}^2/\text{г}$. Построенные зависимости иллюстрируют полученные в (A25) и (A26) пределы, а также показывают влияние вязкого нагрева.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10029, <https://rscf.ru/project/22-72-10029>.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за ценные замечания и предложения по улучшению статьи. Выражаем также признательность Ю.А. Фадееву, Д.А. Семёнову, Л.И. Машонкиной, Т.М. Ситновой за обсуждения проблемы расчета непрозрачностей газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *P. J. Armitage*, arXiv:2201.07262 [astro-ph.HE] (2022).
2. *J. Bae, A. Isella, Z. Zhu, R. Martin, S. Okuzumi, and S. Suriano*, arXiv:2210.13314 [astro-ph.EP] (2022).
3. *J.-M. Hameury*, Adv. Space Research **66**, 1004 (2020), arXiv:1910.01852 [astro-ph.SR].
4. *J.-P. Lasota*, New Astron. Rev. **45**, 449 (2001), arXiv:astro-ph/0102072.
5. *M. Audard, P. Ábrahám, 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].
6. *M. S. Connelley and B. Reipurth*, Astrophys. J. **861**, id. 145 (2018), arXiv:1806.08880 [astro-ph.SR].
7. *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].
8. *K. M. Flaherty, L. DeMarchi, J. Muzerolle, Z. Balog, W. Herbst, S. T. Megeath, E. Furlan, and R. Gutermuth*, Astrophys. J. **833**, id. 104 (2016), arXiv:1609.09100 [astro-ph.SR].
9. *C. Contreras Peña, P. W. Lucas, D. Minniti, R. Kurtev, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **465**, 3011 (2017), arXiv:1602.06267 [astro-ph.SR].
10. *L. Rigon, A. Scholz, D. Anderson, and R. West*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **465**, 3889 (2017), arXiv:1611.03013 [astro-ph.SR].
11. *C. R. D'Angelo and H. C. Spruit*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **420**, 416 (2012), arXiv:1108.3833 [astro-ph.SR].
12. *A. S. Kravtsova, S. A. Lamzin, L. Errico, and A. Vittone*, Astron. Letters **33**, 755 (2007).

13. *P. J. Armitage, M. Livio, and J. E. Pringle*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **324**, 705 (2001), arXiv:astro-ph/0101253.
14. *E. I. Vorobyov and S. Basu*, Astrophys. J. **805**, id. 115 (2015), arXiv:1503.07888 [astro-ph.SR].
15. *K. R. Bell and D. N. C. Lin*, Astrophys. J. **427**, 987 (1994), arXiv:astro-ph/9312015.
16. *E. Kawazoe and S. Mineshige*, Publ. Astron. Soc. Japan **45**, 715 (1993).
17. *W. Kley and D. N. C. Lin*, Astrophys. J. **518**, 833 (1999).
18. *M. G. Malygin, R. Kuiper, H. Klahr, C. P. Dullemond, and T. Henning*, Astron. and Astrophys. **568**, id. A91 (2014), arXiv:1408.3377 [astro-ph.SR].
19. *F. Castelli*, Mem. Soc. Astron. Ital. Suppl. **8**, 34 (2005).
20. *R. L. Kurucz*, SAO Special Report № 309 (1970).
21. *W. J. Duschl, H. P. Gail, and W. M. Tscharnuter*, Astron. and Astrophys. **312**, 624 (1996).
22. *P. D. Alessio, N. Calvet, L. Hartmann, S. Lizano, and J. Cantó*, Astrophys. J. **527**, 893 (1999), arXiv:astro-ph/9907330.
23. *Y. Pavlyuchenkov and C. P. Dullemond*, Astron. and Astrophys. **471**, 833 (2007), arXiv:0706.2614 [astro-ph].
24. *N. I. Shakura and R. A. Sunyaev*, Astron. and Astrophys. **24**, 337 (1973).
25. *J. M. Huré, D. Richard, and J. P. Zahn*, Astron. and Astrophys. **367**, 1087 (2001), arXiv:astro-ph/0012262.

КАНДИДАТ В ЭКЗОЮПИТЕРЫ FL Lyr b ПО ДАННЫМ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ KEPLER И TESS

© 2023 г. В. С. Козырева¹, А. И. Богомазов^{1,*}, Б. П. Демков²,
Л. В. Зотов^{1,3}, А. В. Тутуков⁴

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

² Индивидуальный предприниматель Демков Борис Павлович, Зеленоград, Москва, Россия

³ Высшая школа экономики, Московский институт электроники и математики имени А.Н. Тихонова,
Москва, Россия

⁴ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: a78b@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.11.2022 г.

После доработки 24.02.2023 г.

Принята к публикации 06.03.2023 г.

В работе изучается световое уравнение затменной двойной системы FL Lyr по данным космических телескопов Kepler и TESS. Показано, что в системе есть кандидат в экзопланеты FL Lyr b с вероятным значением орбитального периода около 22 лет.

Ключевые слова: затменные двойные, экзопланеты

DOI: 10.31857/S0004629923050067, EDN: YWQGEE

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование физики и эволюции тесных двойных звезд — главная тема наблюдательной и теоретической астрофизики конца двадцатого века. В начале двадцатого века ведущей задачей астрофизики становится всестороннее изучение внесолнечных планетных систем. Изучение условий появления планетных систем в двойных звездных системах, обращающихся как около компонент (S-тип), так и около самих систем (P-тип), объединяет эти два популярных направления современной астрофизики. Наблюдательный поиск планет в двойных звездах осложнен, как обычно, эффектами наблюдательной селекции, что делает текущую статистику таких систем небогатой [1]. Сейчас представляется перспективным поиск планет около компонент затменных двойных систем, что увеличивает вероятность попадания наблюдателя в плоскость орбит возможных планет, обращающихся как около компонент, так и около самих систем [2]. Последнее обстоятельство делает возможным как обнаружение прохождения планет по дискам компонент, так и регистрацию вариации моментов взаимных затмений компонент, вызванных наличием третьего, планетного тела.

Кандидат во внесолнечные планеты P-типа FL Lyr b был предложен по результатам поиска

светового уравнения затменной двойной системы FL Lyr в кривых блеска космического телескопа Kepler [3, 4]. В момент написания статьи объект значится в качестве подтвержденной экзопланеты в “Энциклопедии внесолнечных планет”¹, тем не менее, все еще требуется надежное наблюдательное подтверждение наличия указанного третьего тела в системе. Орбитальный период предполагаемой планеты >7 лет [3] превышает время наблюдения системы телескопом Kepler и не позволяет точно установить фотометрические параметры орбиты третьего тела из данных этого аппарата. Амплитуда светового уравнения $\lesssim 10$ с [3] практически исключает использование наземных фотометрических данных совместно с космическими наблюдениями для поиска величин, связанных с воздействием найденного кандидата на центральную пару звезд.

Открытие FL Lyr b на основе кривых блеска телескопа Kepler [3] было подвергнуто критике на основе иной методики работы с данными [5]. Кроме того, в данных телескопа Kepler главное затмение FL Lyr становилось глубже, а вторичное мельче [6], что было объяснено циклом активности звезд, который мог изменять их поверхностную яркость.

¹ <http://exoplanet.eu/>.

Запуск космического аппарата TESS позволил продолжить ряд высокоточных космических наблюдений. Целью данной работы является продолжение изучения светового уравнения системы FL Lyr с использованием фотометрических данных обоих проектов (Kepler и TESS) для увеличения точности и надежности получаемых результатов.

2. ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ И СВЕТОВОЕ УРАВНЕНИЕ FL Lyr ПО ДАННЫМ KEPLER И TESS

Кривые блеска системы, полученные на КА TESS, были проанализированы нами тем же методом, что и кривые блеска, полученные ранее на телескопе Kepler [3]. В ходе аппроксимации кривых блеска были вычислены фотометрические параметры FL Lyr (см. табл. 1), большая часть из которых близки к значениям, приведенным в работе [3], табл. 1, или находятся в диапазоне их неопределенности, за исключением коэффициентов покраснения к краю (в указанной работе эти коэффициенты не варьировались, были взяты теоретические значения). Для наблюдений, сделанных на спутнике TESS, коэффициенты варьировались, и их значение получилось гораздо меньше теоретических. Получаемые моменты минимумов остаются неизменными в рамках их точности (см. табл. 2) при расчетах в границах указанных значений параметров центральной двойной. Основной целью нашего исследования является получение светового уравнения. Исследование показало, что даже довольно значительное различие коэффициентов потемнения звезд к краю (такое, как между вычисленными и теоретическими коэффициентами в данной работе) не меняет с точностью до 0.00001^d моменты минимумов.

Новые моменты минимумов из наземных наблюдений и из наблюдений на спутнике TESS позволили уточнить новую эфемериду FL Lyr по сравнению с той, что была получена в работе [3], где использовался менее продолжительный ряд наблюдений:

$$\text{Min I} = T_i + P_{\text{orb}}E, \quad (1)$$

где Min I – момент главного минимума, $T_i = \text{BJD } 2455997.46934 \pm 0.00004$ – начальная эпоха, $P_{\text{orb}} = 2.17815441 \pm 0.00000005^d$ – орбитальный период системы, E – количество орбитальных циклов от начальной эпохи. Момент наступления вторичного минимума может быть вычислен при помощи выражения $\text{Min II} = \text{Min I} + 0.5P_{\text{orb}}$.

Таблица 1. Значения параметров FL Lyr, вычисленные из кривых блеска, полученных на космическом аппарате TESS, для эпох BJD 2458 684 и BJD 2458 685

Элемент	Величина
r_1	0.124 ± 0.002
r_2	0.121 ± 0.002
e	$0.000-0.001$
ω	$0.000-0.003$
i , град	85.6 ± 0.2
L_1	0.61 ± 0.03
L_2	0.35 ± 0.03
L_3	0.04 ± 0.03
u_1	0.35 ± 0.05
u_2	0.25 ± 0.05
σ_{O-C}	0.00115

Примечание. Приведены: r_1, r_2 – радиусы главной (1) и вторичной (2) звезд в единицах большой полуоси системы, i – наклонение орбиты, e – ее эксцентриситет, ω – долгота периастра в радианах, L_1, L_2 – светимости главной и вторичной звезд в единицах светимости системы, L_3 – “третий свет” в тех же единицах, u_1, u_2 – коэффициенты потемнения дисков главной и вторичной звезд к краю, σ_{O-C} – стандартное отклонение вычисленной кривой блеска (со значениями параметров, приводимых в данной таблице) и наблюдаемых точек, полученных TESS.

На рис. 1 показаны все точки, которые удалось собрать из литературы², а также рассчитанные из кривых блеска Kepler [3], табл. 3 и TESS (см. табл. 2). По вертикальной оси отложена разность между наблюдаемыми значениями моментов минимумов и значениями, вычисленными с новой эфемеридой (1). Видно, что долговременных вариаций с высокой амплитудой нет, старые данные отличаются очень высоким разбросом, более современные моменты минимумов имеют меньший разброс.

На рис. 2 приведены только те моменты минимумов, которые были получены из кривых блеска космических аппаратов Kepler и TESS. Точность измерений в несколько раз лучше, чем достигается в доступных наземных наблюдениях. С такой точностью удастся увидеть световое уравнение с амплитудой несколько секунд. В работе [3] приведены амплитуда и период светового уравнения, полученные по наблюдениям аппарата Kepler. Указанный результат носил предварительный характер, так как эти наблюдения расположены компактно на кривой светового уравнения, при этом найденный период превышает длительность наблюдений. Появление новых моментов минимумов (из кривых блеска спутника TESS) спустя

² С использованием базы данных V.R.N.O. <http://var2.as-tro.cz/ocgate/?lang=en>.

Таблица 2. Моменты главных минимумов FL Луг, рассчитанные из кривых блеска, полученных на космическом аппарате TESS

Min I BJD 2400000+	O–C, сут	Min I BJD 2400000+	O–C, сут	Min I BJD 2400000+	O–C, сут
58685.31164	–0.00024	59399.74626	–0.00027	59761.31990	–0.00026
58687.48983	–0.00020	59401.92449	–0.00019	59763.49803	–0.00028
58689.66797	–0.00022	59404.10265	–0.00019	59765.67617	–0.00030
58691.84612	–0.00022	59406.28081	–0.00018	59767.85437	–0.00025
58694.02425	–0.00025	59408.45894	–0.00021	59770.03251	–0.00027
58696.20248	–0.00017	59410.63713	–0.00017	59772.21068	–0.00025
58698.38058	–0.00022	59412.81522	–0.00024	59774.38888	–0.00021
58700.55876	–0.00020	59414.99334	–0.00027	59776.56702	–0.00022
58702.73684	–0.00027	59417.17150	–0.00027	59778.74519	–0.00021
58704.91498	–0.00029	59421.52777	–0.00031	59780.92329	–0.00026
58707.09312	–0.00031	59423.70595	–0.00028	59785.27967	–0.00019
58709.27128	–0.00030	59425.88408	–0.00030	59787.45777	–0.00024
58711.44951	–0.00022	59428.06226	–0.00028	59789.63589	–0.00028
58713.62767	–0.00022	59432.41857	–0.00027	59791.81403	–0.00029
58715.80587	–0.00017	59434.59672	–0.00028	59798.34848	–0.00031
58717.98400	–0.00020	59436.77493	–0.00023	59800.52664	–0.00030
58720.16217	–0.00018	59438.95307	–0.00024	59802.70480	–0.00029
58722.34030	–0.00020	59441.13123	–0.00023	59804.88294	–0.00031
58726.69658	–0.00023	59443.30942	–0.00020	59807.06109	–0.00031
58728.87470	–0.00027	59445.48753	–0.00024	59809.23925	–0.00031
58731.05291	–0.00021	59746.07292	–0.00016	59811.41741	–0.00030
58733.23104	–0.00023	59748.25108	–0.00015	59813.59560	–0.00027
58735.40922	–0.00021	59750.42921	–0.00018	59815.77375	–0.00027
59391.03366	–0.00025	59752.60730	–0.00024	59817.95191	–0.00027
59393.21184	–0.00023	59754.78539	–0.00031	59820.13006	–0.00027
59395.38994	–0.00028	59756.96354	–0.00031	59822.30817	–0.00031
59397.56805	–0.00032	59759.14174	–0.00027		

Примечание. O–C – разность между наблюдаемым значением и значением, вычисленным при помощи эфемериды (1).

несколько лет после окончания наблюдений системы FL Луг космическим телескопом Kepler дало возможность определить новые параметры (период и амплитуду светового уравнения) с большей точностью (рис. 2), другие параметры орбиты третьего тела из имеющихся данных пока вычислить невозможно. Для круговой орбиты амплитуда $A = 15 \pm 2$ с, период $P_{\text{orb}} = 22 \pm 0.5$ года.

На рис. 2 и при расчетах параметров светового уравнения используются только главные минимумы кривой блеска. Разброс моментов минимумов зависит от правильного учета изменений блеска звезды, обнаруженных у нее, см. ниже. Чем меньше глубина затмения, тем меньше эти колебания исказят форму кривой и повысят ошибку определения момента минимума. Из-за меньшей в два раза глубины вторичных миниму-

мов разброс моментов становится почти в два раза больше, при этом результат не меняется, но стандартное отклонение сильно возрастает.

Функция масс для третьего тела дает оценку его массы M_3 с углом наклона орбиты i_3 по отношению к картинной плоскости $M_3 \sin i_3 \approx 6M_J$, что несколько повышает оценку нижнего предела массы третьего тела по сравнению с величиной, приведенной в работе [4].

У изучаемой звезды фиксировали активность вне минимумов. Разность между периодом затменной двойной и мелкоамплитудными периодами изменения блеска составляет 0.04^d (2.178^d и 2.139^d соответственно). Можно предположить, что несоответствие этих периодов возникает из-

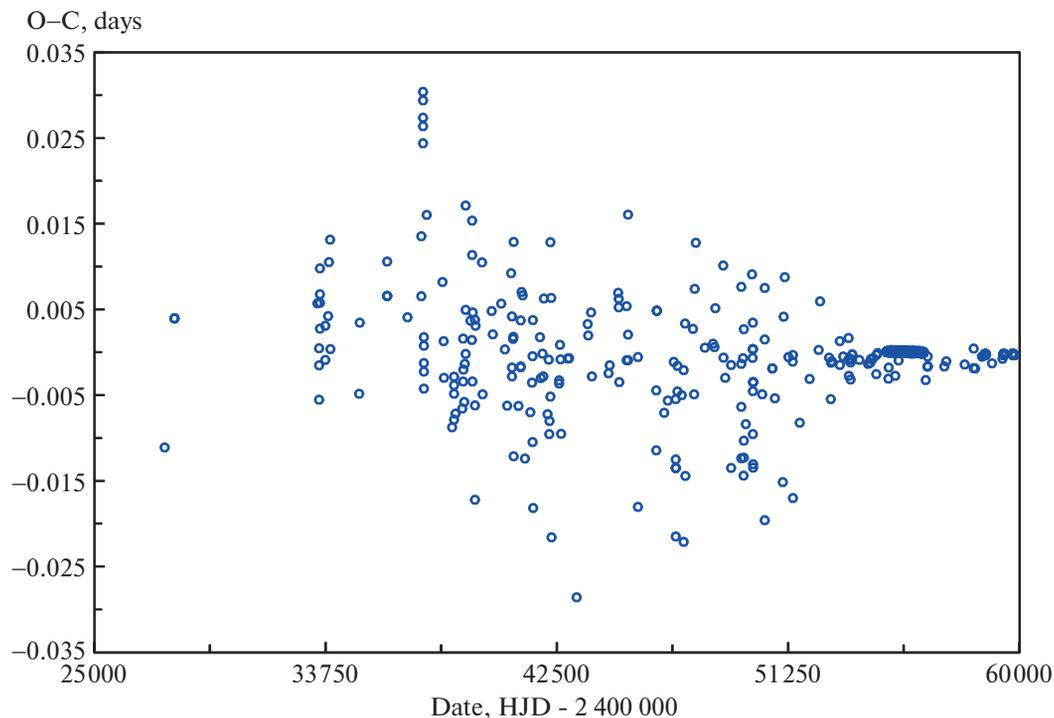


Рис. 1. Диаграмма O–C с моментами минимумов из литературы (главные и вторичные минимумы) и из данных Kepler и TESS (главные минимумы). Здесь O – моменты минимумов, вычисленные из кривых блеска, C – моменты минимумов, вычисленные с использованием эфемериды (1).

за вращения звезды, ответственной за мелкоамплитудные изменения блеска, вокруг своей оси со скоростью, не совпадающей со скоростью син-

хронного (с орбитальным) вращения. График мощности, полученный для наблюдений 2022 г. (рис. 3), показывает пик на частоте 0.4674 сут^{-1} .

Таблица 3. Сводная информация о файлах данных TESS, используемых в данной работе

Name	N_S	Date _C	Date _{start}	Date _{end}	BTJD	TESS _{mag}
tess2019198215352-s0014-0000000158660631-0150-s_lc.fits	14	2020-04-08	2019-07-18 T20:30:39.042	2019-08-14 T16:56:30.778	1683.355419– 1710.206713	8.80498981
tess2019226182529-s0015-0000000158660631-0151-s_lc.fits	15	2020-04-09	2019-08-15 T20:46:29.690	2019-09-10 T21:51:44.739	1711.366422– 1737.411735	8.80498981
tess2021175071901-s0040-0000000158660631-0211-s_lc.fits	40	2021-08-22	2021-06-25 T03:41:47.276	2021-07-23 T08:32:12.642	2390.65482– 2418.856503	8.80498981
tess2021204101404-s0041-0000000158660631-0212-s_lc.fits	41	2021-09-10	2021-07-24 T11:46:12.594	2021-08-20 T01:55:56.033	2419.991224– 2446.58131	8.80498981
tess2022164095748-s0053-0000000158660631-0226-s_lc.fits	53	2022-07-13	2022-06-13 T11:55:11.147	2022-07-08 T11:31:50.189	2743.997458– 2768.981243	8.80498981
tess2022190063128-s0054-0000000158660631-0226-s_lc.fits	54	2022-08-19	2022-07-09 T09:35:50.124	2022-08-04 T15:07:55.686	2769.900686– 2796.131306	8.80498981
tess2022217014003-s0055-0000000158660631-0242-s_lc.fits	55	2022-09-08	2022-08-05 T14:25:55.118	2022-09-01 T18:21:21.086	2797.102133– 2824.265628	8.80498981

Примечание. Приняты следующие обозначения: Name – имя fits файла с фотометрией, N_S – номер сектора наблюдений, Date_C – дата создания fits файла, Date_{start} – дата и время начала наблюдений в шкале времени UTC, Date_{end} – дата и время завершения наблюдений в шкале времени UTC, BTJD – время начала (вверху) и окончания (внизу) наблюдений в шкале времени BTJD=BJD -2457 000, TESS_{mag} звездная величина во входном каталоге TESS для объекта FL Lyr [15].

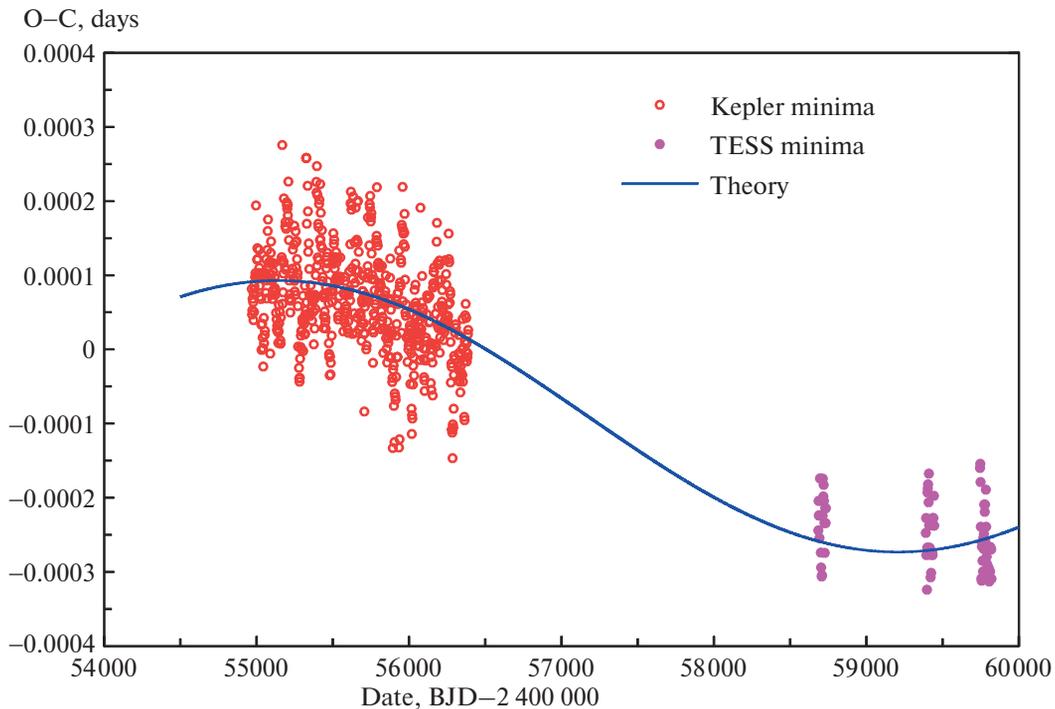


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для главных моментов минимумов, рассчитанных из кривых блеска, полученных на КА Kepler и TESS.

С учетом периода затменной двойной получается, что звезда совершает оборот вокруг оси за 120 ± 15^d . Набор наблюдений в 2022 г. самый длинный и превышает половину этого периода, поэтому позволяет проследить относительные положения пульсаций и минимумов для более половины цикла предполагаемого осевого вращения одной из компонент (см. рис. 4 и 5). С большой долей вероятности за мелкоамплитудные изменения блеска может быть ответственно пятно на одной из звезд. Если следовать этому объяснению, то изменение амплитуды колебаний может быть следствием как изменения яркости пятна, так и изменением положения пятна относительно наблюдателя из-за несинхронного вращения звезды.

Система FL Lyr является разделенной, доля затмеваемой площади компонент относительно мала (0.51 и 0.88 для главной и вторичной звезд), вследствие чего определение геометрических параметров системы имеет повышенные ошибки [7]. Кроме того, решение для получения параметров и элементов системы с использованием модели шарообразных звезд дает небольшие систематические отклонения вследствие описанных выше мелкоамплитудных изменений блеска. Для уменьшения влияния на параметры, в особенности, на вычисленные моменты минимумов из кривой блеска, была найдена наиболее адекват-

ная кривая пульсаций блеска для каждого ряда продолжительностью около десяти суток. Таким способом мы добивались решения, погрешность наблюдений которого (O-C) была бы минимальной и не показывала систематических отклонений относительно середины минимумов. Это видно на рис. 6 и 7, где красными точками приведены (O-C) после вычитания пульсаций. Пульсации были учтены в двух вариантах – для всего года и непосредственно той части ряда наблюдений, к которому относится кривая блеска. Для этих рисунков были случайно выбраны по два минимума в наблюдениях TESS в 2019 и 2021 гг. Даже в этом случае стандартное отклонение полученных моментов минимумов остается довольно большим (0.00015^d).

Сравнение различных участков кривой блеска 2022 г. (см. рис. 4) показывает, что период активности немного не совпадает с периодом переменности звезды, главные минимумы оказываются то на минимальном блеске, то на максимальном. Остальные наблюдения 2019–2022 гг. подтверждают плавное изменение между минимумами пульсаций и наступлением затмений звезд. Разложение Фурье при помощи программы PERDET [8] дает широкий спектр частот из-за близости периода пульсаций и периода затмений (см. рис. 3). Видно, что второй пик расположен на частоте вдвое больше основной. Это свидетель-

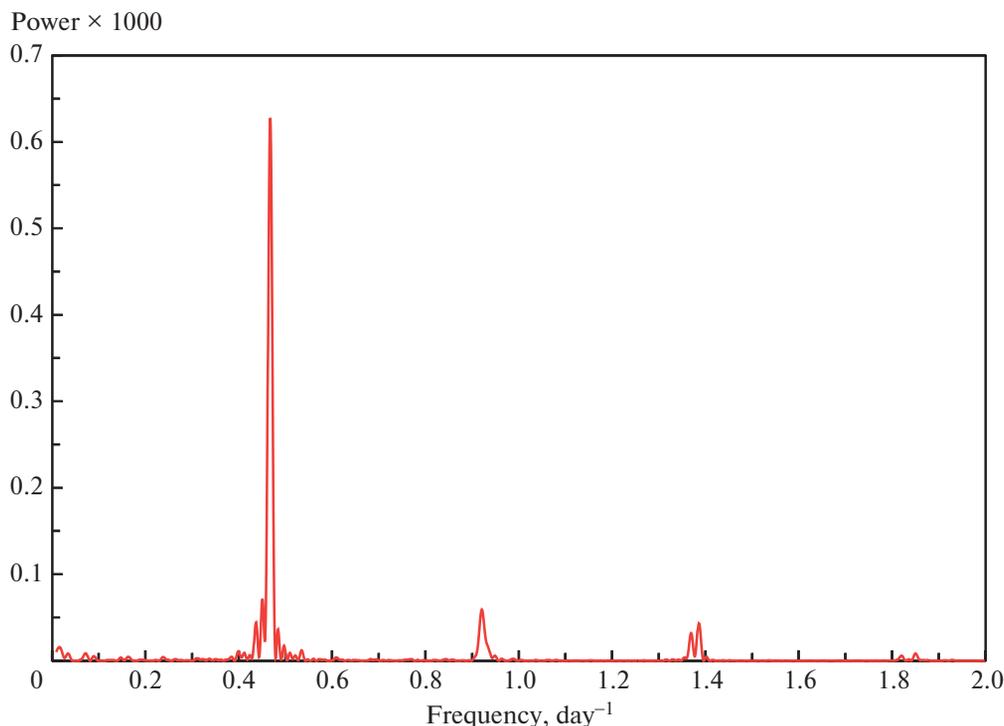


Рис. 3. Спектральная мощность в разложении Фурье, данные TESS.

ствует о несинусоидальном характере изменения блеска, что хорошо совмещается с гипотезой о том, что причиной пульсаций является пятно. Возможно, это пятно на звезде, обращение которой вокруг оси несинхронно с вращением звезды по орбите, возможно, это изменение блеска, форма пульсаций которых отличается от синусоиды (см. рис. 5). Все это делает невозможным “отбеливание” кривой блеска от переменности независимо от ее характера и объясняет довольно большой разброс моментов минимумов (в главном минимуме стандартное отклонение достигает 0.00015^d для главных и вдвое больше для вторичных минимумов из-за разницы в глубине). Гораздо больший разброс для моментов минимумов получается, если совсем не учитывать переменность блеска, к тому же в этом случае постепенное смещение кривой блеска внутри минимумов приводит к тому, что изменение моментов минимумов будет иметь систематический характер. Это может проявиться как получение ложных периодов светового уравнения. Вполне вероятно, что период 103.2^d , полученный для светового уравнения в работе [5], как раз и является таким “наведенным” периодом, который не подтверждается нашими расчетами.

3. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ЮЛИАНСКИЕ ДАТЫ

В приведенной в работе [3] таблице с моментами минимумов на кривой блеска системы, полученными по данным телескопа Kepler, есть неточность. Указано, что минимумы приведены в гелиоцентрических юлианских датах (HJD UTC), хотя в действительности данные телескопа Kepler (а также и TESS) приведены в барицентрических юлианских датах (BJD UTC). Между гелиоцентрическими и барицентрическими юлианскими датами имеется квазипериодическое расхождение с амплитудой до ≈ 4 с [9, 10], что потенциально может вносить ошибки в результаты по FL Lyr b.

Эфемериды в работе [3] рассчитаны с использованием гелиоцентрических юлианских дат. Причина этого в том, что традиционно все моменты минимумов затменных двойных звезд принято сохранять именно с такой датой. Пересчет дат наземных наблюдений в барицентрические обычно не имеет смысла из-за высоких ошибок таких наблюдений. Получить эфемериду с разумной точностью только из космических данных пока невозможно, так как продолжительность космических наблюдений невелика. Для работы с более однородным рядом моментов минимумов мы пересчитали все “литературные” значения моментов из гелиоцентрических в барицентрические юлианские даты.

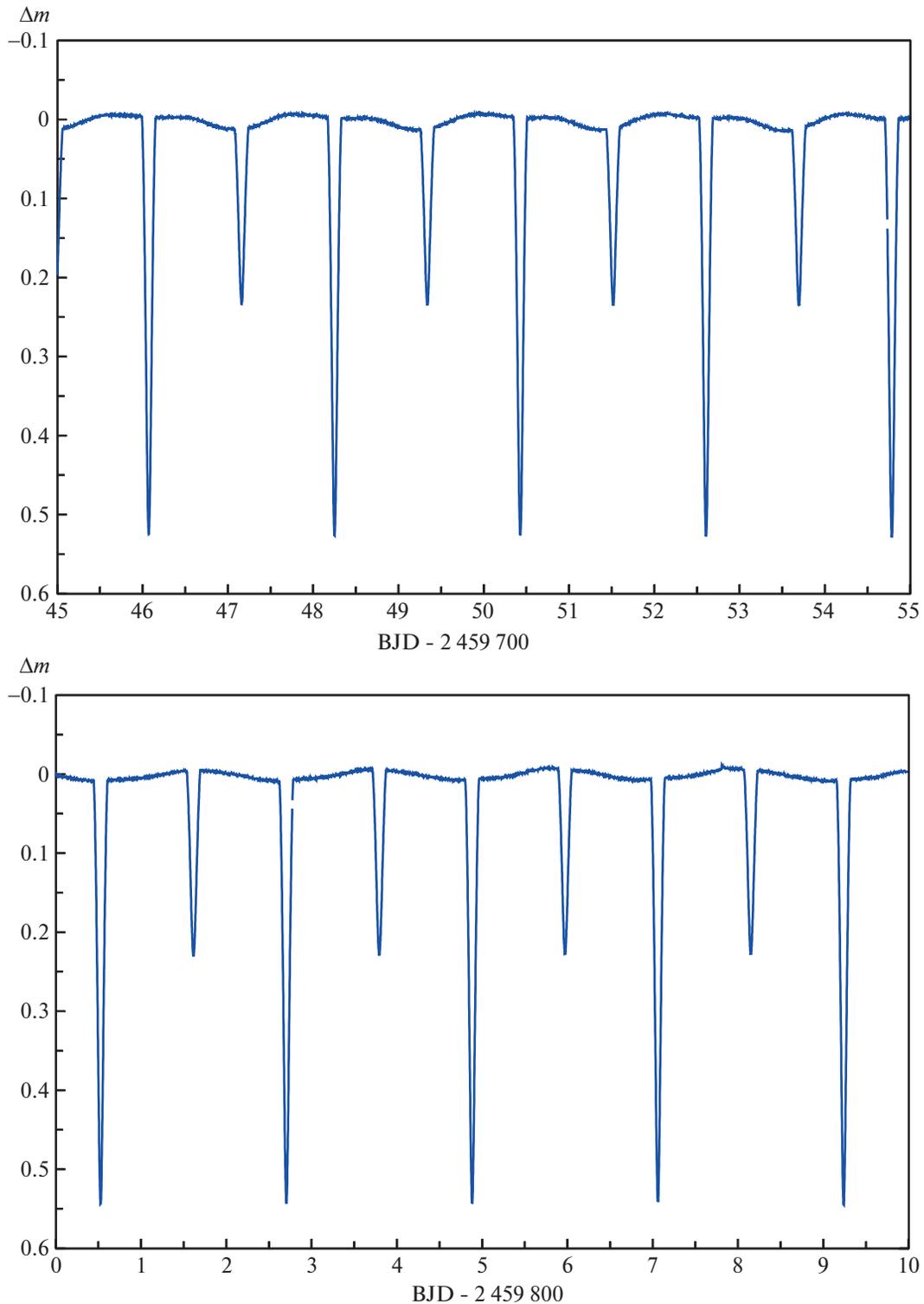


Рис. 4. Кривая блеска FL Lyr по данным TESS в разные промежутки времени (2022 г.).

Потенциально при поиске сигнала (светового уравнения) с малой амплитудой (несколько секунд, что характерно для влияния третьего тела с планетной массой) может быть обнаружено дви-

жение барицентра солнечной системы (т.е. обнаружение кандидата во внесолнечные планеты будет фиктивным). Найденная амплитуда светового уравнения (≈ 15 с) намного превышает разницу

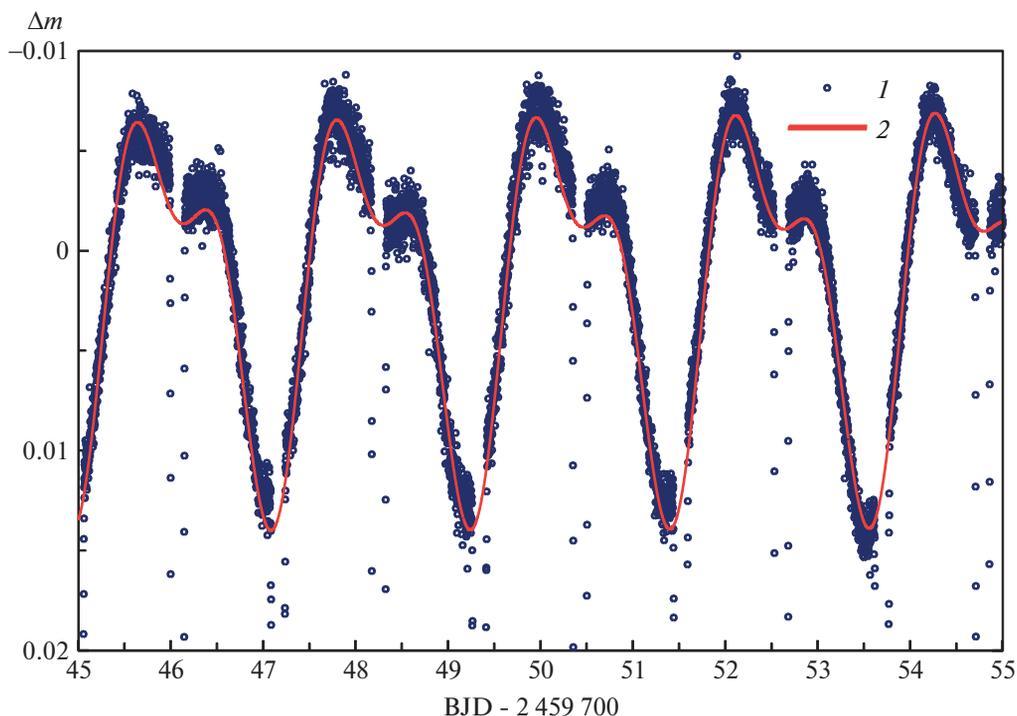


Рис. 5. Кривая блеска FL Луг по данным TESS в увеличенном масштабе, точки 1 – данные TESS, линия 2 – пример наиболее приближенной теоретической кривой, вычисленной для данного промежутка наблюдений, частоты пульсаций 0.4555 и 0.4649 сут^{-1} .

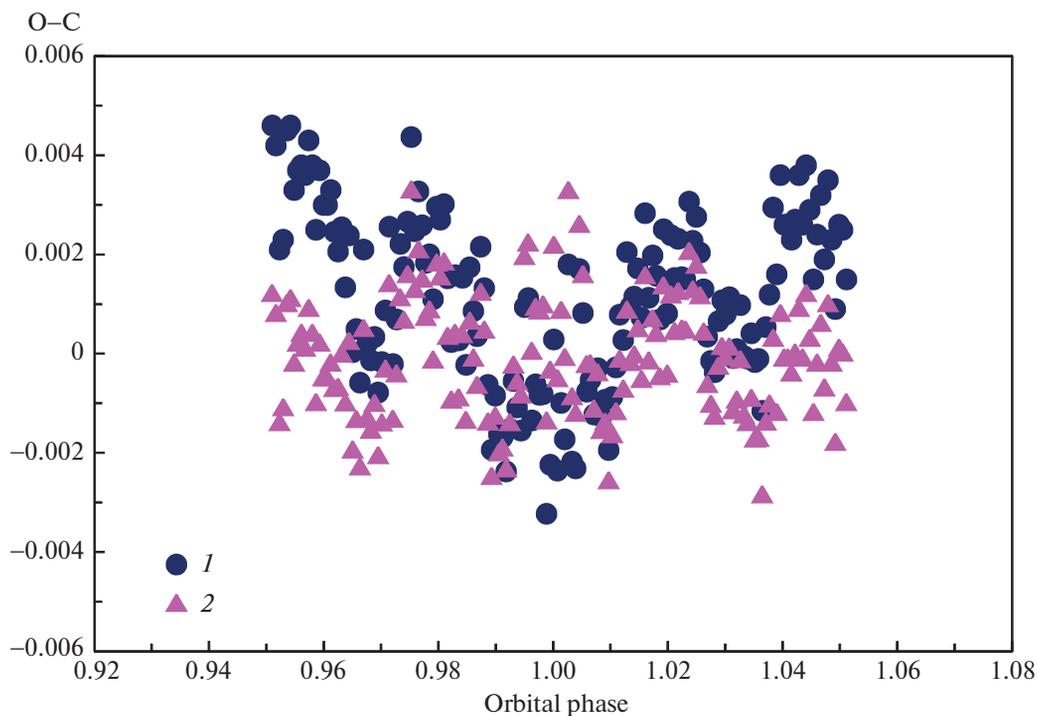


Рис. 6. Диаграммы O–C кривой блеска относительно фазы минимума, полученные в результате решения кривой блеска с целью получения моментов минимумов для наблюдений BJD 2458 722, где O представляет собой наблюдательные точки аппарата TESS, C является вычисленным результатом моделирования системы; точки (1) соответствуют кривой блеска внутри минимума, рассчитанной для пульсации блеска, найденной для всего ряда наблюдений 2019 г.; треугольники (2) – кривой блеска внутри минимума, рассчитанной при использовании формулы пульсации блеска для данной части наблюдений в BJD 2458 722.

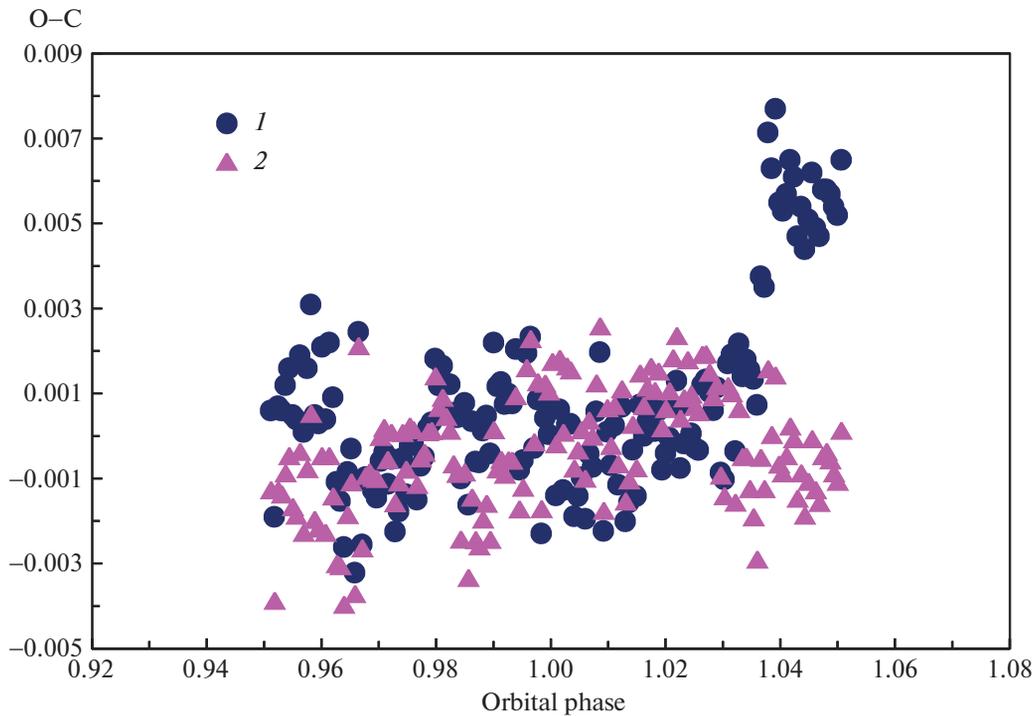


Рис. 7. То же, что на рис. 6, для BJD 2459 401.

между гелиоцентрической и барицентрической юлианскими датами (по нашей оценке для координат положения FL Lyr разница между этими датами не превышает ≈ 1 с), есть основание полагать, что найденный сигнал от кандидата в планеты не является полностью результатом движения барицентра в течение промежутка времени от начала наблюдений телескопа Kepler до окончания используемых наблюдений аппарата TESS.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе использованы фотометрические кривые блеска системы FL Lyr, полученные орбитальным аппаратом TESS. Они продолжают серию высокоточных наблюдений космического аппарата Kepler. Результаты работы в рамках имеющихся наблюдательных данных подтверждают наличие вариации времени наступления затмений в системе, которую может вызывать гравитационное влияние третьего тела планетной массы с амплитудой светового уравнения ≈ 15 с и нижним пределом массы $\approx 6M_J$. Ввиду большого орбитального периода предполагаемого тела (около 22 лет) необходимы дополнительные ряды высокоточных наблюдений для вычисления параметров фотометрической орбиты. Использование иных методов для подтверждения существования FL Lyr b может помочь надежно отличить воздействие методик работы с данными и активности

компонент системы на вариацию моментов минимумов от возможного гравитационного влияния третьего тела на центральную пару.

Образование и жизнь планет в двойных звездных системах с теоретической точки зрения имеет ряд осложняющих обстоятельств, главным из которых является возмущающее приливное действие второй компоненты. Это обстоятельство осложняет образование планет около компонент тесных двойных звезд и сужает поле стабильных орбит планет как около компонент, так и около самих двойных систем. Сравнительно простой сейчас кажется ситуация с образованием планетных систем около компонент широких двойных звезд с разделением компонент выше примерно пяти астрономических единиц [11]. Начальное распределение таких систем по отношению масс их компонент фактически повторяет распределение Солпитера звезд по массам, что говорит о независимости условий возникновения этих компонент от фактора их двойственности. Это позволяет считать долю звезд с планетными системами среди них близкой к стандартной трети [12]. Действительно, сравнение химических составов компонент широких двойных звезд [13] обнаружило, что около четверти таких систем имеют разные обилия некоторых элементов, характерных для планет. Это позволяет авторам полагать, что их компоненты могут обладать планетами. Таким образом, доля компонент широких систем с пла-

нетами может оказаться близкой к ожидаемой из уподобления их компонент одиночным звездам.

Ситуация с условиями формирования планет и их систем в тесных двойных с разделением компонент ниже пяти астрономических единиц видится более сложной. Газопылевые диски около тесных двойных с размером в несколько больших полуосей орбиты двойной наблюдаются. Однако столь близкие к двойной диски возмущаются и нагреваются приливным влиянием внутренней пары, что, вероятно, предотвращает образование в них планет. Для образования планет нужен протяженный газопылевой диск большой вязкости, судя по обычным размерам последнего, в одиночных звездах около ста астрономических единиц. Наличие спутника рождает в этом диске приливные ударные волны, увеличивающие вязкость газового диска. Внешний край околокомпонентных дисков тесных систем “открыт” и прямо нагревается приливами в отсутствие устойчивых орбит до корональных температур, формируя звездный ветер системы. Это обстоятельство способно истощить околозвездный диск, исключая обычный процесс планетообразования и формирование в нем больших планет. Только сохранение в силу каких-то пока не ясных причин компактного и достаточно массивного газового диска около компоненты тесной двойной оставляет надежду на возможность образования в нем массивных планет за счет гидродинамической неустойчивости газового диска или планет земного типа путем аккумуляции твердотельной компоненты. Для окончательных выводов о путях и эффективности формирования планет около компонент тесных двойных необходимы накопление данных наблюдательной статистики и адекватное численное моделирование формирования планет в этих условиях.

Стоит специально отметить, что формирование далеких от тесной двойной звезды планет может и не быть генетически связано с образованием центральной двойной. Далекие планеты могут быть продуктом захвата части газа гигантских молекулярных облаков при попадании компактной пары в последние на своем пути в Галактике [14]. В этом случае совпадение плоскости орбиты планеты с орбитальной плоскостью двойной не обязательно, что делает обнаружение таких планет сложным.

Приложение

ДАнные НАБЛЮДЕНИЙ FL Lyr НА ТЕЛЕСКОПЕ TESS

Наблюдения и характеристики приборов приведены на сайте TESS³, они взяты из архива данных космических телескопов имени Барбары Миккульской (MAST)⁴. Идентификационный номер

FL Lyr в каталоге телескопа TESS – TIC 158660631. Информацию о поиске и скачивании данных также можно найти в архиве TESS⁵, ссылка для скачивания данных FL Lyr приведена ниже в примечании⁶.

Архив TESS предоставляет следующие типы данных:

- Full Frame Images (FFI) fits файлы содержащие 30-минутные, 10-минутные или 200-секундные кадры всего поля зрения.
- Target Pixel (TP) Files fits файлы с пикселями изображений одного объекта, собранные с периодичностью 2 мин и 20 с. Файлы содержат как “сырые” данные, так и обработанные.
- Light Curve (LC) Files fits файлы с кривыми блеска, собранных с периодичностью 2 мин и 20 с.
- Cotrending Basis Vectors (CBV) fits файлы с векторами поправок, которые могут быть использованы для удаления ошибок инструментальной природы.

В данной работе мы использовали fits-файлы с кривыми блеска (Light Curve Files), полный перечень файлов с краткой информацией приведен в табл. 3. Для конвертации данных из fits формата использовалась библиотека *astropy* (4.0.2) на языке *python*.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа А.И. Богомазова и Л.В. Зотова была поддержана научной и образовательной школой МГУ имени М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные космические исследования”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за ценные замечания, которые позволили значительно улучшить содержание статьи.

³ <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/tess/the-tess-space-telescope.html>

⁴ <https://mast.stsci.edu/portal/Mashup/Clients/Mast/Portal.html>

⁵ <https://outerspace.stsci.edu/display/TESS/TESS+Archive+Manual>

⁶ https://mast.stsci.edu/portal/Mashup/Clients/Mast/Portal.html/?searchQuery=%7B%22service%22%3A%22CAO-MDB%22%22%2C%22input-Text%22%3A%22FL%20Lyr%22%2C%22paramsService%22%3A%22Mast.Caom.Cone%22%2C%22title%22%3A%22MAST%3A%20FL%20Lyr%22%2C%22col-umns%22%3A%22*%22%2C%22caomVersion%22%3Anull%22%7D

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *N. A. Kaib, S. N. Raymond, and M. Duncan*, *Nature* **493**, 381 (2013).
2. *A. V. Tutukov and A. I. Bogomazov*, *Astron. Rep.* **56**, 775 (2012).
3. *V. S. Kozyreva, A. I. Bogomazov, B. P. Demkov, L. V. Zotov, and A. V. Tutukov*, *Astron. Rep.* **59**, 1036 (2015).
4. *V. S. Kozyreva, A. I. Bogomazov, B. P. Demkov, L. V. Zotov, and A. V. Tutukov*, *Astron. Rep.* **60**, 534 (2016).
5. *K. G. Helminiak, N. Ukita, E. Kambe, S. K. Kozłowski, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **468**, 1726 (2017).
6. *G. Stolle-McAllister, P. Muirhead, G. Walker, and E. Han*, *Amer. Astronomical Society, AAS Meeting Abstracts* **235**, p. 170.28 (2020).
7. *D. M. Popper, C. H. Lacy, M. L. Frueh, and A. E. Turner*, *Astron. J.* **91**, 383 (1986).
8. *M. Breger*, *Delta Scuti Star Newsletter* **2**, 21 (1990).
9. *A. I. Khlystov, V. P. Dolgachev, and L. M. Domozhilova*, *Kinematika Fiz. Nebesn. Tel* **10**(1), 84 (1994).
10. *J. Eastman, R. Siverd, and B. S. Gaudi*, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **122**, 935 (2010).
11. *А. Г. Масевич, А. В. Тутуков*, *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988).
12. *A. V. Tutukov*, *Astron. Rep.* **42**, 99 (1998).
13. *L. Spina, P. Sharma, J. Meléndez, M. Bedell, A. R. Casey, M. Carlos, E. Franciosini, and A. Vallenari*, *Nature Astron.* **5**, 1163 (2021).
14. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, *Astron. Rep.* **56**, 305 (2012).
15. *Stassun et al.*, *AJ*, 156, id. 102 (2018).
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018AJ....156..102S/abstract>

ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ T TAURI

© 2023 г. О. В. Кияева^{1,*}, Л. Г. Романенко^{1,**}

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: kiyeva@list.ru

**E-mail: lrom1962@list.ru

Поступила в редакцию 07.03.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 27.03.2023 г.

Тройная система молодых звезд T Tauri была открыта сравнительно недавно и привлекла внимание многих исследователей. Множество статей посвящено исследованию физических свойств звезд данной системы, окруженных диском из пыли и газа. Наша работа посвящена астрометрическому исследованию тройной системы с использованием метода параметров видимого движения (ПВД). В настоящее время хорошо известна орбита внутренней пары Sa-Sb с периодом 27 лет. С параллаксом Gaia DR3 суммарная масса $M_{Sa+Sb} = 2.49 M_{\odot}$. Методом ПВД по опубликованным высокоточным однородным наблюдениям на телескопах Keck 1 и VLT получены две орбиты внешней пары N-S, одна из которых почти круговая. Для круговой орбиты можно вычислить орбитальные элементы и динамический параллакс для заданной массы, используя только параметры видимого движения. Именно это дало возможность сравнить динамический параллакс с высокоточным из каталога Gaia DR3 и вычислить массы компонентов в зависимости от массы внутренней подсистемы: $M_N = (2.4 \pm 0.2) M_{\odot}$, $M_{Sa} = (2.09 \pm 0.05) M_{\odot}$, $M_{Sb} = (0.40 \pm 0.05) M_{\odot}$. Также оценены границы для орбитального периода: $500 \leq P \leq 700$ лет.

Ключевые слова: тройные звезды, T Tauri, орбиты, массы звезд

DOI: 10.31857/S0004629923050055, **EDN:** YWPLGZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда T Tauri = WDS 04220+1932 = Hip 20390 была открыта как двойная звезда N-S сравнительно недавно, в 1982 г. [1]. В 1983 г. южный компонент был разрешен на два (Sa и Sb), но надежные наблюдения выполняются только с 1997 г. [2].

В каталоге WDS [3] приведены следующие значения для звездных величин и спектральных классов компонентов N, Sa и Sb соответственно: 5.5^m K0-5, 8.2^m G5V, 10.3^m . Однако в работе [4] убедительно показано, что звезды Sa и Sb переменные, и диапазон звездных величин для них меняется от 7^m до 11^m .

Данная работа является продолжением исследования, выполненного нами в 2017 г. Тогда наши результаты были доложены на ежегодной конференции “Современная звездная астрономия” и опубликованы кратко в материалах конференции [5]. Для определения орбит по наблюдениям короткой дуги мы использовали метод параметров видимого движения (ПВД) [6]. Этим методом мы определили орбиты внутренней и внешней пары T Tau по опубликованным наблюдениям, выполненным на 10 м телескопе Keck 1 с адаптивной

оптикой [7], и на VLT с аппаратурой NACO и SPHERE [8]. Кроме позиционных наблюдений, мы использовали параллакс, полученный на VLBA [9], равный 6.8 ± 0.1 мсд (далее mas – milli arc second).

Метод ПВД предназначен для орбит с периодом обращения порядка 1000 лет, но наша орбита внутренней пары Sa-Sb с периодом всего 27 лет хорошо согласовывалась с опубликованными в работах Шефера и др. [7] и Келера и др. [8], и тогда было невозможно определить, какая орбита лучше соответствует всему ряду. Для внешней пары N-S нами были получены орбиты с суммарной массой системы 6.1 и 5.1 масс Солнца.

В настоящее время появились новые наблюдения и более точный параллакс из каталога Gaia DR3 [10], равный 6.89 ± 0.04 mas. В данной работе на примере внутренней пары мы получили возможность оценить, насколько надежна орбита, полученная методом ПВД. Для внешней пары астрометрически получена сумма масс компонентов и более точная круговая орбита. На методе оценки массы системы мы остановимся подробно в разделе 3.

Таблица 1. Элементы орбит пары Sa-Sb

Параметр	Работа			
	Шефер, 2014 [7]	Келер, 2016 [8]	Кияева, 2017 [5]	Шефер, 2020 [4]
a , mas	89 ± 7	85 ± 4	88 ± 2	85.12 ± 0.62
P , год	29 ± 4	27 ± 2	27.4 ± 0.7	27.18 ± 0.72
e	0.49 ± 0.12	0.56 ± 0.09	0.55 ± 0.02	0.551 ± 0.032
i , град	29.8 ± 12	20 ± 10	25.8 ± 2.8	21.1 ± 2.1
ω , град	218 ± 14	228 ± 34	237.5 ± 5.1	225.8 ± 16.9
Ω , град	287 ± 19	272 ± 19	264.7 ± 5.1	274.4 ± 16.9
T_p , год	1995.8 ± 0.9	1991.1 ± 0.8	1996.3 ± 0.4	1996.10 ± 0.38
$M_{\text{Sa+Sb}}, M_{\odot}$	2.56	2.58	2.77	2.495

Примечание. Массы каждой орбиты соответствуют параллаксу из каталога Gaia DR3 [10].

2. СРАВНЕНИЕ ПВД-ОРБИТЫ ЮЖНОЙ ПАРЫ Sa-Sb С НОВЫМИ НАБЛЮДЕНИЯМИ

Для определения орбиты методом ПВД требуется с максимально высокой точностью знать параллакс p , сумму масс компонентов, параметры видимого движения — ρ , θ , μ , ψ , ρ_c — и относительную лучевую скорость ΔV_r для одного момента времени t_0 в середине короткой дуги. Здесь:

ρ — видимое расстояние между компонентами,

θ — позиционный угол относительного положения,

μ — видимая скорость относительного движения,

ψ — позиционный угол направления видимого относительного движения,

ρ_c — радиус кривизны видимой короткой дуги.

Тогда получаем две орбиты, соответствующие положению спутника на момент t_0 симметрично относительно картинной плоскости (ближе или дальше нее). Каждой орбите соответствует угол β между направлением на спутник относительно главной звезды в момент t_0 и его проекцией на картинную плоскость.

Главное достоинство метода ПВД — это то, что можно контролировать качество полученного решения, так как для определения параметров видимого движения нет необходимости использовать все имеющиеся наблюдения, и можно проверить согласованность исходных данных между собой. Все наблюдения используются для контроля качества орбиты, выбора единственного решения и уточнения отдельных неизвестных параметров (например, массы системы). Это принципиально отличает его от методов, где главный критерий — согласие с позиционными наблюдениями, которые позволяют всегда получить орбиту, но плохо работают на короткой дуге.

Для внутренней пары Sa-Sb в нашей работе [5] параметры видимого движения на момент 2010.5 были вычислены по однородным наблюдениям 2008–2014 гг. (7 положений) из статьи [7]. Из статьи [9] мы взяли параллакс, равный 6.8 ± 0.1 mas, который был определен на VLBA. Сумма масс компонентов $M_{\text{Sa+Sb}}$ и относительная лучевая скорость ΔV_r оценивались из сравнения с высокоточными удаленными наблюдениями. Это более ранние наблюдения, начиная с 1997 г., из каталога WDS [3], из статей [7, 8] до 2008 г. Из сравнения с этими наблюдениями легко выбрать одно решение из двух.

С 1997 г. по настоящее время южная пара сделала почти полный оборот. В работе [4] опубликованы наблюдения, выполненные на телескопе Kesk 1 до 2020 г., и новая орбита. В табл. 1 для сравнения мы представляем все рассмотренные выше орбиты внутренней пары Sa-Sb.

Элементы орбиты из работы [4] практически совпадают с элементами, ранее полученными в работе [8], но ошибки значительно меньше, поэтому мы считаем ее лучшей в настоящее время. Параллаксы, полученные на VLBA (6.8 ± 0.1 mas [9]), Gaia DR2 (6.93 ± 0.06 mas [11]) и Gaia DR3 (6.89 ± 0.04 mas [10]) хорошо согласуются. В данной работе мы используем наиболее точный параллакс из каталога Gaia DR3.

Теперь мы можем оценить, насколько надежна наша ПВД-орбита, которая начала систематически отклоняться от наблюдений с 2016 г. (рис. 1). С момента $t_0 = 2010.5$ прошло 5.5 лет. Можно сделать вывод, что если наблюдения высокого качества, то орбиту можно использовать в течение времени, охватывающего приблизительно 20% относительно ее периода. При периоде 1000 лет величина 100–200 лет — хороший срок для эфемерид.

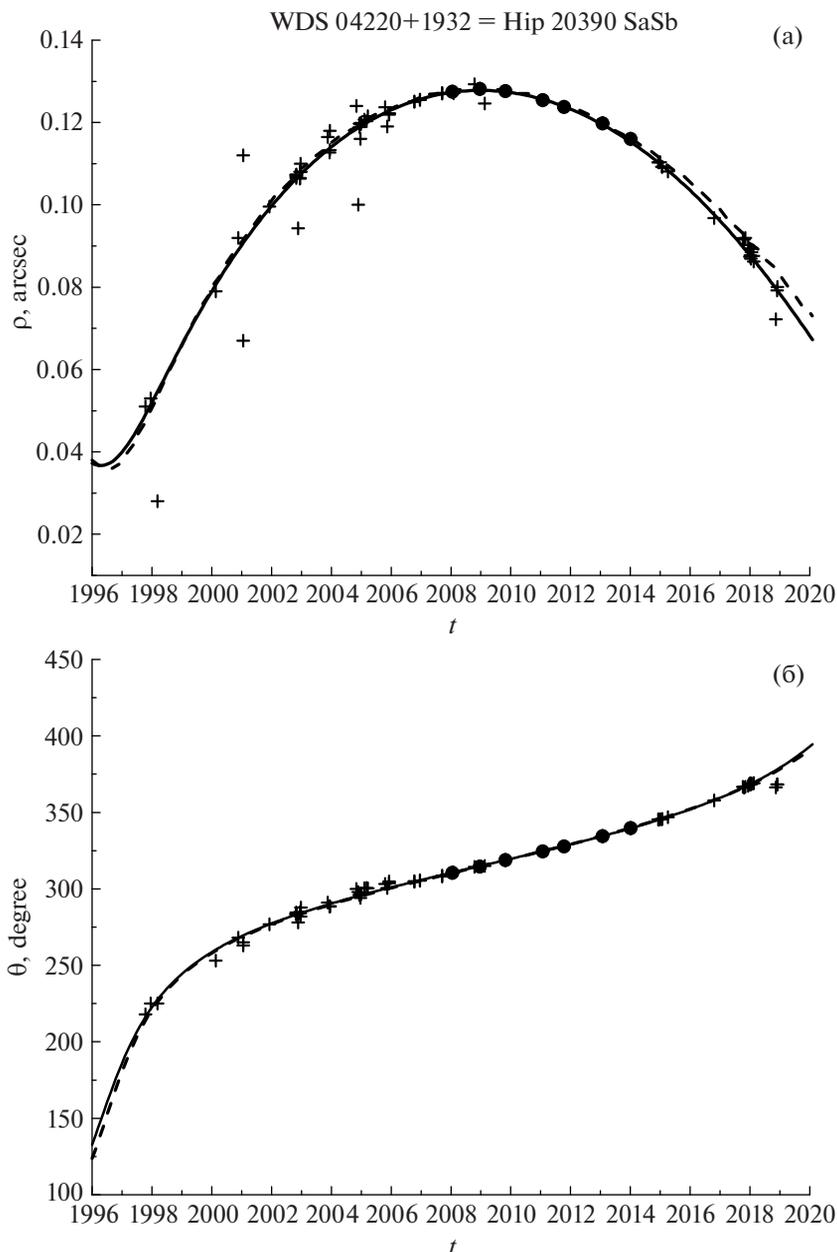


Рис. 1. Сравнение ПВД-орбиты [5] пары Sa-Sb (штриховая линия) с лучшей орбитой (сплошная линия) из работы [4] и с наблюдениями для $\rho(t)$ (а) и $\theta(t)$ (б). Крестиками обозначены наблюдения из WDS [3], кружками показана главная дуга, по которой вычислены ПВД.

3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА МАСС КОМПОНЕНТОВ

Метод астрометрического определения масс в тройной системе без подробного описания мы применили в работе [5]. В данной работе мы подробно опишем этот процесс.

Предположения, которые мы допускаем, приведены ниже.

1) Фотоцентр каждого компонента совпадает с его центром масс.

2) Визуально-тройная система замкнута, и возможные маломассивные спутники не влияют на результат.

3) Динамическая масса внутренней подсистемы $M_{\text{Sa+Sb}} = 2.495 M_{\odot}$, что соответствует параллаксу из каталога Gaia DR3 и элементам орбиты внутренней пары из статьи [4].

Важно то, что имеются два ряда однородных высокоточных измерений всех трех компонентов, отнесенных к одним и тем же моментам вре-

мени, и каждый ряд наблюдался на одном телескопе. Использовались наблюдения, опубликованные в работах [7, 8].

Определим отношения масс каждого компонента к массе внутренней пары.

$$q_1 = M_{Sa}/M_{Sa+Sb}, \quad q_2 = M_{Sb}/M_{Sa+Sb} = 1 - q_1, \\ q_3 = M_N/M_{Sa+Sb}.$$

Тогда для каждого опубликованного наблюдения, соответствующего моменту t_i , можно вычислить координаты центра масс тройной звезды x_c, y_c в системе координат относительно северного компонента N:

$$x_c = \frac{(x_1 - x_2)q_1 + x_2}{1 + q_3}, \quad y_c = \frac{(y_1 - y_2)q_1 + y_2}{1 + q_3}. \quad (1)$$

Здесь $x_1 = \rho_i \sin \theta_i, y_1 = \rho_i \cos \theta_i$ вычислены по наблюдениям пары N-Sa. Аналогично x_2, y_2 вычислены по наблюдениям пары N-Sb.

Считая центр масс неподвижным, можно по двум наблюдениям в моменты t_i и t_j получить средние скорости движения компонентов Sa и Sb (соответственно V_{Sa} и V_{Sb}) относительно центра масс и сравнить их со скоростью относительного движения ΔV , которая аналогично вычисляется по паре Sa-Sb. Подбираем такую комбинацию значений q_1 и q_3 , при которой функция сравнения

$$F_{i,j}^2 = [V_{x,Sb} - V_{x,Sa} - \Delta V_x]^2 + [V_{y,Sb} - V_{y,Sa} - \Delta V_y]^2 \quad (2)$$

принимает минимальное значение.

Диапазоны, внутри которых осуществлялся перебор значений q_1 и q_3 , следующие: $0.5 \leq q_1 \leq 0.95$ с шагом 0.01, $0.5 \leq q_3 \leq 2.0$ с шагом 0.01. То, что масса звезды Sa больше, чем масса Sb, очевидно, если сравнить положения фотоцентра пары Sa-Sb относительно компонента N (N-Sab) с положениями N-Sa и N-Sb [4, 5]. Верхняя граница поиска q_3 выбрана нами произвольно, она соответствует массе компонента N, равной $5.0M_\odot$, что существенно превосходит значение, полученное из анализа распределения спектральной энергии $1.7 \leq M_N \leq 2.2M_\odot$ [9].

Так как предполагается, что на интервале $(t_i - t_j)$ орбитальное движение равномерное и прямолинейное, выбранные интервалы должны быть достаточно близкими и, в то же время, такие, чтобы скорость вблизи апоастро внутренней орбиты Sa-Sb определялась достаточно уверенно. Мы выполнили два варианта расчетов:

- 1) t_i и t_j – соседние моменты, представленные авторами статей, $|t_i - t_j| \approx 1$ год;
- 2) мы искусственно комбинировали пары так, чтобы $|t_i - t_j| \approx 2$ года.

Результаты представлены в табл. 2. В пятом столбце таблицы представлены веса конкретных значений q_1 и q_3 , с которыми они вошли в средние значения. Этот вес равен сумме весов i -го и j -го наблюдений. Вес каждого наблюдения определяется ошибкой σ_p и равен сумме $1/\sigma_p^2$, вычисленных для всех трех пар N-Sa, N-Sb и Sa-Sb.

Из 11 наблюдений, опубликованных в [7], мы заранее исключили наблюдение, соответствующее моменту 2005.9, так как его ошибки у всех трех пар гораздо больше, чем у остальных 10 наблюдений, и оно очевидно ошибочно даже при визуальном просмотре. В той же статье [7] приведены независимые измерения всех трех пар, а в статье [8] – измерения пар N-Sa и Sa-Sb. Положения N-Sb были пересчитаны нами и, соответственно, ошибки этих положений больше, а суммарный вес, представленный в табл. 2, меньше. Мы объединяли в пары только однородные наблюдения, полученные или на обсерватории Кеск, или на VLT/NACO.

В 2017 г. для определения параметров q_1 и q_3 мы использовали 29 независимых пар наблюдений. Добавление нескольких пар, опубликованных в работе 2020 г., не может существенно изменить результат, поэтому мы оставили только эти 29. Это несущественно еще и потому, что вычисленные в первом приближении массы являются предварительными и будут уточняться в процессе данного исследования (см. раздел 4).

Значение $q_1 = 0.84 \pm 0.02$ определяется уверенно. Соответственно, $M_{Sa} = (2.09 \pm 0.05)M_\odot, M_{Sb} = (0.40 \pm 0.05)M_\odot, M_{Sb}/M_{Sa} = 0.19 \pm 0.04$. Динамические массы, вычисленные в работе [4] с параллаксом из Gaia DR2 [11] для компонентов внутренней пары ($M_{Sa} = (2.05 \pm 0.14)M_\odot, M_{Sb} = (0.43 \pm 0.06)M_\odot, M_{Sb}/M_{Sa} = 0.21 \pm 0.03$), хорошо согласуются с нашими результатами.

Разброс значений q_3 охватывает весь диапазон 0.5–2.0 и определяется менее уверенно. Это указывает на то, что центр масс не является неподвижным. Область звездообразования в созвездии Тельца неустойчива. Эсплин и Луман [12] обнаружили в данной области 79 новых членов планетной и звездной массы. Множество статей посвящены исследованию газопылевого диска вокруг звезд данной системы (см., напр., [13]). Среди такого “хаоса” возможно колебание центра масс вокруг некоторого среднего положения, что отражено в табл. 2.

В работе [4] показано, что звездная величина северного компонента N постоянна, но у компонентов Sa и Sb она меняется. То, что мы получили массы звезд внутренней подсистемы уверенно, говорит о том, что колебание центра масс связано с особенностями компонента N. Есть работы, в

Таблица 2. Оценка масс компонентов. Определение коэффициентов q_1 и q_3

t_1	t_2	q_1	q_3	Вес	Ссылка
2002.829	2004.981	0.75	0.54	4.24	[7]
2004.981	2006.963	0.73	0.52	29.92	[7]
2006.963	2008.045	0.80	0.53	68.15	[7]
2008.045	2008.962	0.95	1.34	47.97	[7]
2008.962	2009.817	0.52	0.50	65.03	[7]
2009.817	2011.064	0.92	0.51	79.15	[7]
2011.064	2011.780	0.89	2.00	66.64	[7]
2011.780	2013.074	0.94	1.70	64.51	[7]
2013.074	2014.008	0.93	0.52	33.68	[7]
2001.935	2002.953	0.56	0.50	5.78	[8]
2002.953	2003.944	0.90	0.73	2.95	[8]
2003.944	2004.938	0.68	0.62	3.27	[8]
2004.938	2006.776	0.94	1.13	3.79	[8]
2006.776	2007.707	0.77	1.99	7.26	[8]
2007.707	2008.084	0.92	1.00	57.55	[8]
2008.084	2008.793	0.80	1.21	53.95	[8]
2008.793	2009.132	0.81	1.59	2.21	[8]
Средневзвешенное		0.835 ± 0.033	1.013 ± 0.138		
2002.829	2004.981	0.75	0.54	4.24	[7]
2004.981	2006.963	0.73	0.52	29.92	[7]
2006.963	2008.962	0.94	1.53	35.42	[7]
2008.962	2011.064	0.53	0.50	29.35	[7]
2011.064	2013.074	0.94	1.29	41.33	[7]
2011.780	2014.008	0.92	1.90	58.99	[7]
2001.935	2003.944	0.86	0.90	6.74	[8]
2003.944	2006.776	0.95	1.68	4.44	[8]
2006.776	2008.793	0.71	1.17	3.66	[8]
2002.953	2004.938	0.67	1.59	2.31	[8]
2004.938	2007.707	0.93	1.47	6.09	[8]
2007.707	2009.132	0.88	1.92	5.81	[8]
Средневзвешенное		0.841 ± 0.043	1.286 ± 0.163		

которых дискутируется вопрос о возможном спутнике у звезды N [14–16].

В данной работе мы не рассматриваем физические свойства звезд данной системы, а исследуем ее только с точки зрения астрометрии и динамики. В первом приближении мы принимаем среднее значение $q_3 = 1.1 \pm 0.2$, что соответствует $M_N = 2.7M_\odot$, $2.2 \leq M_N \leq 3.2M_\odot$. Это превосходит оценку $1.7 \leq M_N \leq 2.2M_\odot$ [9]. Определяя орбиту внешней пары, мы рассмотрим диапазон $1.7 \leq M_N \leq 2.7M_\odot$.

4. ОРБИТА ВНЕШНЕЙ ПАРЫ N-S

Прежде всего для всех наблюдений были вычислены положения компонента N относительно центра масс пары Sa-Sb при условии $M_{Sb}/M_{Sa} = 0.19$. Параметры видимого движения вычислены на основе однородных наблюдений на телескопе Keck I за 2002–2014 гг. и одного наблюдения VLT (2014.9), укладывающегося в этот ряд [7, 8] и представлены в табл. 3. В последних строках – СКО в радиальном (σ_r) и тангенциальном ($\sigma_t = \rho\sigma_\theta(\pi/180^\circ)$) направлениях.

Таблица 3. Параметры видимого движения внешней пары N-S

Параметр	Значение
$T_1 - T_2$	2002.8–2014.9
t_0	2009.0
ρ , mas	684.11 ± 0.17
θ , град	187.939 ± 0.015
μ , mas/год	8.45 ± 0.06
ψ , град	289.4 ± 0.4
ρ_e , mas	840 ± 10
σ_ρ , mas	0.68
σ_τ , mas	1.00

Примечание. σ_ρ , σ_τ – ошибки единицы веса, полученные при выравнивании; $\sigma_\tau = \rho\sigma_\theta(\pi/180^\circ)$.

Вначале мы принимаем $M_{N+S}/M_\odot = 2.7 + 2.495 \approx 5.2$. Для определения орбиты методом ПВД не хватает только относительной лучевой скорости. Мы оценили этот параметр, используя позиционные наблюдения 1989–2000 гг. согласно алгоритму, который был предложен в работе [17], где сравниваются не непосредственно наблюдения, а элементы Тиле–Иннеса A , B , F , G , вычисленные двумя путями: по геометрическим эле-

ментам ПВД-орбиты (a , i , ω и Ω) и в качестве решения методом наименьших квадратов системы линейных уравнений, где наряду с наблюдаемыми координатами используются динамические элементы ПВД-орбиты (P , T и e). В идеале эти значения должны совпадать. Мы ищем минимум функции сравнения S ,

$$S = (\Delta A^2 + \Delta B^2 + \Delta F^2 + \Delta G^2)^{1/2}. \quad (3)$$

Для данной звезды минимум S определяется неуверенно, $1.0 < |\Delta V_r| < 2.5$ км/с (см. рис. 2). Мы принимаем среднее значение $|\Delta V_r| = 1.7 \pm 0.8$ км/с. Следует отметить, что для такой далекой звезды даже незначительное изменение параллакса сказывается на выборе $|\Delta V_r|$. Здесь мы использовали параллакс из Gaia DR3 6.89 ± 0.04 mas. В нашей работе 2017 г. [5] с параллаксом 6.8 ± 0.1 mas среднее значение составляло $|\Delta V_r| = 2.1 \pm 1.0$ км/с.

Методом ПВД мы получили две равновероятные орбиты, для которых положения спутника в момент t_0 симметричны относительно картинной плоскости. Они имеют два одинаковых параметра – период $P = 507$ лет и большую полуось $a = 759$ mas (117 а.е.), и различающиеся остальные параметры. Эти орбиты представлены в табл. 4. Обращаем внимание на то, что одно из решений соответствует почти круговой орбите, а относительная

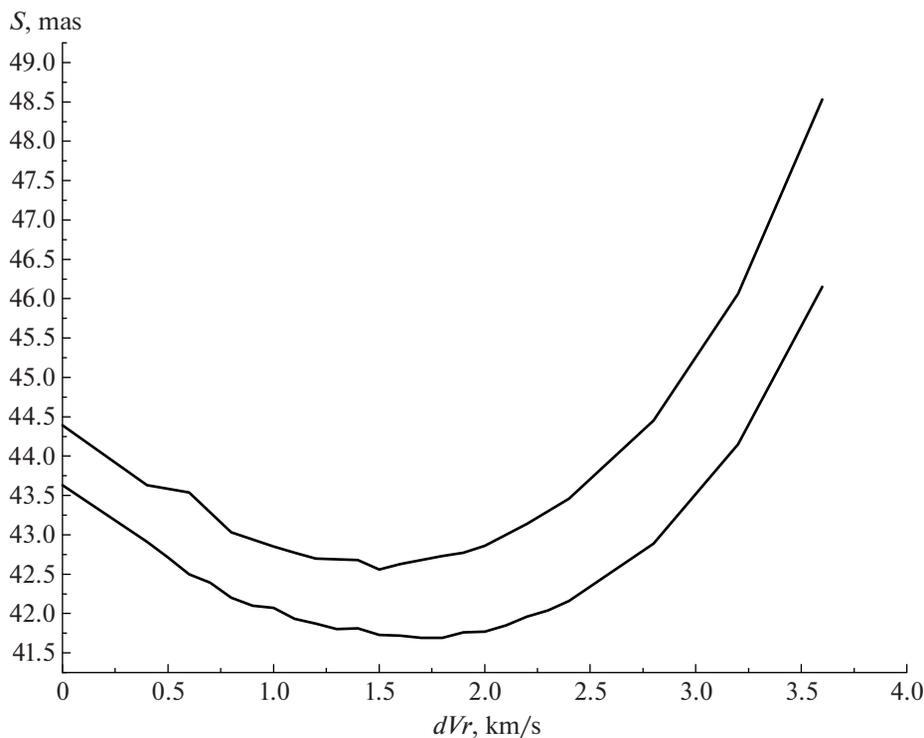


Рис. 2. Поиск $|\Delta V_r|$ для пары N-S по минимуму функции S при фиксированных массах системы $5.2M_\odot$ (нижняя кривая) и $4.9M_\odot$ (верхняя кривая).

Таблица 4. Элементы ПВД-орбит внешней пары N-S

Параметр	Значение		
M_{N+S}, M_{\odot}	5.2		4.9
ΔV_r , км/с	1.7 ± 0.8		1.5 ± 0.8
a , а.е.	$110.1_{+9.7}^{-5.3}$		115.1 ± 0.5
a , mas	759_{+67}^{-37}		793 ± 4
P , годы	507_{+68}^{-37}		558_{+5}^{-4}
β , град	+32	-32	+30.4
e	$0.07_{+0.07}^{-0.02}$	$0.32_{+0.05}^{-0.04}$	0.00
i , град	$37.3_{+3.1}^{-2.7}$	$33.2_{+2.1}^{-1.1}$	$36.8_{+0.7}^{-0.8}$
Ω , град	$132.0_{+7.9}^{-9.7}$	$262.8_{+12.4}^{-11.1}$	$136.5_{+0.7}^{-0.6}$
ω , град	$232.6_{+109.0}^{-16.3}$	$42.3_{+2.7}^{-2.0}$	—
T , годы	2248_{+160}^{-150}	2128_{+15}^{-13}	—

Примечание. Для определения эллиптических орбит использовался параллакс из каталога Gaia DR3 [10], равный 6.89 ± 0.04 mas.

лучевая скорость определена с большой ошибкой. Поэтому целесообразно предположить, что орбита круговая. Тогда знание лучевой скорости не требуется, а для вычисления расстояния между компонентами в астрономических единицах $r = a$ и динамического параллакса p_d с заданной массой требуются только параметры видимого движения [6, 18].

Расстояние между компонентами вычисляется по формуле:

$$r^3 = 4\pi^2 M_{N+S} \frac{\rho \rho_c}{\mu^2} |\sin(\theta - \psi)|. \quad (4)$$

Расстояние до звезды в парсеках Δ получаем в результате решения биквадратного уравнения:

$$q\Delta^4 + b\Delta^2 + 1 = 0,$$

где

$$q = \frac{\mu^2 \rho \sin^2(\theta - \psi)}{k^2 r},$$

$$b = -\frac{\rho^2}{r^2} + \frac{\mu^2 r}{k^2}, \quad k^2 = 4\pi^2 M_{N+S}.$$

В работе [18] показано, что из четырех корней данного уравнения только один удовлетворяет условию проекции $\rho\Delta \leq r$.

$$p_d = \frac{1}{\Delta} = \left(-\frac{b + \sqrt{b^2 - 4q}}{2q} \right)^{-0.5}. \quad (5)$$

В табл. 5 представлены значения r и p_d для разных значений масс. Как видно из таблицы, динами-

ческий параллакс равен тригонометрическому из Gaia DR3 в пределах 3σ , если масса северного компонента $M_N = (2.4 \pm 0.2)M_{\odot}$, что немного превышает фотометрическую оценку $M_N \leq 2.2M_{\odot}$ [9].

С массой $M_{N+S} = (2.4 + 2.495)M_{\odot} \approx 4.9M_{\odot}$ и подобранной лучевой скоростью $\Delta V_r = 1.5 \pm 0.8$ км/с (см. рис. 2) методом ПВД были получены новые элементы двух эллиптических орбит. Они представлены в табл. 4 и на рис. 3. Там же представлена круговая орбита.

Таблица 5. Определение массы компонента N

M_N, M_{\odot}	M_{S+N}, M_{\odot}	r , а.е.	p_d , mas
1.7	4.2	109.4	7.24
1.8	4.3	110.2	7.19
1.9	4.4	111.1	7.13
2.0	4.5	111.9	7.09
2.1	4.6	112.7	7.06
2.2	4.7	113.5	6.98
2.3	4.8	114.3	6.93
2.4	4.9	115.1	6.89
2.5	5.0	115.9	6.84
2.6	5.1	116.7	6.80
2.7	5.2	117.4	6.75

Примечание. Используется сравнение динамического параллакса p_d с тригонометрическим $p_t = 6.89 \pm 0.04$ mas (Gaia DR3 [10]), соответствующая строка выделена жирным шрифтом.

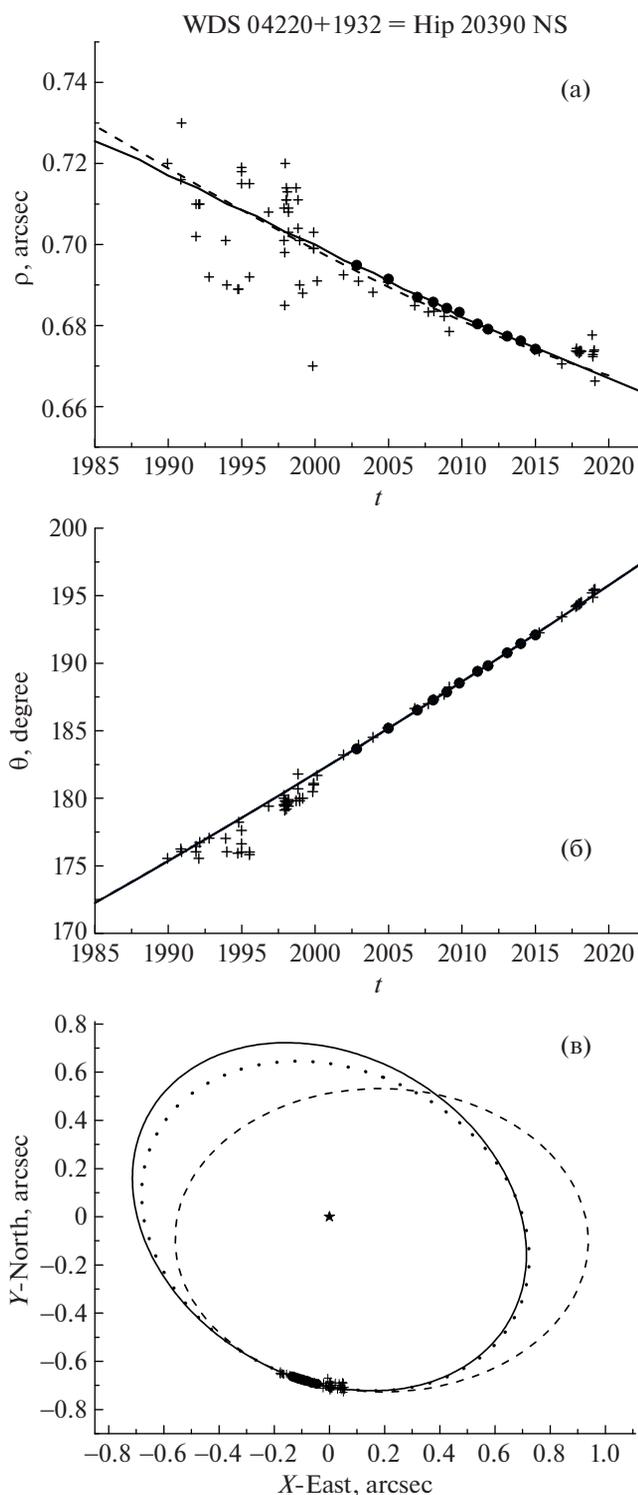


Рис. 3. Сравнение с наблюдениями круговой орбиты пары N-S (сплошная линия) и двух эллиптических орбит (пунктирная линия – для $\beta = +30^\circ$, штриховая – для $\beta = -30^\circ$) с массой $4.9M_\odot$ для $\rho(t)$ (а) и $\theta(t)$ (б), показаны также орбиты в картинной плоскости (в). Крестиками обозначены наблюдения пары N-Sab (центр масс) из WDS [3]; главная дуга, по которой вычислены ПВД – кружки; главный компонент – звездочка.

Ошибки элементов ПВД-орбит определяются ошибками исходных данных, но ошибка суммарной массы не учитывается, так как она функционально связана с параллаксом. Ошибки несимметричны относительно решения, поэтому мы приводим отклонения в отрицательную и положительную стороны относительно вычисленного решения. Ошибки полученных здесь эллиптических орбит определяются, в основном, большой ошибкой относительной лучевой скорости.

Параметры Ω и ω определяются с точностью до 180° . Две эллиптические орбиты, полученные методом ПВД, равновероятны, но, учитывая то, что звезды молодые, мы отдаем предпочтение орбите, близкой к круговой.

5. УСТОЙЧИВОСТЬ СИСТЕМЫ

Условие устойчивости тройной системы накладывает ограничение на отношение больших полуосей внешней пары N-S и внутренней Sa-Sb.

В нашей работе [5] была вычислена вероятность распада тройной системы тремя методами, опубликованными в работах [19–21], а также с помощью численного моделирования. В результате мы получили, что система устойчива с вероятностью не менее 70%.

В данной работе мы упростили задачу и использовали критерий устойчивости из книги Аарсета [20] как один из наиболее надежных [22]. Тогда

$$\lambda_1 = a_{\text{out}}(1 - e_{\text{out}})^{1.2}(1 + e_{\text{out}})^{-0.4} > 2.8a_{\text{in}}(M_{\text{N+S}}/M_{\text{Sa+Sb}})^{0.4} = \lambda_2. \quad (6)$$

С учетом ошибок мы задаем значения $a_{\text{out}} = 0.7''$ и $e_{\text{out}} = 0.4$ в соответствии с их ошибками, которые обеспечивают минимальное значение $\lambda_1 = 0.331''$.

Если $M_{\text{N+S}} = 4.9M_\odot$, то $\lambda_2 = 0.312''$; $\lambda_2 = \lambda_1$, если $M_{\text{N+S}} = 5.67M_\odot$, что в данном случае маловероятно.

Таким образом, наше исследование показало, что данная тройная система устойчива.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Звезде Т Тауги посвящено огромное количество работ, анализирующих физические свойства компонентов, но очень мало работ, рассматривающих данную звезду с динамической точки зрения. Метод ПВД для определения орбит по коротким дугам позволяет это сделать.

В нашей работе мы подтвердили надежность метода ПВД на примере тесной пары Sa-Sb. Этим методом получена новая орбита внешней пары N-S с периодом 560 лет, которая определена уве-

ренно и существенно отличается от орбит, полученных в работах [4, 8] с периодами 500–5000 лет. Сами авторы подтверждают, что их орбиты являются оценочными и указывают огромный диапазон значений для каждого элемента, куда, естественно, попадает и наше решение.

Полученная нами масса северного компонента $M_N = 2.4M_\odot$ несколько завышена по сравнению с оценками распределения энергии $1.7 \leq M_N \leq 2.2$ [9]. Возможно, у него есть еще не открытый маломассивный спутник. Возможно также, что это связано с особенностями, касающимися физических свойств молодых звезд, которые нами в данной работе не исследовались.

Мы также вычислили внешнюю орбиту с минимальной допустимой массой $M_N = 1.7M_\odot$ ($M_{N+S} = 4.2M_\odot$). Получили орбиту с периодом $P = 582$ года с максимальной ошибкой 100 лет. Это дает возможность ограничить орбитальный период $500 \leq P \leq 700$ лет. Данный результат является безусловно новым.

Массы компонентов данной тройной системы получены астрометрически двумя методами, причем результаты отличаются всего на $0.3M_\odot$. В первом случае это удалось благодаря тому, что все три компонента наблюдались одновременно на одном телескопе. Мы предполагали, что система замкнута и центр масс неподвижен, но в результате получили, что центр масс колеблется относительно среднего положения. Во втором случае получить динамическую массу удалось благодаря тому, что при любой заданной массе одна из эллиптических орбит оказалась близка к круговой. Этот новый результат мы считаем главным в данном исследовании, а орбиту, близкую к круговой, наиболее вероятной.

В работе используются данные из CDS и каталога WDS. Авторы выражают благодарность создателям этих каталогов, а также наблюдателям на телескопах Keck и VLT.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. M. Dyck, T. Simon, and B. Zuckerman*, *Astrophys. J.* **255**, 103 (1982).
2. *C. D. Koresko*, *Astrophys. J.* **531**, 147 (2000).
3. *B. D. Mason, G. L. Wycoff, W. I. Hartkopf, G. Douglass, and C. Worley*, *The Washington Visual Double Star Catalogue* (Washington: US Naval Observatory, 2016), <http://ad.usno.navy.mil/wds/wds.html>.
4. *G. H. Schaefer, T. L. Beck, L. Prato, and M. Simon*, *Astron. J.* **160**, id. 35 (2020).
5. *O. V. Kiyeva and R. Ya. Zhuchkov*, *Open Astronomy* **26**, 64 (2017).
6. *A. A. Kuceliev, O. V. Kiyeva*, *Астрон. журн.* **57**, 1227 (1980).
7. *G. H. Schaefer, L. Prato, M. Simon, and J. Patience*, *Astron. J.* **147**(6), id. 157 (2014).
8. *R. Köhler, M. Kasper, T. Herbst, and G. H.-M. Bertrang*, *Astron. and Astrophys.* **587**, id. 35 (2016).
9. *L. Loinard, R. M. Torres, A. J. Mioduszewski, L. F. Rodriguez, et al.*, *Astrophys. J.* **671**, 546 (2007).
10. Gaia Collaboration, *VizieR Online Data Catalog: Gaia DR3 Part I. Main source* (Gaia Collaboration, 2022), I/355.
11. *A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A1 (2018).
12. *T. L. Esplin and K. L. Luhman*, *Astrophys. J.* **158**, id. 54 (2019).
13. *K. Perraut, L. Labadie, J. Bouvier, F. Menard, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **655**, id. A73 (2021).
14. *P. Nisenson, R. V. Stachnik, M. Karovska, and R. Noyes*, *Astrophys. J.* **297**, L17 (1985).
15. *T. Maihara and H. Kataza*, *Astron. and Astrophys.* **249**, 392 (1991).
16. *G. Csépany, M. van den Ancker, P. Ábrahám, W. Brandner, and F. Hermuth*, *Astron. and Astrophys.* **578**, id. L9 (2015).
17. *O. V. Kiyeva*, *Астрон. журн.* **60**, 1208 (1983).
18. *O. V. Kiyeva*, *Изв. ГАО в Пулковке* **199**, 13 (1982).
19. *V. B. Орлов, P. Я. Жучков*, *Астрон. журн.* **82**(3), 231 (2005).
20. *S. Aarset*, *Gravitational N-Body Simulations* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2003), p. 430.
21. *M. Valtonen, A. Myllari, V. Orlov and A. Rubinov*, *The problem of three stars: stability limit*, in *Dynamical Evolution of Dense Stellar Systems* (Cambridge: Cambridge University Press), IAU Symp. **246**, p. 209 (2008).
22. *P. Я. Жучков, O. V. Kiyeva, B. B. Орлов*, *Астрон. журн.* **87**(1), 43 (2010).

СРАВНЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ КОЛЬЦЕОБРАЗНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ФОНЕ ПУЛЬСИРУЮЩИХ 2-х И 3-х-МЕРНЫХ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ МОДЕЛЕЙ

© 2023 г. К. Т. Миртаджиева^{1,2,*}, С. Н. Нуритдинов²

¹ Астрономический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан

² Национальный университет Узбекистана им. Мирзо Улугбека, Ташкент, Узбекистан

*E-mail: mkt1959@mail.ru

Поступила в редакцию 08.02.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 27.03.2023 г.

Исследована проблема гравитационной неустойчивости наблюдаемых кольцеобразных структурных мод возмущений на фоне нелинейно пульсирующей сферической модели, которая была построена на основе известного равновесного шара Камма. Нами получены нестационарные аналоги дисперсионных уравнений для рассматриваемых мод возмущений в рамках данной модели. Построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения модели для каждого случая. Выполнен также сравнительный анализ инкрементов гравитационной неустойчивости кольцеобразных мод возмущений на фоне сферической и дисковой нелинейно пульсирующих моделей. Анализ полученных результатов показывает, что кольцеобразные моды возмущений являются более неустойчивыми преимущественно в нестационарном диске по сравнению, чем в сферической неравновесной модели независимо от значений параметров вращения и начального вириального отношения систем. Статья частично основана на докладе, представленном на конференции “Современная звездная астрономия-2022”, прошедшей в Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ им. М.В. Ломоносова 8–10 ноября 2022 г.

Ключевые слова: одно-, двухкольцеобразные структуры, нелинейно нестационарная модель, сферическая, дисковая, самогравитирующая система, гравитационная неустойчивость, инкремент неустойчивости

DOI: 10.31857/S0004629923050079, EDN: YWRUMH

1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно наблюдениям, многие галактики содержат в себе разнообразные кольцевые структуры. В основном это — спиральные галактики, но встречаются также и чисто кольцевые галактики без спиральных рукавов, причем с ядром или без него [1–4]. До сих пор проблема формирования кольцеобразных галактик изучена в рамках равновесных моделей галактик (см., напр., [5, 6]). Однако сегодня уже хорошо известно, что формирование каждого типа галактик и их крупномасштабной структуры начинается в период их ранних глобально неравновесных состояний [7]. Если обратить внимание на то, что основная материя кольцеобразной галактики представляет собой почти плоское образование [2], то возникает следующий вопрос: всегда ли эти галактики берут свое начало в период коллапса сфероидальной протогалактики или смогут сформироваться на более поздних стадиях эволюции, когда уже образовалась их дисковая подсистема? Для того,

чтобы найти ответ на этот вопрос, в данной работе мы исследовали гравитационную неустойчивость сферической модели [8, 9] коллапсирующей галактики относительно кольцеобразных мод возмущений. С этой целью получены нестационарные аналоги дисперсионных уравнений для рассматриваемых мод возмущений. На основе результатов численных расчетов полученных уравнений построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения модели для каждого случая. Отметим, что в работах [10, 11] нами были исследованы гравитационные неустойчивости наблюдаемых кольцеобразных структурных мод возмущений на фоне нелинейно неравновесной модели самогравитирующего диска, являющейся нестационарным обобщением равновесного диска Бисноватого-Когана и Зельдовича [12]. С помощью этих результатов выполнено сравнение сферической [9] и дискообразной [10] моделей коллапсирующей галактики относительно гравитационных

неустойчивостей кольцеобразных мод возмущений.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И УРАВНЕНИЯ

Как мы отметили выше, легко представить себе формирование кольцеобразных структур в дискообразных системах. Исходя из этого, в работах [10, 11] нами рассмотрена следующая нелинейно-нестационарная фазовая модель нелинейно пульсирующего диска с изотропной диаграммой скоростей:

$$\Psi_d(r, v_r, v_\perp, t) = \frac{\sigma_0}{2\pi\Pi\sqrt{1-\Omega^2}} \left[\frac{1-\Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_\perp - v_b)^2 \right]^{-1/2} \chi(R-r), \quad (1)$$

который совершает радиальные пульсации по закону $R(t) = R_0\Pi(t)$, где

$$\Pi(t) = \frac{1 + \lambda \cos \psi}{1 - \lambda^2}, \quad t = \frac{\psi + \lambda \sin \psi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

причем амплитуда радиальных колебаний $\lambda = 1 - (2T/|U|)_0$ выражается через значения вириального отношения в момент времени $t = 0$, т.е. $0 \leq \lambda \leq 1$, и при $\lambda = 0$ (когда начальное значение вириального отношения $(2T/|U|)_0 = 1$ модель (1) совпадает с равновесной конфигурацией Бисновато-Когана-Зельдовича [12]. Здесь Ω – угловая скорость вращения диска ($0 \leq \Omega \leq 1$), χ – функция Хэвисайда. В (1) введены обозначения

$$v_a = -\lambda \frac{r \sin \psi}{\sqrt{1 - \lambda^2} \Pi^2}, \quad v_b = \frac{\Omega r}{\Pi^2}, \quad (3)$$

которые имеют смысл компонентов скорости центра, соответственно, в радиальном и трансверсальном направлениях. Отметим также, что здесь принята известная нормировка $\pi^2 G \sigma_0 = 2R_0$ ($R_0 = 1$), а остальные все обозначения подробно описаны в [10].

Весьма интересно выяснить, могут ли кольцеобразные галактики формироваться при неустойчивости сферического коллапса? Вот почему в данной работе мы решили изучить проблему гравитационной неустойчивости кольцеобразных мод возмущений также и на фоне сферической нелинейно нестационарной самогравитирующей модели. Для решения проблемы формирования кольцеобразных структур на фоне сферически

коллапсирующей галактики мы берем нелинейно неравновесную версию модели Камма [8, 9]:

$$\Psi_s = \rho(t)\Pi^4 (\pi R \Omega_0)^{-2} f^{-1/2} \chi(f) \times \left[1 + \Omega r v_\perp \frac{\sin \theta \sin \eta}{\Omega_0 R_0^2} \right], \quad (4)$$

где

$$f = \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \left(\frac{\Omega_0^2 R^2}{\Pi^4} - v_\perp^2 \right) - \left[v_r + \frac{\Omega_0 \lambda r \sin \psi}{(1 - \lambda^2)^{1/2} \Pi^2} \right]^2.$$

Известно, что в линейной теории устойчивости равновесных моделей зависимость частоты возмущения от длины волны принято называть дисперсионным уравнением. Поэтому его аналог, необходимый для анализа неустойчивостей нелинейно неравновесных моделей, будем называть нестационарным аналогом дисперсионного уравнения (НАДУ). На основе общего принципа вывода НАДУ в работах [8, 9] получено следующее уравнение в общем виде на фоне нестационарной сферической модели (4):

$$\frac{1}{6} a(\psi) \Pi^3(\psi) = \frac{1}{N(N+1)} F_{1N}(\psi) + im\Omega \frac{(N-2)!}{(N+2)!} F_{2N}(\psi). \quad (5)$$

Здесь N – основной индекс возмущения, n – номер сферической гармоники, а m – азимутальное волновое число ($m = \overline{1, n}$), где

$$F_{1N}(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} W^{N-1} E(\psi, \psi_1) \frac{dP_N(\cos h)}{d(\cos h)} d\psi_1, \\ F_{2N}(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} W^{N-1} E(\psi, \psi_1) \sin h \frac{d^2 P_N(\cos h)}{d(\cos h)^2} d\psi_1, \\ W = \frac{1 + \lambda \cos \psi_1}{1 + \lambda \cos \psi},$$

причем

$$\sin h = (1 - \lambda^2)^{1/2} \times \frac{(\lambda + \cos \psi) \sin \psi_1 - \sin \psi (\lambda + \cos \psi_1)}{(1 + \lambda \cos \psi)(1 + \lambda \cos \psi_1)}, \\ \cos h = \frac{(\lambda + \cos \psi)(\lambda + \cos \psi_1) + (1 - \lambda^2) \sin \psi \sin \psi_1}{(1 + \lambda \cos \psi)(1 + \lambda \cos \psi_1)}.$$

Ниже мы с помощью НАДУ (5) изучим проблему формирования кольцеобразных образований в галактиках путем анализа гравитационных неустойчивостей соответствующих структурных мод возмущений на фоне нелинейно нестационарной сферической модели (4).

3. ИЗУЧЕНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОДНОКОЛЬЦЕВЫХ МОД ВОЗМУЩЕНИЙ В СФЕРИЧЕСКОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ

Рассмотрим однокольцевую моду $N = 4$; $n = 0$, ответственную за формирование чисто кольцевой структуры в системе. С помощью (5) мы имеем следующий НАДУ для данной однокольцевой моды:

$$a_{40}(\psi) = \frac{3}{4(1 + \lambda \cos \psi)^9} \times [c(4c^2 - 3e^2s^2)I_0(\psi) + 3e^2s(6c^2 - e^2s^2)I_1(\psi) + 3e^2c(6e^2s^2 - c^2)I_2(\psi) + e^4s(4e^2s^2 - 3c^2)I_3(\psi)], \quad (6)$$

где $c = \lambda + \cos \psi$, $e^2 = 1 - \lambda^2$, $s = \sin \psi$, причем $I_\tau(\psi)$ являются неизвестными функциями и имеют следующий вид:

$$I_\tau(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) \times a_{40}(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{3-\tau} \sin^\tau \psi_1 d\psi_1, \quad (\tau = 0-3). \quad (7)$$

Если перейдем к дифференциальной форме [8, 9], то имеем следующее:

$$\Lambda I_\tau(\psi) = a_{40}(\psi) (1 + \lambda \cos \psi)^3 (\lambda + \cos \psi)^{3-\tau} \sin^\tau \psi, \quad (8)$$

где оператор Λ равен:

$$\Lambda = (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{d}{d\psi} + 1. \quad (9)$$

НАДУ (8) есть система четырех дифференциальных уравнений второго порядка, и она не поддается аналитическому рассмотрению. Поэтому она была исследована нами методом устойчивости периодических решений [13] численно. В ходе расчетов, меняя значения параметров вращения Ω и амплитуды пульсации λ в интервале от 0 до 1, были вычислены критические значения начального вириального отношения $(2T/|U|)_0^*$, начиная с которых модель становится неустойчивой относительно кольцеобразной моды возмущений (4; 0). Результаты численного исследования НАДУ (8) приведены в виде критической диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения сферической нестационарной модели (4) (рис. 1).

Как видно из рис. 1, при $\Omega = 0$ неустойчивость имеет место, если $0 \leq (2T/|U|)_0 \leq 0.301$, однако внутри данного интервала имеется очень узкая зона устойчивости (0.221; 0.237). Причем эта зона наблюдается во всем интервале значений параметра вращения, поскольку НАДУ (8) данной мо-

ды не зависит от этого параметра. Отметим также, что данная зона устойчивости делит рассматриваемую зону неустойчивости на две части, для которых характерны разные типы неустойчивости. А именно, в области $0 \leq (2T/|U|)_0 \leq 0.221$ имеется аperiodическая неустойчивость, а в другой, $0.237 < (2T/|U|)_0 \leq 0.301$ – колебательная, на что указывают комплексно-сопряженные корни характеристического уравнения, составленного из решения НАДУ (8) в точке $\psi = 2\pi$ методом устойчивости периодических движений [13].

Теперь рассмотрим одно-кольцевую моду $N = 4$, $n = 2$. Неустойчивость данной моды может привести к формированию кольцевой структуры из отдельных сгущений. Подставляя $N = 4$, $n = 2$ в (5), получим следующий НАДУ для данной однокольцевой моды возмущения на фоне модели (4):

$$\Lambda \gamma_\tau(\psi) = a_{42}(\psi) (1 + \lambda \cos \psi)^3 \times (\lambda + \cos \psi)^{3-\tau} \sin^\tau \psi, \quad (\tau = 0-3), \quad (10)$$

где

$$a_{42}(\psi) = \frac{3}{4(1 + \lambda \cos \psi)^9} \{ [c(4c^2 - 3e^2s^2)\gamma_0(\psi) + 3e^2s(6c^2 - e^2s^2)\gamma_1(\psi) + 3e^2c(6e^2s^2 - c^2)\gamma_2(\psi) + e^4s(4e^2s^2 - 3c^2)\gamma_3(\psi)] + im \frac{\Omega e}{6} [s(e^2s^2 - 6c^2)\gamma_0(\psi) + 3c(2c^2 - 5e^2s^2)\gamma_1(\psi) + 3e^2s(5c^2 - 2e^2s^2)\gamma_2(\psi) + e^2c(6e^2s^2 - c^2)\gamma_3(\psi)] \},$$

причем

$$\gamma_\tau(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) \times a_{42}(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{3-\tau} \sin^\tau \psi_1 d\psi_1.$$

С помощью численного анализа НАДУ (10) методом устойчивости периодических решений [13] построены критические зависимости между начальным вириальным отношением $(2T/|U|)_0$ и параметром вращения Ω модели (4) (рис. 2, 3).

Критическая диаграмма (рис. 2) моды (4; 2) при $m = 1$ показывает, что в интервале значения параметра вращения $0 < \Omega < 0.630$ внутри области неустойчивости наблюдается узкий полуостров устойчивости. С увеличением значений параметра вращения модели область устойчивости данного полуострова уменьшается, а основная область неустойчивости очень медленно воз-

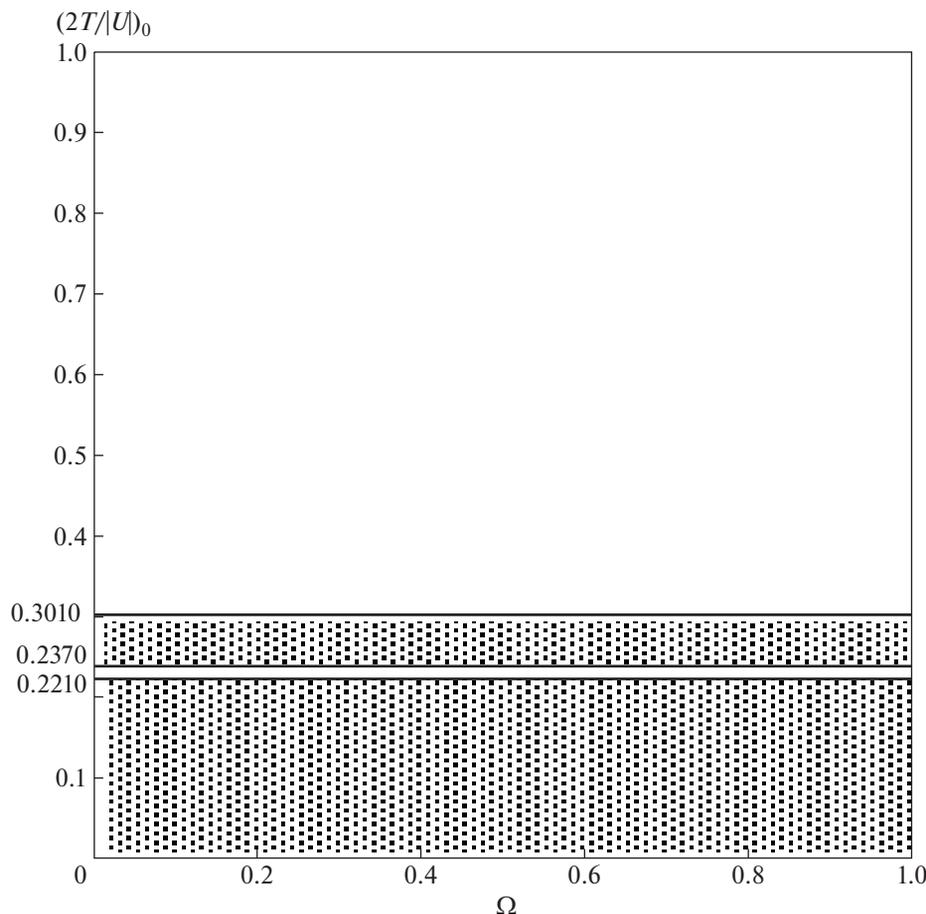


Рис. 1. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения сферической нестационарной модели (4) для однокольцевой моды (4; 0). Область неустойчивости заштрихована.

растает. А в случае $m = 2$ обнаруженный узкий полуостров устойчивости тянется до значения $\Omega = 0.310$ (рис. 3). Кроме того, как и в случае $m = 1$, здесь также область неустойчивости плавно увеличивается с ростом значений параметра вращения модели (4).

4. НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДВУХКОЛЬЦЕВЫХ МОД ВОЗМУЩЕНИЙ В СФЕРИЧЕСКОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ

Двухкольцевые образования на фоне этой пульсирующей модели (4) могут формироваться в результате гравитационной неустойчивости моды возмущений с $N = 6$. Если при $N = 6$ и $n = 0$, мы имеем чисто двухкольцевые структуры, то при $N = 6$ и $n = 2$ кольца разбиваются на отдельные сгущения, но мы получим все равно двухкольцевую структуру в результате гравитационной неустойчивости этой моды возмущения. Теперь с помощью (5) находим НАДУ для двухкольцевых мод возмущений на фоне нестационарной сфери-

ческой модели (4). При $N = 6$, $n = 0$ получим НАДУ в виде:

$$\Lambda \eta_\tau(\psi) = a_{60}(\psi)(1 + \lambda \cos \psi)^3 \times (\lambda + \cos \psi)^{5-\tau} \sin^\tau \psi, \quad (\tau = \overline{0-5}), \quad (11)$$

где

$$a_{60}(\psi) = \frac{3}{8(1 + \lambda \cos \psi)^{13}} \{c(8c^4 - 20c^2e^2s^2 + 5e^4s^4)\eta_0(\psi) + 5se^2(16c^4 - 16e^2s^2c^2 + e^4s^4)\eta_1(\psi) + 10ce^2(23e^2s^2c^2 - 2c^4 - 8e^4s^4)\eta_2(\psi) + 10se^4(23e^2s^2c^2 - 8c^4 - 2e^4s^4)\eta_3(\psi) + 5ce^4(c^4 - 16e^2s^2c^2 + 16e^4s^4)\eta_4(\psi) + se^6(5c^4 - 20c^2e^2s^2 + 8e^4s^4)\eta_5(\psi)\},$$

а НАДУ для моды $N = 6$, $n = 2$ имеет следующий вид

$$\Lambda \mu_\tau(\psi) = a_{62}(\psi)(1 + \lambda \cos \psi)^3 \times (\lambda + \cos \psi)^{5-\tau} \sin^\tau \psi, \quad (\tau = \overline{0-5}), \quad (12)$$

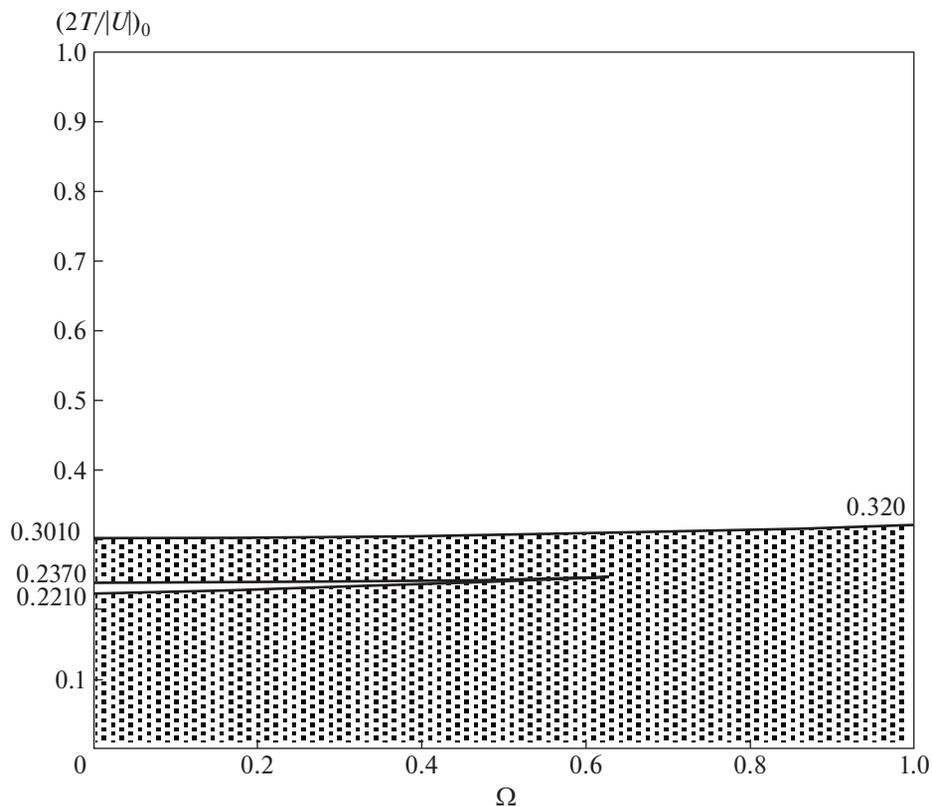


Рис. 2. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения сферической нестационарной модели (4) для однокольцевой моды (4; 2) при $m = 1$.

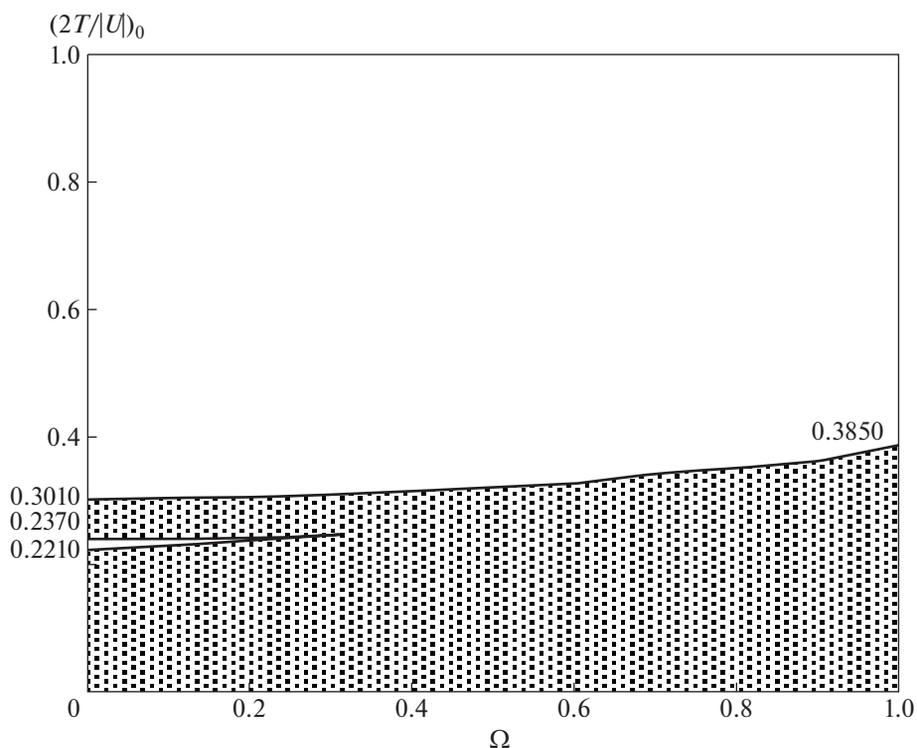


Рис. 3. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения сферической нестационарной модели (4) для однокольцевой моды (4; 2) при $m = 2$.

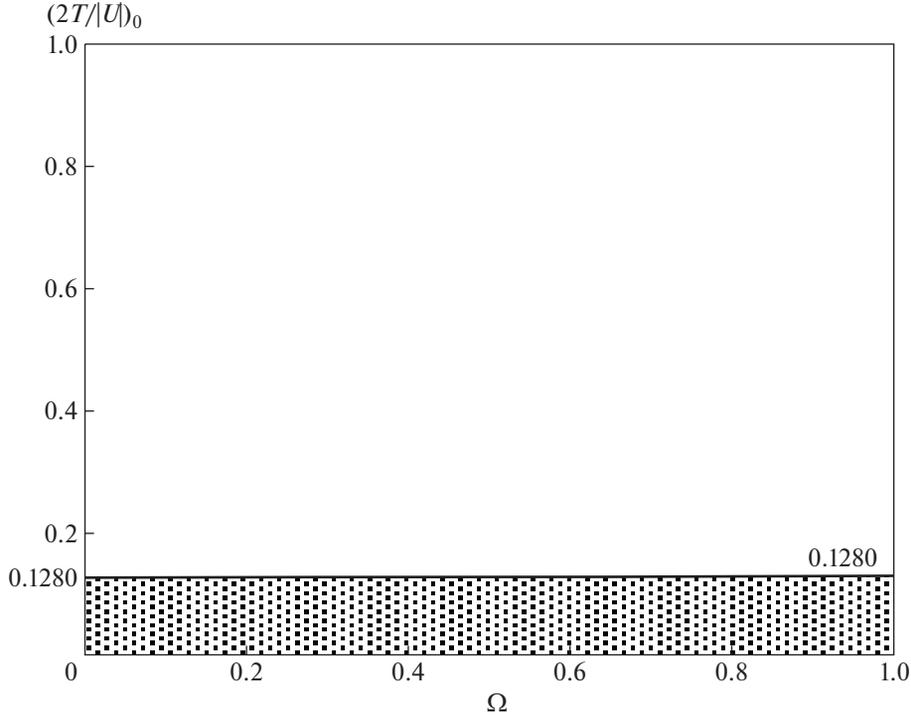


Рис. 4. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения модели (4) для моды (6; 0).

где

$$\begin{aligned}
 a_{62}(\psi) = & \frac{3}{8(1 + \lambda \cos \psi)^{13}} \{c(8c^4 - 20c^2e^2s^2 + \\
 & + 5e^4s^4)\mu_0(\psi) + 5se^2(16c^4 - 16e^2s^2c^2 + e^4s^4)\mu_1(\psi) + \\
 & + 10ce^2(23e^2s^2c^2 - 2c^4 - 8e^4s^4)\mu_2(\psi) + \\
 & + 10se^4(23e^2s^2c^2 - 8c^4 - 2e^4s^4)\mu_3(\psi) + \\
 & + 5ce^4(c^4 - 16e^2s^2c^2 + 16e^4s^4)\mu_4(\psi) + \\
 & + se^6(5c^4 - 20c^2e^2s^2 + 8e^4s^4)\mu_5(\psi)\} + \\
 & + im \frac{\Omega e}{8} [s(16e^2c^2s^2 - e^4s^4 - 16c^4)\mu_0(\psi) + \\
 & + c(16c^4 - 112e^2c^2s^2 + 37e^4s^4)\mu_1(\psi) + \\
 & + se^2(112c^4 - 202e^2c^2s^2 + 16e^4s^4)\mu_2(\psi) + \\
 & + ce^2(202e^2c^2s^2 - 16c^4 - 112e^4s^4)\mu_3(\psi) + \\
 & + se^4(112e^2c^2s^2 - 37c^4 - 16e^4s^4)\mu_4(\psi) + \\
 & + ce^4(16e^4s^4 - 16e^2c^2s^2 + c^4)\mu_5(\psi)].
 \end{aligned}$$

Здесь неизвестные функции имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \eta_\tau(\psi) = & \int_{-\infty}^{\psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) \times \\
 & \times a_{60}(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{5-\tau} \sin^\tau \psi_1 d\psi_1
 \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}
 \mu_\tau(\psi) = & \int_{-\infty}^{\psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) \times \\
 & \times a_{62}(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{5-\tau} \sin^\tau \psi_1 d\psi_1.
 \end{aligned}$$

Полученные результаты численного анализа НАДУ (11) и (12) двухкольцевых мод возмущений на фоне сферической нестационарной модели (4) представлены в виде критических диаграмм начального вириального отношения от параметра вращения системы (рис. 4–6).

Рисунок 4 показывает, что с увеличением значений параметра вращения модели (4) область неустойчивости моды (6; 0) остается постоянной, так как НАДУ (11) данной моды не зависит от этого параметра. Как видно на рис. 5 и рис. 6, неустойчивость двухкольцевой моды (6; 2) очень слабо зависит от степени вращения модели, но при $m = 2$ область неустойчивости больше, чем в случае $m = 1$.

5. СРАВНЕНИЕ КОЛЬЦЕВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ДИСКОВОЙ И СФЕРИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНО НЕСТАЦИОНАРНЫХ МОДЕЛЕЙ

Во время численных расчетов НАДУ кольцеобразных мод возмущений для каждого значения

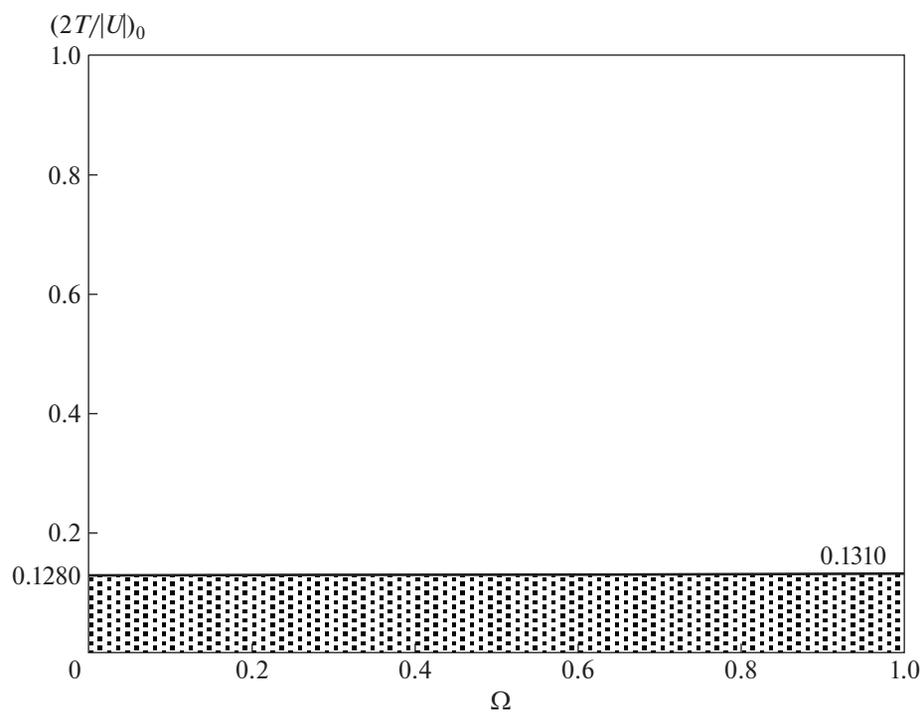


Рис. 5. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения модели (4) для моды (6; 2) при $m = 1$.

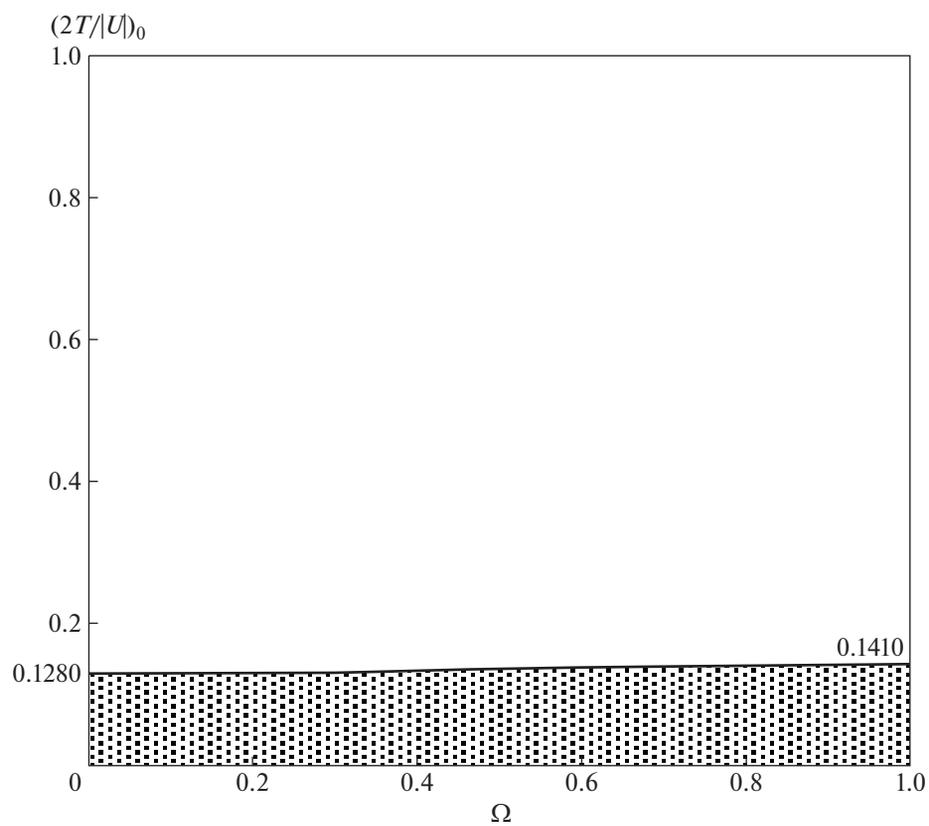


Рис. 6. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения модели (4) для моды (6; 2) при $m = 2$.

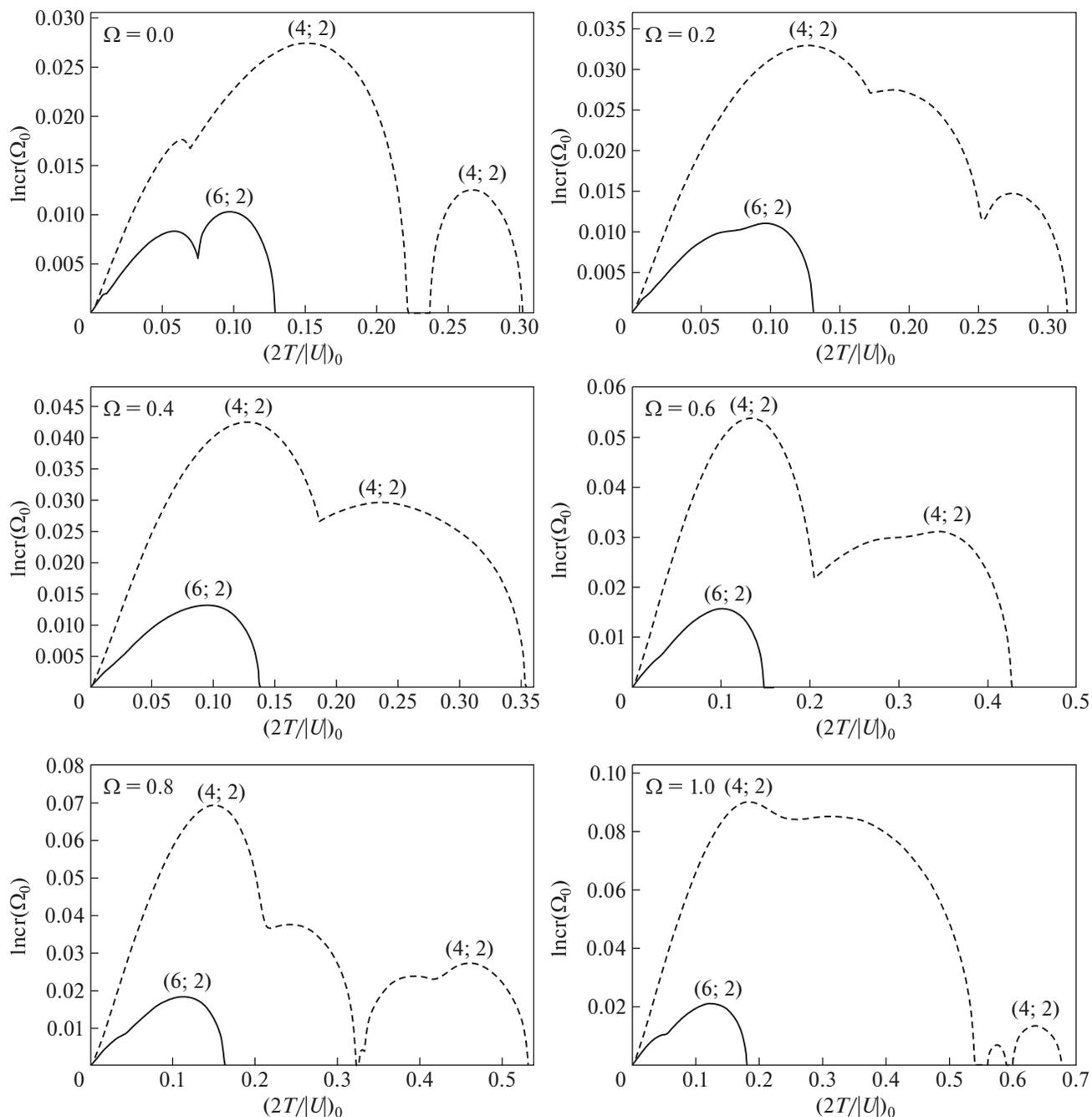


Рис. 7. Сравнение инкрементов неустойчивостей однокольцевой (4; 2) и двухкольцевой (6; 2) мод возмущений на фоне нелинейно нестационарной сферической модели (4) для различных значений параметра вращения Ω .

λ также вычислялись соответствующие значения инкрементов неустойчивостей по формуле

$$\ln cr = \frac{\ln(|k_{\max}|)}{P(\lambda)},$$

где $\ln|k_{\max}|$ – натуральный логарифм от наибольшего значения модуля корня характеристического уравнения, причем период пульсации $P(\lambda)$ равен

$$P(\lambda) = \frac{2\pi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}.$$

Отметим, что эти инкременты дают нам, в частности, характерные времена проявления соответствующих неустойчивостей. Исходя из этого, мы также построили зависимости инкрементов неустойчивостей от начального вириального отношения при различных значениях параметра вращения модели.

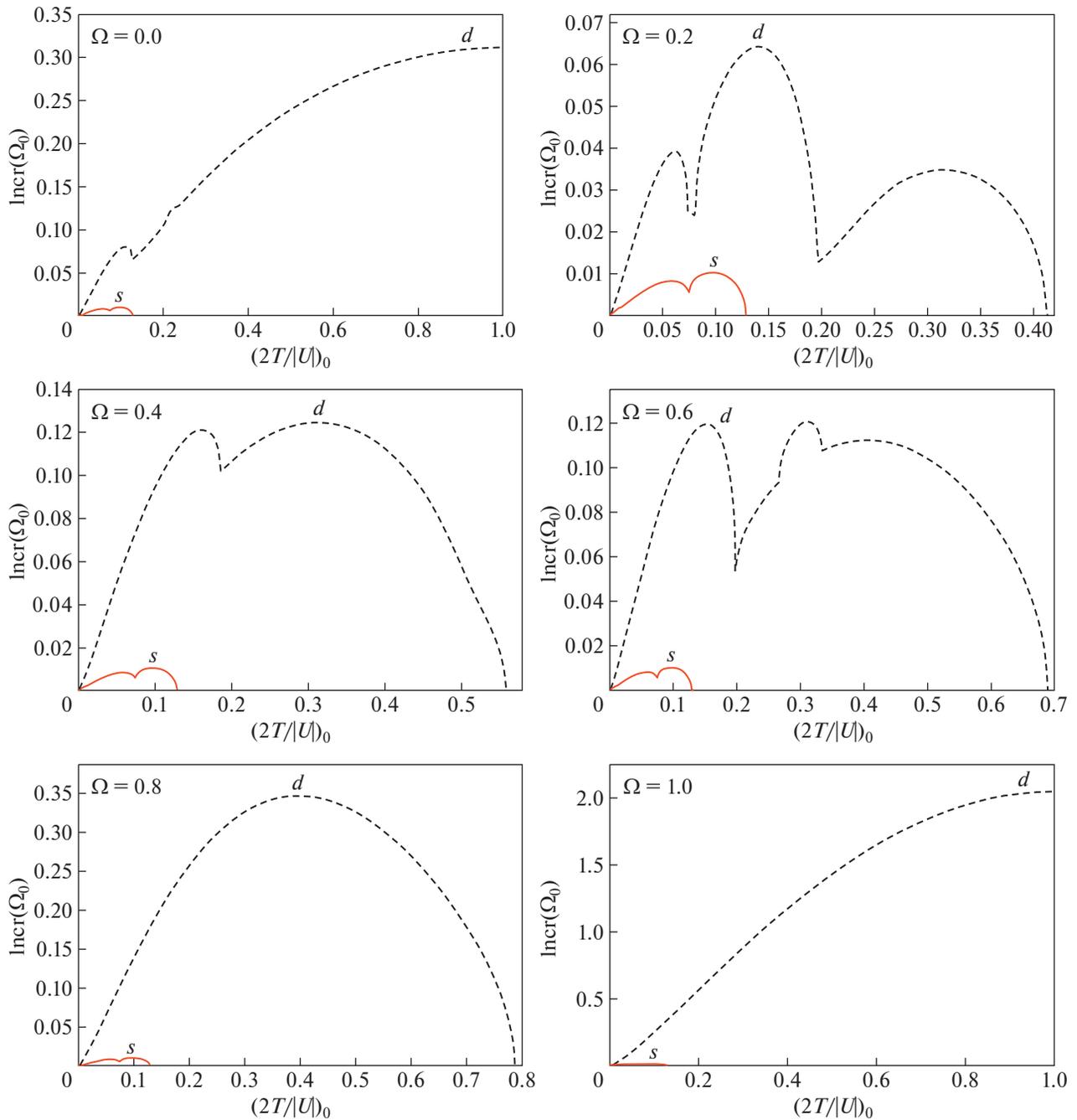


Рис. 8. Сравнение инкрементов неустойчивостей однокольцевой моды (4; 2) на фоне нелинейно нестационарных дисковой (1) и сферической (4) моделей для различных значений параметра вращения Ω .

Прежде всего, интересно сравнить инкременты неустойчивостей однокольцевой и двухкольцевой мод возмущений на фоне нелинейно нестационарной сферической модели (4). Как видно из рис. 7, на фоне сферической модели (4) вероятность формирования однокольцевой структуры всегда больше, чем двухкольцевой, независимо от значений параметров Ω и $(2T/|U)_0$. В то же время заметим, что с увеличением значения параметра

вращения модели также заметно возрастают максимальные значения инкрементов неустойчивости однокольцевой моды возмущений и интервал значений начального вириального отношения, где формируется данная структура. А для двухкольцевой моды это заметить очень сложно.

Для сравнительного анализа устойчивости дисковой (1) [10, 11] и сферической (4) нелинейно нестационарных моделей относительно неустой-

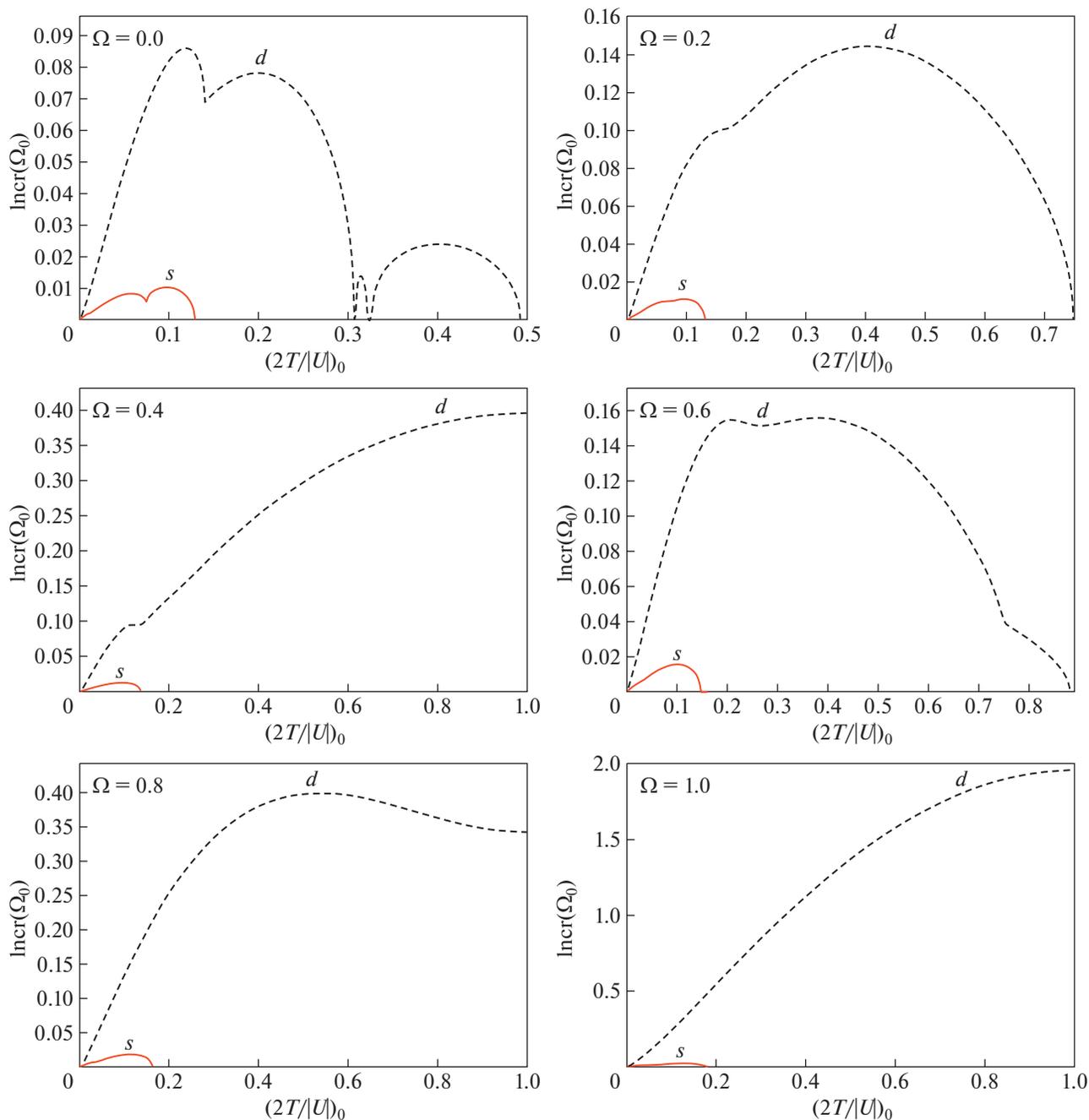


Рис. 9. Сравнение инкрементов неустойчивостей двухкольцевой моды (6; 2) на фоне нелинейно нестационарных дисковой (1) и сферической (4) моделей для различных значений параметра вращения Ω .

чивостей кольцеобразных мод возмущений мы также построили графики зависимостей инкрементов неустойчивости от начального вириального отношения моделей при различных значениях параметра вращения системы (рис. 8, 9). На этих графиках сразу бросается в глаза прежде всего то, что рассмотренные кольцеобразные моды являются явно неустойчивыми преимущественно в нестационарном диске (1) по сравнению с таки-

ми неустойчивостями в сферической неравновесной модели (4).

Сравнение этих моделей относительно неустойчивостей однокольцевых мод возмущений представляет своеобразную картину. Рисунок 8 показывает, что с увеличением значений параметра вращения системы на фоне неравновесной сферической модели темп проявления неустойчивости кольцеобразных мод возмущений

возрастает очень медленно по сравнению с темпом в модели нестационарного диска. Точно также при увеличении значения параметра вращения интервал значений начального вириального отношения формирования кольцеобразных структур в нестационарной дисковой модели стремится охватить весь диапазон возможных его значений, когда наблюдается, что рост данного интервала очень слабо зависит от степени вращения сферической модели. Также отметим, что на фоне нестационарной дисковой модели эти моды обладают чередующимися областями неустойчивостей с периодическим и аperiodическим характерами в зависимости от значений начального вириального отношения.

Таким образом, анализ полученных результатов показывает, что физика неустойчивости кольцеобразных мод возмущений на фоне нелинейно нестационарных моделей самогравитирующих систем носит сложный характер в зависимости от значения начального вириального отношения и параметра вращения моделей. Установлено, что на фоне нестационарной дисковой модели (1) вероятность формирования кольцеобразных структур всегда больше, чем на фоне сферической неравновесной модели (4), независимо от значений начального вириального отношения $(2T/|U|)_0$ и параметра вращения Ω .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Здесь кратко перечислим полученные основные результаты.

1. С целью изучения проблем гравитационных неустойчивостей наблюдаемых кольцеобразных структурных мод возмущений на фоне нелинейно пульсирующей сферической модели (4) нами получены соответствующие НАДУ для этих мод.

2. На основе численных расчетов полученных НАДУ построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения модели (4) для рассмотренных кольцеобразных мод возмущений.

3. Сравнительный анализ инкрементов гравитационной неустойчивости одно- и двухкольцеобразных мод возмущений на фоне сферической нелинейно пульсирующей модели показывает, что темп формирования однокольцевой структуры всегда больше, чем двухкольцевой, независимо от значений параметров Ω и $(2T/|U|)_0$ системы.

4. Выявлено, что с увеличением значения параметра вращения модели (4) возрастают максимальные значения инкрементов неустойчивости однокольцевой моды возмущений и интервал значений начального вириального отношения

формирования данной структуры, тогда как для двухкольцевой моды это заметить очень сложно.

5. Получены результаты сравнительного анализа дисковой (1) и сферической (4) нелинейно нестационарных моделей относительно гравитационных неустойчивостей наблюдаемых кольцеобразных структурных мод возмущений. Установлено, что на фоне неравновесной сферической модели темп проявления неустойчивости кольцеобразных мод возмущений с увеличением значений параметра вращения системы возрастает очень медленно по сравнению с темпом в модели нестационарного диска. Точно также при увеличении значения параметра вращения интервал значений начального вириального отношения формирования кольцеобразных структур в нестационарной дисковой модели стремится охватить весь диапазон возможных его значений, причем наблюдается, что рост данного интервала очень слабо зависит от степени вращения сферической модели.

6. Показано, что физика неустойчивости кольцеобразных мод возмущений на фоне нелинейно нестационарных моделей самогравитирующих систем носит сложный характер в зависимости от значения начального вириального отношения и параметра вращения моделей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. Shamir*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **491**(3), 3767 (2020).
2. *R. Buta*, Astrophys. J. Suppl. **96**, 39 (1995).
3. *R. Buta*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **471**(4), 4027 (2017).
4. *J. Fernandez, S. Alonso, V. Mesa, F. Duplancic, and G. Coldwell*, Astron. and Astrophys. **653**, id. 12 (2021).
5. *A. M. Fridman and V. L. Polyachenko*, *Physics of gravitating systems. I: Equilibrium and Stability* (New-York: Springer-Verlag, 1984).
6. *J. Binney and S. Tremaine*, *Galactic dynamics* (New Jersey, Princeton University Press, 2008).
7. *В. Г. Горбацкий*, *Введение в физику галактик и скопленных галактик* (М.: Наука, 1986).
8. *С. Н. Нуритдинов*, Астрон. журн. **68**, 763 (1991).
9. *С. Н. Нуритдинов*, *Нелинейные модели и физика неустойчивости неравновесных бесстолкновительных самогравитирующих систем*, Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, (Санкт-Петербург, 1993).
10. *S. N. Nuritdinov, K. T. Mirtadjieva, and Sultana Mariam*, Astrophysics **51**(3), 487 (2008).
11. *K. T. Mirtadjieva, S. N. Nuritdinov, K. A. Mannapova, and T. O. Sadibekova*, Astrophysics **65**(2), 247 (2022).
12. *Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович*, Астрофизика **6**(3), 387 (1970).
13. *И. Г. Малкин*, *Теория устойчивости движения* (М.: Наука, 1967).

АДИАБАТНЫЙ СПЕКТР РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР СОЛНЦА

© 2023 г. А. Ф. Дравских^{1,*}, Ю. А. Дравских¹

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербургский филиал, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: dedalfed@mail.ru

Поступила в редакцию 07.11.2022 г.

После доработки 06.02.2023 г.

Принята к публикации 06.03.2023 г.

Корональные дыры на Солнце наблюдаются на отдельных частотах достаточно давно в диапазоне волн от радио до рентгена. Наблюдения в широком диапазоне радиочастот проводятся на радиотелескопе РАТАН-600. Анализ многолетних спектральных наблюдений радиотелескопа РАТАН-600 показал, что спектр излучения корональных дыр радикально отличается от спектра активных образований над пятнами, но, заметно отличаясь от спектра спокойного Солнца, имеет с ним и сходство. Установлено: радиоизлучение корональных дыр имеет адиабатный спектр и не содержит заметного когерентного излучения, т.е. рекомбинационных радиолиний и линий тонкой структуры водорода и других элементов.

Ключевые слова: солнечное радиоизлучение, спектр радиоизлучения спокойного Солнца, спектр радиоизлучения активных образований над солнечными пятнами, адиабатный спектр радиоизлучения корональных дыр, сравнение спектров солнечных радиолиний и линий тонкой структуры образований

DOI: 10.31857/S0004629923050031, EDN: YWCOFP

1. ВВЕДЕНИЕ

Корональные дыры (КД) — области в короне Солнца, видимые как темные образования. Они отличаются от окружающих областей более низкой температурой и очень низкой плотностью плазмы. Магнитное поле КД достаточно слабое, а линии магнитного поля направлены преимущественно вдоль радиуса Солнца и простираются далеко в межпланетное пространство. С КД связаны потоки плазмы, называемые солнечным ветром. Скорость истечения плазмы иногда достигает 700 километров в секунду. Если КД расположена в экваториальной зоне Солнца, то солнечный ветер попадает в область расположения Земли и вызывает геомагнитные возмущения. Корональные дыры наблюдались и были впервые описаны [1] в 1956 г. В настоящее время корональные дыры наблюдаются во всех диапазонах частот, от радио до рентгена. Подробный обзор исследований, связанных с КД, приведен в [2]. В нем показано, что поиски физических механизмов, позволяющих объяснить феномен КД и их свойства, пока не привели к созданию необходимого комплекта теоретических моделей явления.

Настоящая работа связана со спектральными свойствами КД в радиодиапазоне. Радионаблюдения КД проводятся в течение многих лет на разных волнах на различных антеннах. Радиоте-

лескоп РАТАН-600 (РТ) проводит практически ежедневные наблюдения Солнца. Спектральный комплекс радиотелескопа обладает большим диапазоном анализируемого спектра (3–18 ГГц, 10–1.7 см) но, к сожалению, имеет не высокое спектральное разрешение — 84 канала шириной ~100 МГц, расставленных через 187.5 МГц [3]. РТ имеет диаграмму направленности ножевой формы (28'' × 20' на волне 3 см). Наблюдения проводятся в пассажном режиме. Архив результатов наблюдений находится в открытом доступе на сайте <http://www.spbf.sao.ru/prognoz/>. За время наблюдений РТ, с июня 2016 до апреля 2022 г., мы обнаружили 22 КД, расположенных в экваториальной зоне Солнца и не далеко от нулевого меридиана Солнца ($\pm 400''$).

В работе [4] J.P. Wild предсказал возможность наблюдения в спектре спокойного Солнца линии тонкой структуры $2^2P_{3/2}-2^2S_{1/2}$ второго квантового уровня водорода ($n = 2$) на частоте 9845 МГц (3.05 см). Впервые эта линия была обнаружена в работе [5]. Спектральные исследования на РТ показали [6], что спокойное Солнце (СС) и активные образования над пятнами (АО) содержат в своих спектрах эту радиолинию. В работе [7] в спектрах АО обнаружены признаки спектральных линий тонкой структуры водорода для $n = 3$ на частотах 2917 и 3237 МГц (10.28 и 9.27 см). В [8],

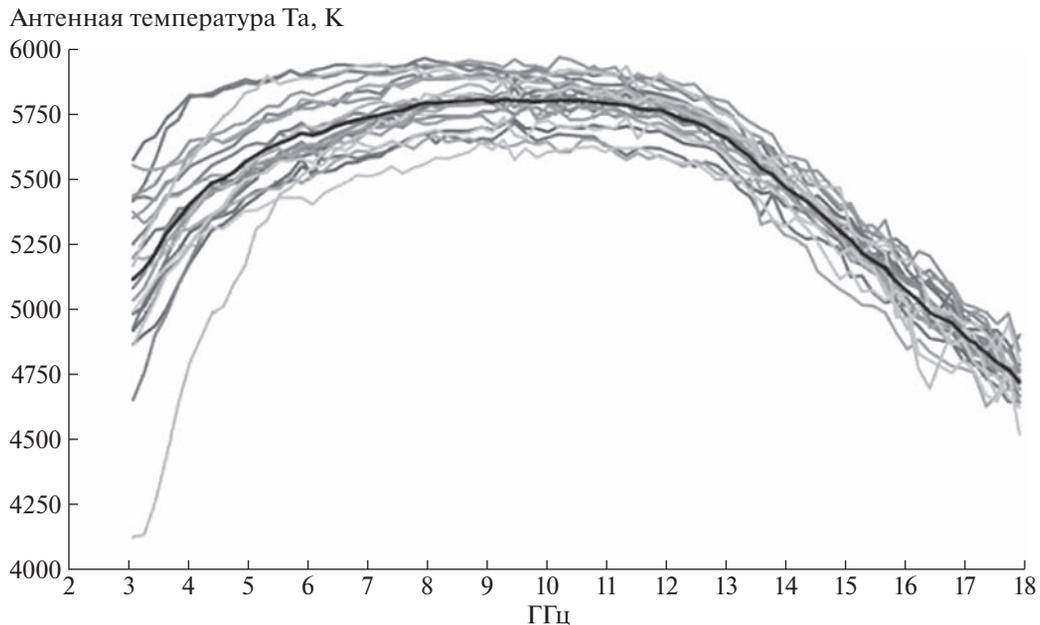


Рис. 1. Осреднение спектров 22-х корональных дыр. Средний спектр показан черным.

путем сравнения неоднородностей (не гладкости) спектров СС и АО показано, что в спектрах АО с большой вероятностью доступно наблюдению множество рекомбинационных радиолиний водорода и других элементов. В связи с такими результатами появился соблазн сравнить спектры корональных дыр (КД) со спектрами СС и АО, что и проделано в этой работе.

2. СПЕКТРЫ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР, СПОКОЙНОГО СОЛНЦА И АКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НАД ПЯТНАМИ

Для выяснения присущих КД спектральных свойств в диапазоне частот радиоспектрографа РАТАН-600 рассмотрим спектральные характеристики среднего спектра КД, полученного из спектров 22-х КД, наблюдавшихся на РТ. Определение области КД производилось по данным системы CHIMERA, действующей на спутнике Solar Dynamics Observatory (SDO) в диапазоне экстремального ультрафиолета EUV.

На рис. 1 показана совокупность осредняемых спектров 22-х КД.

Различие положений индивидуальных спектров по оси T_a объясняется диаграммными эффектами, связанными с различием размеров КД и различием их положений относительно центра диска Солнца, а также — наличием в ножевой диаграмме антенны не идеально спокойного Солнца. Большое различие в величине завала спектра на нижних частотах можно объяснить различием скоростей извержения плазмы (сол-

нечного ветра) из КД и различиями конфигурации магнитного поля КД.

На рис. 2 приведены средние спектры, полученные на радиотелескопе РАТАН-600. Спектры СС и АО взяты из работы [8], спектр КД получен в настоящей работе. Эти спектры являются средними, соответственно, из 30, 30 и 22 одиночных спектров.

Спектр КД изображен без указателей спектральных каналов. Спектры достаточно сложные. Форма спектров определяется механизмами излучения этих объектов. Однако, поскольку эти спектры получены на радиотелескопе РАТАН-600, обладающем диаграммой направленности ножевого типа, то их форма определяется также диаграммными эффектами, связанными с различиями размеров объектов.

В арсенале физики плазмы существует 5 механизмов генерации электромагнитных волн отдельными частицами [9]:

- 1) тормозное излучение при близких соударениях заряженных частиц,
- 2) магнитотормозное излучение при ускоренном движении частиц в магнитном поле,
- 3) черенковское излучение при движении заряженных частиц со скоростью, превышающей фазовую скорость волн в среде,
- 4) переходное излучение при движении в неоднородной среде,
- 5) излучение при атомных и молекулярных процессах (т.е. при переходах свободных электронов на дискретные энергетические уровни и при

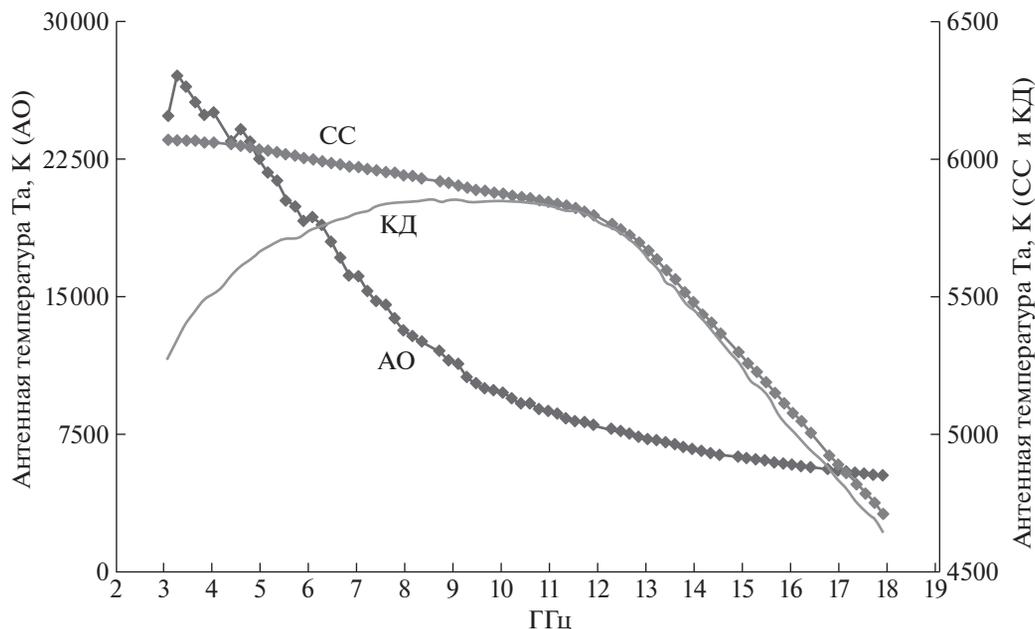


Рис. 2. Средние спектры спокойного Солнца (СС), активных образований над пятнами (АО) и корональных дыр (КД).

переходах между дискретными уровнями в атомах и молекулах).

Согласно [9] радиоизлучение СС имеет тормозной механизм генерации при тепловом характере излучения с распределением частиц, близком к равновесному (максвелловскому).

Спектры и антенные температуры КД и СС практически совпадают в диапазоне высоких частот, от 10 ГГц и выше. Следует полагать, что и механизмы генерации излучения СС и КД совпадают. Совпадение спектров и антенных температур СС и КД в области частот от 10 ГГц и выше означает, что КД на этих частотах практически не видны на фоне СС. Но почему спектр КД на низких частотах сильно заваливается?

Мы считаем, что причиной такого необычного спектра КД является адиабатический (или адиабатный) процесс (АП). Суть АП состоит в том, что изолированный от внешнего влияния газ при сжатии нагревается. Этот процесс обратим, т.е. при расширении газа он охлаждается [10]. Примеры АП в быту: нагрев автомобильных или велосипедных шин и самого насоса при накачивании шин, при работе бытовых холодильников присутствуют оба альтернативных явления (нагрев и охлаждение). Адиабатический процесс присущ и солнечной плазме. С помощью АП производится нагрев плазмы в токамаках (реакторах управляемого термоядерного синтеза).

Каким образом АП влияет на спектр КД? На рис. 3 показана схема возникновения падающего спектра КД на низких частотах под влиянием адиабатического процесса.

Известно [4, 11], что излучение исходит преимущественно с того уровня, где максимальное поглощение. Кроме того известно, что поглощение в плазме растет с понижением частоты излучения. То есть, низкие частоты излучаются с более близких к наблюдателю слоев, чем высокие частоты.

В области КД силовые линии магнитного поля образуют сильно расходящуюся конфигурацию [12]. Поток плазмы, следуя вдоль магнитного поля, также быстро расширяется, и его плотность и давление падают, что приводит к снижению температуры (эффект АП) более близких к наблюдателю слоев плазмы в большей степени, чем дальних слоев. Но более низкочастотное излучение идет из более близких к наблюдателю слоев плазмы по сравнению с высокочастотным излучением. Иными словами, градиент роста температуры плазмы направлен к Солнцу, а локальный градиент излучательной способности плазмы на низких частотах направлен от Солнца. Это и создает наблюдаемый нами падающий на низких частотах спектр КД.

Из области 2 излучаются более низкие частоты, а температура плазмы в этой области намного меньше 6000 К из-за адиабатного процесса расширяющейся плазмы.

В работе [13], по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600, показано, что отдельные наиболее интенсивные источники мелкомасштабной структуры КД (ММС) отождествляются с яркими корональными точками, видимыми на ультрафиолетовых и рентгеновских изображениях Солнца.

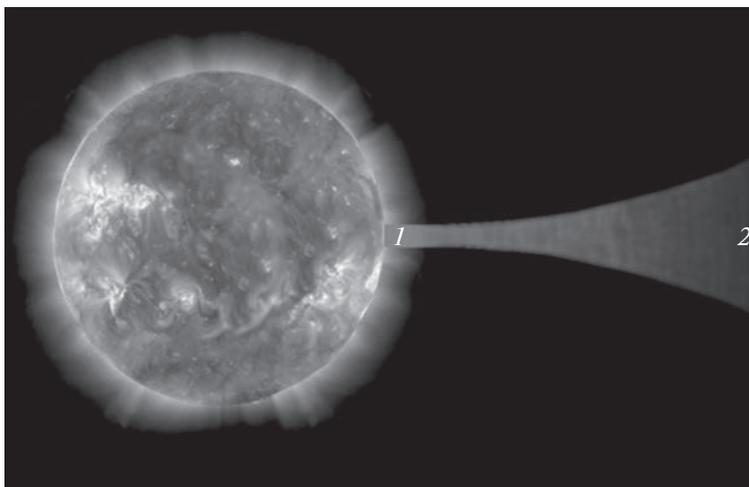


Рис. 3. Схема возникновения падающего спектра КД на низких частотах под влиянием адиабатического процесса. Из области 1 излучаются более высокие частоты, температура плазмы здесь сравнима с температурой среды, окружающей КД (~6000 К).

Эффективные радиоразмеры этих точек в КД практически постоянны и равны 20 ± 5 секундам дуги. Их яркостная температура растет с ростом длины волны. Из различия спектров излучения КД (падающий радиоспектр с ростом длины волны) и ММС (растущий радио спектр с ростом длины волны), можно сделать заключение, что у ММС отсутствует адиабатический процесс, подобный таковому в КД. Что может означать, что ММС не включены в поток плазмы от Солнца, наблюдаемый в КД.

Можно полагать, что спектры радиоизлучения ряда солнечных образований тоже подвержены влиянию АП, причем – АП в широком смысле, как сжатие, так и расширение. При сжатии имеем растущий спектр на низких частотах, назовем такой спектр “адиабатный спектр +”, (АС+), при расширении – падающий спектр на низких частотах, назовем такой спектр “адиабатный спектр–”, (АС–). В этой терминологии радиоспектр КД будет обозначаться как АС–.

3. НЕОДНОРОДНОСТИ СПЕКТРОВ КРОНАЛЬНЫХ ДЫР, СПОКОЙНОГО СОЛНЦА И АКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НАД ПЯТНАМИ

Из перечисленных в разделе 2 механизмов генерации электромагнитных волн отдельными частицами, механизм 5 (излучение при атомных и молекулярных процессах, т.е. при переходах свободных электронов на дискретные энергетические уровни и при переходах между дискретными уровнями в атомах и молекулах) на Солнце не создает основную энергию излучения. В условиях Солнца переходы между дискретными уровнями в атомах создают дискретные по частоте линии,

которые в полном спектре излучения выглядят как неоднородности (не гладкость) спектра. На рис. 2 наиболее однородным выглядит спектр СС, а спектр АО – самым неоднородным. В [8] показано, что с большой вероятностью неоднородность спектра АО связана с тем, что в спектре солнечных активных образований над пятнами должны наблюдаться многочисленные рекомбинационные радиолнии водорода и других элементов.

В работах [5, 6] показано, что в спектре СС наблюдается линия тонкой структуры второго квантового состояния атома водорода на частоте 9845 МГц (3.05 см). На рис. 4 представлены спектры СС и КД в этой области частот.

Спектр СС взят из [6], он представляет собой средний спектр из 37 спектров, полученных из скана Солнца за 20.04.2018 в диапазоне -900° – $+900^{\circ}$ от нулевого меридиана Солнца. В этом спектре видна слабая, но достоверно установленная линия излучения, вероятность обнаружения составляет $p > 0.995$. На рисунке окраска линий 1, 2, 3 относится: 1 – к измеренному спектру СС, 2 – к теоретической форме радиолнии, 3 – к модели этой линии, сглаженной каналами спектрографа. В спектре КД, не достоверно, с вероятностью $p = 0.52$, видна линия поглощения.

Далее сравним неоднородности спектров СС, АО и КД.

На рис. 5 показан средний спектр (из 22-х) КД. Для нахождения его неоднородности спектр аппроксимируется гладкой функцией и находится разность между спектром и функцией. Спектр этой разности и представляет собой неоднородности спектра КД. Приводим уравнение функ-

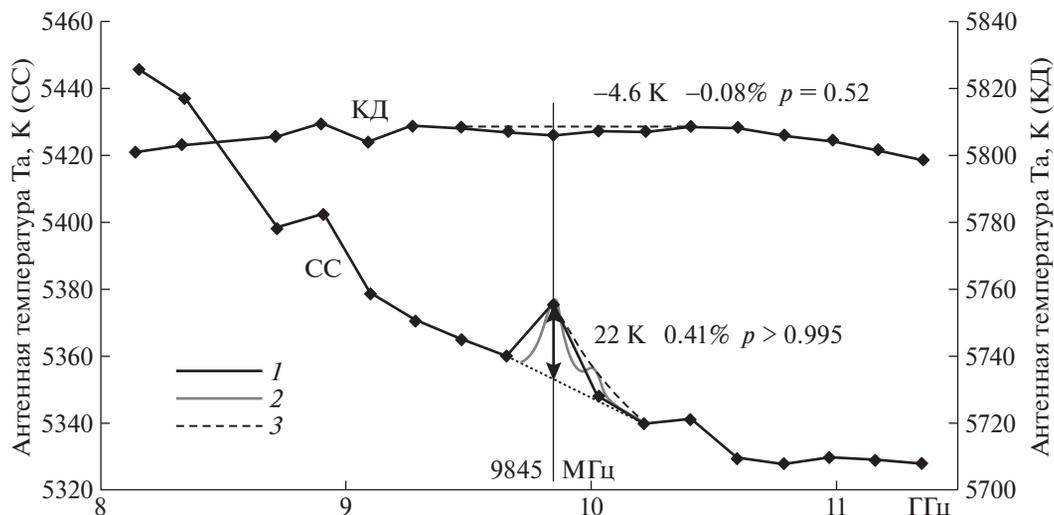


Рис. 4. Сравнение средних спектров спокойного Солнца (СС) и корональных дыр (КД) в области частоты линии водорода 9845 МГц.

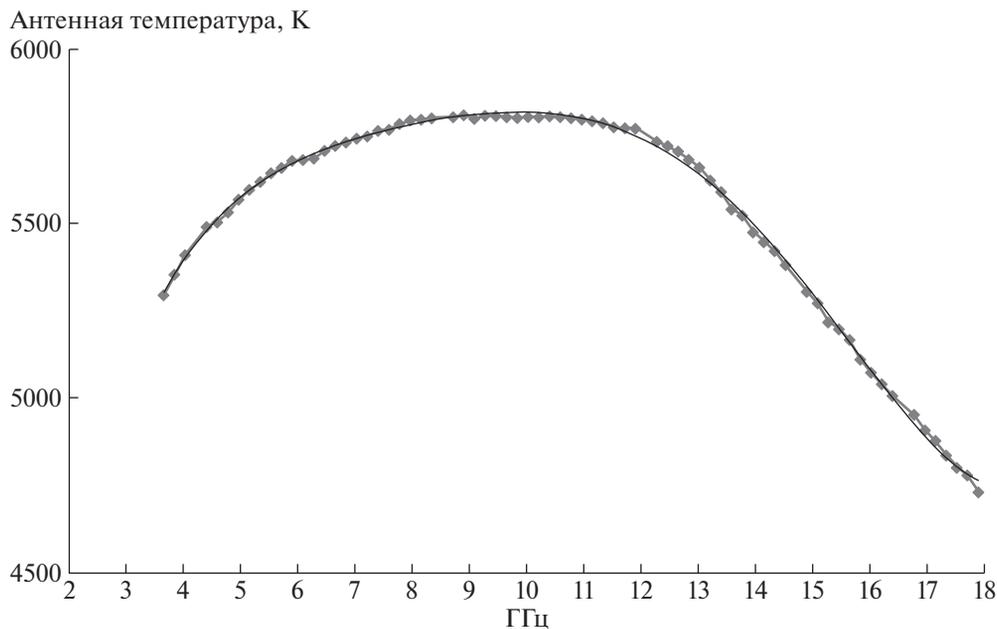


Рис. 5. К поиску неоднородности спектра КД.

ции, аппроксимирующей средний спектр КД, и величину достоверности аппроксимации R^2 .

$$y = 0.0316x^5 - 1.6615x^4 + 33.056x^3 - 324.44x^2 + 1632.6x + 2332, \\ R^2 = 0.9985.$$

Такие же процедуры проведены и над средними спектрами СС и АО.

На рис. 6 приведены спектры неоднородностей для средних спектров СС, КД и АО в процен-

тах от их полных спектров. Среднеквадратические значения (σ) неоднородностей составляют: для СС – 0.23%, для КД – 0.23%, для АО – 1.81%. То есть, неоднородности АО почти в 8 раз превышают неоднородности СС и КД. Для отдельных мощных АО, например АО 12673, это отношение σ неоднородностей составляет ~20 [8]. В нашей работе [8] на основании наличия больших неоднородностей в АО показано, что с большой вероятностью в спектрах АО должно наблюдаться множество рекомбинационных радиолиний водорода и других элементов, а в СС – их отсут-

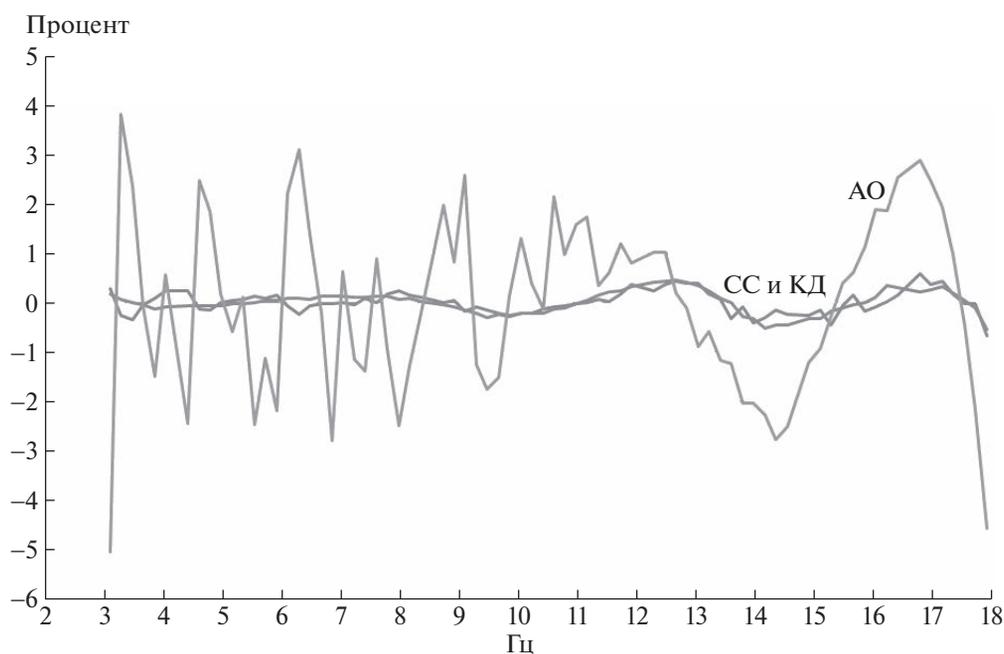


Рис. 6. Спектры неоднородностей СС, АО и КД в процентах от их полных спектров. Среднеквадратические значения (σ) неоднородностей составляют: для СС — 0.23%, для КД — 0.23%, для АО — 1.81%.

стве. Из представленных результатов следует, что рекомбинационных радиолний нет и в корональных дырах.

4. ДИСКУССИЯ

Корональные дыры КД Солнца наблюдаются давно на различных частотах от радио до рентгена. Широкий спектр КД по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 и других инструментах ранее обсуждали в [13–16]. Полученные ими средние спектры КД показывают набор свойств, характерных для адиабатического процесса: неотличимость спектра КД от спектра спокойного Солнца на высоких частотах и завал спектра на низких частотах. Однако авторы работ не сопоставили эти свойства спектра КД с адиабатическим процессом. Мы надеемся, что предложенное нами объяснение такого спектра адиабатным процессом расширяющейся плазмы АС– окажется справедливым. Предположительно, этому процессу, который имеет и альтернативный вариант АС+ (сжатие плазмы), должны быть подвержены и другие явления на Солнце. Первыми кандидатами на обнаружение в них адиабатных процессов являются солнечные пятна.

Естественно, такие спектры желательно наблюдать на крупных радиотелескопах с карандашной диаграммой направленности.

Нуждается в объяснении тот факт, что завал спектра КД на низких частотах начинается примерно от 10 ГГц.

Требуют объяснения и загадочные яркие детали малого размера в составе КД, которые имеют не падающий, а растущий спектр на низких частотах [13] и, следовательно, не участвуют в одновременном с КД потоке плазмы, направленном от Солнца.

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследован средний радиоспектр 22-х корональных дыр Солнца (КД) в диапазоне частот 3–18 ГГц, располагавшихся не далеко от центра диска Солнца. Получены следующие результаты.

1. КД имеют спектр, резко отличающийся как от спектра спокойного Солнца СС, так и от спектра активных образований над пятнами АО. Спектр КД на частотах выше 10 ГГц совпадает со спектром СС, а на частотах ниже 10 ГГц происходит быстрый завал спектра.

2. Предложено объяснение такого спектра присутствием адиабатического процесса в потоке быстро расширяющейся плазмы.

3. Показано, что в КД нет рекомбинационных радиолний любых элементов. Предположительно в них нет и линии тонкой структуры водорода (9845 МГц).

БЛАГОДАРНОСТИ

Благодарим за помощь А.Д. Шрамко и С.А. Гусеву.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. Waldmeier*, *Z. Astrophys.* **38**, 219–36 (1956).
2. *S. R. Cranmer*, *Living Rev. Solar Phys.* **6**, 3 (2009).
3. *В. М. Богод, А. М. Алесин, А. А. Перваков*, *Астрофиз. бюлл.* **66**, 2 (2011).
4. *J. P. Wild*, *Astrophys. J.* **115**, 206 (1952).
5. *А. Ф. Дравских, З. В. Дравских*, *Астрон. журн.* **65**, 199 (1988).
6. *А. Ф. Дравских, Н. Г. Петерова, Н. А. Топчило*, *Астрон. журн.* **96**, 246 (2019).
7. *А. Ф. Дравских, Ю. А. Дравских*, *Астрон. журн.* **98**, 694 (2021).
8. *А. Ф. Дравских, Ю. А. Дравских*, *Астрон. журн.* **99**, 496 (2022).
9. *В. В. Железняков* *Радиоизлучение Солнца и планет* (М., 560, 1964).
10. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Статистическая физика. Часть 1 // Теоретическая физика* (М.: Наука, Т. V., 584, 1976).
11. *S. F. Smerd*, *Australian J. Sei. Res. A* **3**, 34 (1950).
12. *J. B. Zirker*, *Rev. of Geophys. and Space Phys.* **15**, 257 (1977).
13. *В. Н. Боровик, В. Г. Медарь, В. И. Гараимов*, *Тр. междунар. конф. “Солнце в максимуме активности и солнечнозвездные аналоги” Пулково 17–22 сентября 2000 г.* (СПб.: ГАО РАН, 112–114, 2000).
14. *M. D. Papagiannis and K. B. Baker*, *Sol. Phys.* **79**, 365–374 (1982).
15. *V. N. Vorovik, M. S. Kurbanov, M. A. Livshits, and V. I. Ryabov*, *Sov. Astron.* **34**, 522 (1990).
16. *О. А. Голубчина*, *Астрон. журн.* **98**, 332 (2021).