

Том 101, Номер 10

ISSN 0004-6299

Октябрь 2024



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 101, номер 10, 2024

Моделирование свободного падения струи газа на протопланетный диск <i>В.В. Григорьев, Т.В. Демидова</i>	866
Распад рассеянных звездных скоплений и соотношение радиус-масса <i>А.В. Тутуков, С.В. Верещагин, Н.В. Чупинав</i>	885
Новый взгляд на структуру ближайшего околозвездного окружения звезды типа WTTS V718 Per <i>В.П. Гринин, Б.С. Сафонов, Н.В. Ефимова, О.Ю. Барсунова, И.А. Страхов, Г.А. Борман, С.Ю. Шугаров</i>	903
Пятенная активность карликовой звезды V772 Her <i>И.Ю. Алексеев, А.В. Кожевникова, В.П. Кожевников</i>	912
Новая формула для угловой скорости вращения жидких фигур равновесия <i>Б.П. Кондратьев</i>	921
Следует ли ожидать дальнейшего ускорения вращения Земли в ближайшие годы? <i>З.М. Малкин</i>	929

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОБОДНОГО ПАДЕНИЯ СТРУИ ГАЗА НА ПРОТОПЛАНЕТНЫЙ ДИСК

© 2024 г. В. В. Григорьев*, Т. В. Демидова**

Крымская астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Крым, Научный, Россия

*E-mail: vitalygrigoryev@crao.ru

**proxima1@list.ru

Поступила в редакцию 20.03.2024 г.

После доработки 12.06.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

Проблему формирования экзопланет на наклонных орбитах по отношению к экваториальной плоскости родительской звезды или основной плоскости протопланетного диска можно решить путем введения наклонного диска меньшего размера. Однако остается открытым вопрос природы такого внутреннего диска. В данной работе успешно проверена гипотеза об образовании наклонного внутреннего диска в протопланетном диске около звезды типа Т Тау вследствие падения на него струи газа. Для проверки гипотезы выполнены трехмерные газодинамические расчеты с учетом вязкости и теплопроводности при помощи пакета PLUTO. В ходе анализа расчетов показано, что однократное пересечение потоком вещества плоскости диска не может обеспечить образование наклонного диска вблизи звезды, в то время как двукратное — может. Кроме того, в случае ретроградного падения вещества угол наклона образовавшегося внутреннего диска значительно больше. Также был выполнен анализ наблюдательных проявлений данного события: потенциальное изменение блеска звезды, распределение оптической толщины по углам, эволюция темпа аккреции. Показано, что падение блеска может достигать 5^m с учетом рассеянного света, причем подобное уменьшение яркости будет длиться несколько десятков лет. Кроме того, резкое увеличение темпа аккреции на два порядка потенциально может вызвать FU Ori-подобную вспышку.

Ключевые слова: газодинамическое моделирование, аккреция, протопланетные диски, звезды до Главной последовательности, звезды типа FU Ori

DOI: 10.31857/S0004629924100014 EDN: JMDYJY

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение наклона внутренней части остаточного диска звезды β Pic [1] стимулировало разработку теорий, объясняющих возникновение подобных неоднородностей в протопланетных дисках молодых звезд. В работах [2, 3] было показано, что наклон внутренних частей диска может быть следствием движения маломассивного компаньона на наклонной относительно плоскости диска орбите. Впоследствии была обнаружена и сама планета [4, 5] на расстоянии 8–15 а.е. В случае β Pic наклон орбиты составляет несколько градусов.

Похожая картина была обнаружена и в диске звезды CQ Tau (является представителем класса Ae Хербига), внутренняя часть диска которой наклонена на $\sim 30^\circ$ относительно внешней [6, 7].

Маломассивная звезда AA Tau являлась переменной звездой с колебаниями блеска с периодом 8.5 дней, который близок к периоду вращения

звезды [8]. Авторы связывают переменность звезды с ее периодическим экранированием наклонным внутренним диском, существование которого обусловлено наклоном оси магнитного диполя к оси вращения звезды. Однако в 2011 г. произошло падение блеска звезды на $\sim 2^m$ в полосе V , которое сопровождалось покраснением в ближней ИК области. До сих пор звезда не вернулась в яркое состояние [9]. В работе [10] был выполнен анализ изображения AA Tau, полученного в обзоре ALMA (Atacama Large Millimeter Array). Он показал, что протопланетный диск этой звезды имеет многополосную структуру в миллиметровой пыли. Кроме того, внутренний диск (размером ~ 10 а.е.) наклонен относительно периферии диска на $\sim 20^\circ$. А также авторы предполагают, что на поверхности диска имеется горб или поток вещества, соединяющий внутренний и внешний диски. Увеличение толщины внутреннего диска или прохождение по-

тока вещества на луче зрения может быть причиной существенного падения блеска звезды.

Наблюдение эффекта Росситера-МакЛафлина [11, 12] во время транзитов экзопланет по диску звезд показало, что у существенного количества объектов плоскость орбиты не совпадает с экваториальной плоскостью центральной звезды [13]. При этом наряду с наклонными, встречаются и перпендикулярные (например, WASP-7 [14]), и ретроградные орбиты (например, WASP-17 [15]).

Моделирование показало, что в случае, если луч зрения пересекает протопланетный диск звезды с маломассивным компаньоном на наклонной орбите, то кривая блеска наиболее вероятно имеет два минимума в течение орбитального периода компаньона [16]. Наклонные внутренние части протопланетного диска могут экранировать его периферию от излучения звезды. В работе [17] было показано, что за возвышающейся над диском внутренней областью должна присутствовать зона тени. При этом на самом изображении протопланетного диска имеется ярко выраженная подковообразная область [18, 19], которая не вращается вместе с диском. Похожие результаты были получены в работах [20, 21, 22].

Изображения дисков с подковообразными яркими областями получены с помощью интерферометра ALMA у объектов IRS48, HD142527, AB Aur, HD135344B [23]. Кроме того, в работе [24] обнаружена квазистационарная тень на диске HD135344B.

В случае, если угол наклона орбиты планеты $\geq 60^\circ$, то на изображении протопланетного диска могут быть заметны две симметричные тени при наблюдениях в рассеянном свете [21]. Подобная картина также наблюдается на изображениях, полученных в рассеянном свете, для дисков звезд HD142527 [25, 26] и HD100453 [27, 28]. При этом предполагается, что наклон внутреннего диска относительно внешнего достигает $\sim 70^\circ$. У объекта HD142527 был обнаружен субзвездный компаньон на вытянутой орбите [29, 30].

При наблюдениях в субмиллиметровом диапазоне две симметричные теневые области могут наблюдаться и при меньших углах наклона диска [19]. Примерами объектов с двумя теневыми областями при наблюдении на ALMA являются SR21, J1604–2130, LkCa15, Sz91 [23].

Остается открытым вопрос формирования планеты на наклонной относительно диска орбите. Является ли наклон внутреннего диска следствием движения планеты или сама планета сформировалась из вещества наклонного внутреннего диска?

В ряде работ было показано, что орбита планеты стремится уменьшить свои эксцентриситет и угол наклона вследствие взаимодействия с веществом протопланетного диска [31, 32]. Также в обзоре [23] описаны 38 объектов, показывающих асимметрии на изображениях своих дисков. При этом отмечено, что лишь у нескольких объектов имеются свидетельства наличия компаньона.

Одним из механизмов искажения плоскости протопланетного диска является захват звездой облачка (cloudlet) из остатков протозвездного облака. Падение облачка на протопланетный диск может быть причиной формирования экзопланеты на наклонной сильно вытянутой или ретроградной орбите [33]. Захват облачка из протопланетного диска и его аккреция на звезду были промоделированы в работах [34, 35, 36]. Было показано, что падение облачка может привести к возникновению наклона внешней части диска относительно внутренней, а также к эллиптической форме диска. Кроме того, в случае ретроградного падения облачка разные части диска могут двигаться в противоположных направлениях. Впервые возможность формирования вложенных дисков с противоположным направлением движения за счет падения вещества из межзвездной среды была показана в работе [37]. Расчеты с учетом магнитного поля диска и облака проведены в работе [38]. Авторами было показано, что если размер облачка меньше или равен толщине диска, то магнитное поле замедляет вращение падающего вещества, но в случае достаточно большого облачка вещество может двигаться со сверхкеплеровской скоростью.

Двумерные расчеты [39] показали, что в массивных дисках под действием гравитационной неустойчивости могут формироваться сгустки вещества с массами в несколько десятков масс Юпитера. Они могут аккрецировать на звезду, вызывая всплеск ее аккреционной активности. Кроме того, такие сгустки могут быть выброшены из системы в межзвездное пространство [40, 41]. В работе [34] была отмечена возможность формирования плотных сгустков из остатков протозвездного облака, при этом аккреция таких сгустков может происходить на внутренние части родительской протозвезды (~ 7 а.е.)

Столкновение такого сгустка с протопланетным диском протозвезды или другой звезды в плотном звездном скоплении должно привести к искажению плоскости диска в области его падения, что, в свою очередь, может способствовать формированию планеты на наклонной орбите. Последствия такого падения были исследованы в работах [42, 43, 44]. Предполагалось, что сгусток и диск достигли теплового

равновесия. Рассматривалась задача распада дугообразного возмущения с наклоном начального вектора скорости относительно плоскости диска во вращающейся среде диска в предположении мгновенного и дискретного падения струи газа.

При приближении облака к звезде оно может вытягиваться в струю конечного размера. Подобные структуры были недавно обнаружены на изображениях, полученных с помощью ALMA, у нескольких протопланетных дисков [45]. Например, струеподобная структура наблюдается у молодых объектов SU Aur [46] и DG Tau [47]. Таким образом падение плотных газовых потоков на протопланетный диск не является исключительным событием. При этом в работе [48] показано, что вещество струи может удерживаться от рассеяния межзвездным газом более высокой температуры. Авторы исследовали падение струи до соприкосновения с протопланетным диском.

В данной работе мы проводим трехмерное моделирование падения струи вещества на внутреннюю часть протопланетного диска и рассматриваем в динамике реакцию протопланетного диска. Выполнено исследование физических свойств и наблюдательных проявлений такого события. В частности, проанализировано искажение внутренней области диска, изменение темпа аккреции, вариации плотности на луче зрения.

2. МОДЕЛЬ И МЕТОД

2.1. Основные уравнения

Будем решать систему нестационарных газодинамических уравнений, описывающих эволюцию потока газа вокруг молодой звезды типа T Tau при помощи пакета PLUTO¹ [49] в сферической системе координат (R, θ, φ) : $144 \times 60 \times 144$ ячеек в области $[0.2; 107.2]$ а.е. $\times [15^\circ; 165^\circ] \times [0^\circ; 360^\circ)$.

Уравнение неразрывности,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

включает в себя плотность газа ρ и полную скорость \mathbf{v} . Уравнение движения газа запишем с учетом вязкости:

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} - p \hat{I})^T = -\rho \nabla \Phi + \nabla \cdot \Pi(\mathbf{v}) \quad (2)$$

Здесь p — давление газа, \hat{I} — единичная матрица, $\Phi = -GM_*/R$ гравитационный потенциал, создаваемый звездой (G — гравитационная постоянная,

$M_* = 1M_\odot$ — масса звезды, R — расстояние до звезды, M_\odot — масса Солнца) и $\Pi(\mathbf{v})$ — тензор вязких напряжений:

$$\Pi(\mathbf{v}) = \nu_1 [\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T] + \left(\nu_2 - \frac{2}{3} \nu_1 \right) (\nabla \cdot \mathbf{v}) \hat{I}, \quad (3)$$

ν_1 — коэффициент кинематической вязкости, ν_2 — вторая вязкость (полагается равной нулю).

Уравнение энергии запишем с учетом теплопроводности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\epsilon_t + \rho \Phi)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\epsilon_t + p + \rho \Phi) \mathbf{v}] = \\ = \nabla \cdot (\mathbf{v} \cdot \Pi(\mathbf{v})) + \nabla \cdot \mathbf{F}_c. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь полная плотность энергии $\epsilon_t = \rho \epsilon + \rho \mathbf{v}^2 / 2$ включает в себя удельную внутреннюю энергию газа ϵ . Поток тепла определяется через коэффициент теплопроводности κ и градиент температуры газа T : $\mathbf{F}_c = \kappa \cdot \nabla T$.

Для замыкания системы уравнений (1–4) используется уравнение состояния идеального газа: $p = \rho \epsilon (\gamma - 1)$, $\gamma = 7 / 5$.

Отдельно отметим, что в данной работе не рассматривались процессы, связанные с переносом излучения (нагрев УФ-излучением от горячих областей звезды, охлаждение пыли). Также не учитывалась самогравитация диска: гравитационный потенциал Φ оставался неизменным в течение расчетов.

2.2. Модели кинематической вязкости и теплопроводности

Скорость движения вещества струи относительно вещества протопланетного диска весьма высока, поэтому при столкновении взаимное трение и теплообмен неизбежны. Вещество струи будет терять заметную долю кинетической энергии вследствие такого взаимодействия, поэтому расчет вязкости и теплопроводности производился не только с учетом турбулентных членов, а более сложным образом.

Весь газ в течение расчетов считается идеальным и, в пределах отдельной ячейки, однородным. Однако стоит иметь в виду, что, в зависимости от плотности и температуры, газ может быть в разном состоянии (в частности, ионизован), что определяет его итоговую вязкость и теплопроводность. Каждый из этих коэффициентов складывается из трех составляющих: для нейтрального газа, ионизирован-

¹ <http://plutocode.ph.unito.it/>

ного, а также турбулентного слагаемого. Приведенные ниже формулы записаны в системе СГС.

Динамическая вязкость нейтрального водорода рассчитывалась согласно модели твердых сфер:

$$\mu_{\text{neutral}} = 1.016 \times \frac{5}{16d^2} \sqrt{\frac{2m_{\text{H}}k_b T}{\pi}}, \quad (5)$$

где $d = 2.9 \times 10^{-8}$ см (диаметр молекулы водорода), m_{H} – масса атома водорода, k_b – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Вязкость ионизированной плазмы определялась на основании формул Брагинского [50]:

$$\mu_{\text{ion}} = 0.96 \frac{k_b T}{\rho} \tau_i, \quad (6)$$

где τ_i – характерное время столкновений между ионами в полностью ионизированной плазме.

Турбулентная вязкость задавалась согласно модели Шакуры-Сюняева [51]:

$$\mu_{\text{turb}} = \alpha \rho c_s H, \quad (7)$$

где $\alpha = 0.001$, c_s – локальная скорость звука, а H – характерный вертикальный масштаб диска (в начальный момент времени определяется формулой (13), см. ниже). В расчетах было принято, что $H = \frac{c_s}{\Omega}$, где Ω – локальная кеплеровская угловая скорость.

Данное соотношение применимо в случае вертикального гидростатического равновесия, которое сохраняется до касания вещества струи с поверхностью диска. В дальнейшем, когда начальная плоскость диска искажается, может быть выделена поверхность максимальной плотности, относительно которой можно оценить средний характерный вертикальный масштаб диска (по аналогии с распределением (12), см. ниже: $\frac{\rho(r, \phi, z - z_0 = H)}{\rho_{\text{max}}(r, \phi, z_0)} = e^{1/2}$ при фиксированных r и ϕ).

Расчеты показали соответствие по порядку величины полученного таким образом характерного вертикального масштаба диска и отношения скорости звука к локальной кеплеровской скорости в течение всего времени моделирования. Отклонение $\frac{c_s}{\Omega}$ от значения H может быть скорректировано вариациями параметра α в пределах $10^{-4} - 10^{-2}$. Вариации α могут быть обоснованы физическими процессами, протекающими в диске и влияющими на перенос углового момента

(см., напр., [52]), но не учитываемыми при данном моделировании.

Теплопроводность нейтрального водорода определялась также на основании модели твердых сфер:

$$\kappa_{\text{neutral}} = \frac{1}{3} \rho c_v \lambda v_{\text{therm}}, \quad (8)$$

где c_v – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, λ – длина свободного пробега молекулы (но не более размера расчетной ячейки), v_{therm} – тепловая скорость газа.

Теплопроводность ионизированного водорода в первую очередь определяется электронами, поэтому ее можно вычислить на основании формул Брагинского:

$$\kappa_{\text{el}} = 2 \times 10^{-8} T^{5/2}. \quad (9)$$

Будем считать, что турбулентное число Прандтля равно 1, тогда турбулентная теплопроводность определяется на основании известной турбулентной вязкости:

$$\kappa_{\text{turb}} = c_p \mu_{\text{turb}}, \quad (10)$$

где c_p – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении.

Итоговые вязкость и теплопроводность вычисляются так:

$$\begin{aligned} \rho v_l &= (1 - x_{\text{HI}}) \mu_{\text{ion}} + x_{\text{HI}} \mu_{\text{neutral}} + \mu_{\text{turb}}, \\ \kappa &= (1 - x_{\text{HI}}) \kappa_{\text{el}} + x_{\text{HI}} \kappa_{\text{neutral}} + \kappa_{\text{turb}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где x_{HI} – доля нейтрального водорода, которая вычислялась на основании равновесия процессов ионизации и рекомбинации водорода в ячейке.

Мотивация использования столь нетривиальной модели транспортных коэффициентов такова. В короне диска, особенно вблизи звезды, доминируют ламинарные ионная вязкость и электронная теплопроводность, а в диске – турбулентные вязкость и теплопроводность. Поэтому необходимо создать достаточно гладкое и физичное представление соответствующих коэффициентов в зависимости от имеющихся макропараметров газа в каждой отдельной ячейке. Ввиду применения формул для полностью ионизированной плазмы естественным образом возникает вопрос о степени ионизации газа, что, в свою очередь, позволяет говорить о молекулярных транспортных коэффициентах.

Анализ этих коэффициентов показал, что молекулярная вязкость ничтожно мала по сравнению с турбулентной вязкостью, доминирующей в газовом «холодном» диске, и ионной, которая преобладает в разреженной «горячей» ионизированной короне диска. Однако в тонком переходном слое между

короной и диском ее вклад в общую вязкость может составлять долю процента.

Молекулярная теплопроводность также пренебрежимо мала по сравнению с турбулентной в плоскости диска, но становится сравнима с ней при переходе от диска к короне. В самой короне, ввиду ее ионизации, вклад молекулярной теплопроводности нулевой. Кроме того, при пересечении сгустком плоскости диска происходят активные процессы нагрева и перемешивания вещества, тем самым можно ожидать создание условий, сходных с теми, что изначально присутствуют в области между диском и короной.

Таким образом, хотя вклад молекулярных вязкости и теплопроводности невелик, их учет позволяет создать более полную и аккуратную модель для данных транспортных коэффициентов в рамках газодинамического приближения.

2.3. Начальные и граничные условия, единицы измерения

Все макроскопические параметры газа задаются в условной системе единиц (code units). Основные параметры этой системы перечислены в табл. 1.

Так же, как и в статье [42], зададим начальное распределение плотности в диске:

$$\rho(r, z, 0) = \frac{\Sigma_0}{\sqrt{2\pi}H(r)} \frac{r_{\text{in}}}{r} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2(r)}\right), \quad (12)$$

$$\Sigma_0 = \frac{M_{\text{disk}}}{2\pi r_{\text{in}}(r_{\text{out}} - r_{\text{in}})}.$$

Здесь $r = R\sin\theta$ – цилиндрический радиус, z – высота над экватором, $H(r)$ – характерная полутол-

щина диска на этом радиусе, r_{in} – внутренний радиус диска, Σ_0 – средняя поверхностная плотность диска, M_{disk} – начальная масса диска (во всех расчетах задается равной $0.01 M_{\odot}$).

Полугулщина диска зависит от температуры в экваториальной плоскости диска T_{mid} на данном радиусе:

$$H(r) = \sqrt{\frac{\kappa T_{\text{mid}}(r) r^3}{GM_* \mu m_{\text{H}}}}, \quad (13)$$

$$T_{\text{mid}}(r) = \sqrt[4]{\frac{\Gamma}{4}} \sqrt{\frac{R_*}{r}} T_*,$$

где величины R_* и T_* означают радиус и температуру звезды, коэффициент $\Gamma = 0.05$ [53, 54], молярный вес газа в диске $\mu = 2.35$ [55].

Плотность в ячейке ограничена снизу значением $10^{-12} \rho_0$, и вся область, занятая столь разреженной средой, считается короной с температурой 1.5×10^6 К.

Скорость каждой точки диска задается исходя из кеплеровского приближения: $\mathbf{v} = (v_R, v_\theta, v_\phi) = (0, 0, \sqrt{GM_* / R})$. В случае расчетов с ретроградным падением вещества начальная азимутальная скорость заменяется на отрицательную: $v_\phi \rightarrow -v_\phi$. Таким образом при ретроградном падении струи диск вращается по часовой стрелке в плоскости xu , а при сонаправленном – против.

Левое граничное условие по R задается из соображений равенства тепловых турбулентных потоков, непрерывности вязкого турбулентного потока и сохранения энтропии. Значения в граничных ячейках

Таблица 1. Единицы нормировки

Параметр	Обозначение	Значение	Ед. СГС	Комментарий
Единица массы	M_0	1.98×10^{33}	г	M_{\odot}
Единица длины	L_0	1.496×10^{13}	см	1 а.е.
Единица времени	t_0	3.16×10^7	с	1 год
Единица плотности	ρ_0	5.94×10^{-7}	г/см ³	M_0 / L_0^3
Единица скорости	v_0	4.74×10^5	см/с	$2\pi L_0 / t_0$

обозначаются нижним индексом b , без индекса – в расчетных приграничных ячейках:

$$\begin{aligned} \kappa_{\text{turb } b} \frac{\partial T_b}{\partial R} &= -\kappa_{\text{turb}} \frac{\partial T}{\partial R}, \\ v_{\text{turb } b} \frac{\partial \rho_b v_b}{\partial R} &= v_{\text{turb}} \frac{\partial \rho v}{\partial R}, \\ \rho_b &= \rho(T_b / T)^{2.5}, \end{aligned} \quad (14)$$

при этом компонент v_{Rb} всегда направлен в сторону звезды или нулевой.

Правое граничное условие по R соответствует начальному состоянию вещества в диске. Установлены свободные граничные условия по θ с обеих сторон и периодические граничные условия по Φ .

2.4. Начальные параметры вещества струи

В начальный момент времени одна расчетная ячейка (размером ~ 0.8 а.е.) на расстоянии $R = 20$ а.е. от звезды заполняется веществом с массой равной массе Юпитера, величина плотности в ней будет равна $\rho \approx 1 \times 10^{-9}$ г/см³. Начальная температура этого вещества равна 50 К. Начальные компоненты скорости газа в данной ячейке задаются такими, чтобы материальная точка, имеющая координаты центра этой ячейки, двигалась по параболической траектории с долготой восходящего узла $\Omega = 45^\circ$ относительно звезды. Было рассмотрено несколько вариантов движения струи и протопланетного диска, параметры которых перечислены в табл. 2. Все углы задаются в градусах.

Параметры расчетов подбирались так, чтобы первое пересечение плоскости диска центром масс падающего вещества было примерно в одном и том же месте ($R, \theta, \phi \approx (7.4 \text{ а.е.}, 0^\circ, 225^\circ)$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Предварительный статистический анализ движения тел по параболическим траекториям

Прежде, чем решать описанную выше газодинамическую задачу полезно выполнить анализ веро-

ятности пересечения плоскости диска телом, летящим к звезде извне.

Предполагалось, что величина полной скорости падающего вещества в начальный момент времени была равна скорости убегания от звезды $V_{\text{II}}(R) = \sqrt{\frac{2GM_*}{R}}$, но направлена к звезде. При таком пролете возможно либо двойное, либо одиночное пересечение плоскости диска. Поэтому было выполнено исследование движения тела по параболе относительно плоскости диска, ограниченной радиусом $R = 100$ а.е. 10^6 частиц были размещены на параболических орбитах на расстоянии $R = 200$ а.е. Параметры орбит задавались случайным образом: перигелическое расстояние (q) – в диапазоне $0.05 - 100$ а.е., наклонение $0^\circ \leq i \leq 180^\circ$, аргумент (ω) и долгота (Ω) перигелия в пределах $[0^\circ; 360^\circ]$.

Для оценки было достаточно считать, что частицы гравитационно притягиваются лишь к звезде, а влияние диска (газодинамическое торможение, притяжение) не учитывалось. Интегрирование орбит было выполнено с помощью метода Булирша-Штера [56], реализация которого описана в работе [57]. Результаты расчета были усреднены по трем вариантам начальных данных.

Расчеты показали, что одиночное пересечение плоскости диска встречается в 73% случаев, а двойное – в 27%. Однако количество орбит, дважды пересекающих плоскость диска, растет с уменьшением аргумента перигелия q . Так, при фиксированном значении $q = 5$ а.е. (остальные параметры соответствуют описанному выше) двойные пересечения составляют 76%.

3.2. Однократное пересечение плоскости диска

Рассматривалось два варианта однократного пересечения плоскости диска. В первом случае поток вещества двигался по параболе в том же направле-

Таблица 2. Начальные параметры орбиты падающего вещества струи

Параметр	ДП-45	ДП-p45	ДП-60	ДП-p60	ДП-30	ДП-p30	ОП-45	ОП-p45
$i,^\circ$	45	45	60	60	30	30	45	45
$\omega,^\circ$	-110	-110	-110	-110	-110	-110	-30	-30
$q, \text{ а. е.}$	5	5	5	5	5	5	7.4	7.4

Примечание. Обозначения параметров исходной параболической траектории: i – наклон к плоскости xy , ω – аргумент перигелия и q – перигелическое расстояние. ДП – модель с двойным пересечением плоскости xy исходной параболической траекторией, ОП – с одиночным. Пометка «p» означает обратное вращение диска (ретроградная модель).

нии, что и вещество диска, во втором случае движение было обратным (ретроградным).

При движении к диску вещество растягивается в струю газа, которая движется вдоль исходной параболической орбиты до момента t_{c1} касания с диском. Поэтому расстояние R_{c1} от звезды в момент пересечения плоскости диска центром масс падающего вещества практически совпадают с таковыми для невозмущенной орбиты тела, движущегося по параболе (рис. 1 и табл. 3). В процессе столкновения вещество струи и диска смешивается, и орбита вещества меняется, часть вещества струи захватывается гравитацией звезды, а другая, пройдя сквозь диск, улетает за пределы расчетной области.

На момент времени 50 лет после начала расчетов (когда взаимодействие струи с диском уже произошло, но вещество сгустка еще не достигло внешней границы расчетной области) в модели ОП-45 количество вещества сгустка, саккрецировавшего на звезду или движущегося в расчетной области со скоростью, меньше локальной скорости убегания составляет 0.70 массы Юпитера. В ретроградном случае (ОП-р45) в этот же момент времени в пределах расчетной области захвачено 0.77 массы Юпитера согласно тому же критерию.

После пролета вещества струи сквозь вещество диска, он искажается как в горизонтальном, так и вертикальном направлении, а также меняется ско-

рость движения вещества. На рис 2 показано отношение локальной скорости вещества на поверхности максимальной плотности к кеплеровской скорости на заданном расстоянии для разных моделей. После столкновения внутрь и наружу диска распространяется однорукавная спиральная волна плотности. Возникают области, в которых текущая скорость меньше локальной кеплеровской скорости. В случае ретроградного падения обширная область диска имеет скорость в два раза меньше кеплеровской.

Первоначальная плоскость диска также искажается существенным образом. На рис. 3 цветом показаны значения вертикальной координаты z , при которой достигается максимальная плотность в ячейке с фиксированными (r, φ) в цилиндрических координатах. Видно, что через 150 лет после начала расчетов диск сильно искажен в вертикальном направлении. Периферия диска приподнята относительно его первоначальной плоскости. Видно, что и спиральная волна, распространяющаяся по диску, приподнята относительно его исходной плоскости. На внутренней части диска можно выделить области поверхности, поднимающиеся над исходной плоскостью диска и уходящие под диск, однако выделить наклонный внутренних диск не удается.

Ввиду наличия спиральной волны вследствие однократного пересечения плоскости диска веществом

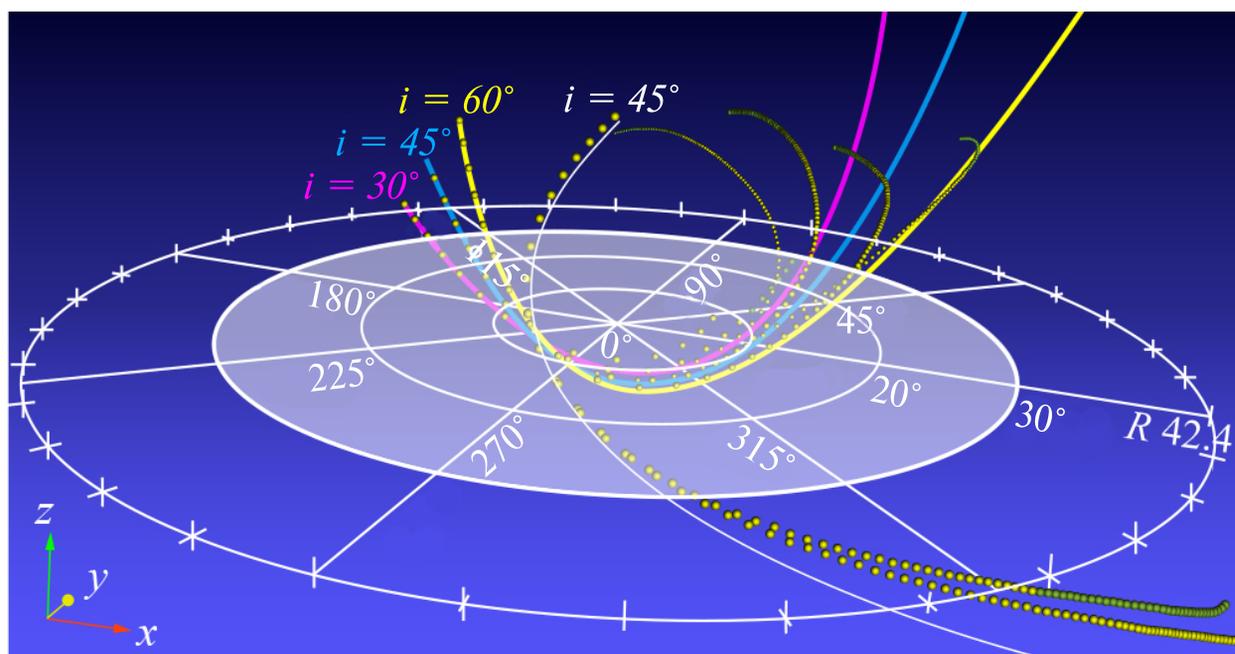


Рис. 1. Траектории полета центра масс падающего вещества в небесномеханическом приближении (цветные линии) и рассчитанные с учетом газодинамических эффектов (цветные шарики). Плоскость диска показана полупрозрачным белым цветом, наклон и азимутальные линии указаны в градусах, радиальная координата — в астрономических единицах.

Таблица 3. Моменты пересечения плоскости диска центром падающего вещества (t_i , в годах от начала расчетов) и расстояние до звезды (R_i , в а. е.) в эти моменты для рассчитанных моделей

Параметр	ДП-45	ДП-р45	ДП-60	ДП-р60	ДП-30	ДП-р30	ОП-45	ОП-р45
t_1 , ГОДЫ	6.7	6.7	6.9	6.9	6.6	6.6	9.3	9.3
t_{c1} , ГОДЫ	6.9	6.9	7.1	7.1	6.7	6.8	9.5	9.5
R_1 , а. е.	7.4	7.4	7.0	7.0	7.8	7.8	7.4	7.4
R_{c1} , а. е.	7.3	7.3	6.9	6.9	7.7	7.5	7.2	7.1
t_2 , ГОДЫ	14.9	14.9	16.2	16.2	14.0	14.0	—	—
t_{c2} , ГОДЫ	17.0	14.6	19.5	17.0	15.7	13.4	—	—
R_2 , а. е.	15.5	12.2	17.8	17.8	13.8	13.8	—	—
R_{c2} , а. е.	15.8	11.3	18.6	14.7	14.1	8.9	—	—

Примечание. Числовой индекс соответствует номеру пересечения. Индекс «с» — результаты, полученные из газодинамических расчетов, без этого индекса — в небесно-механическом приближении.

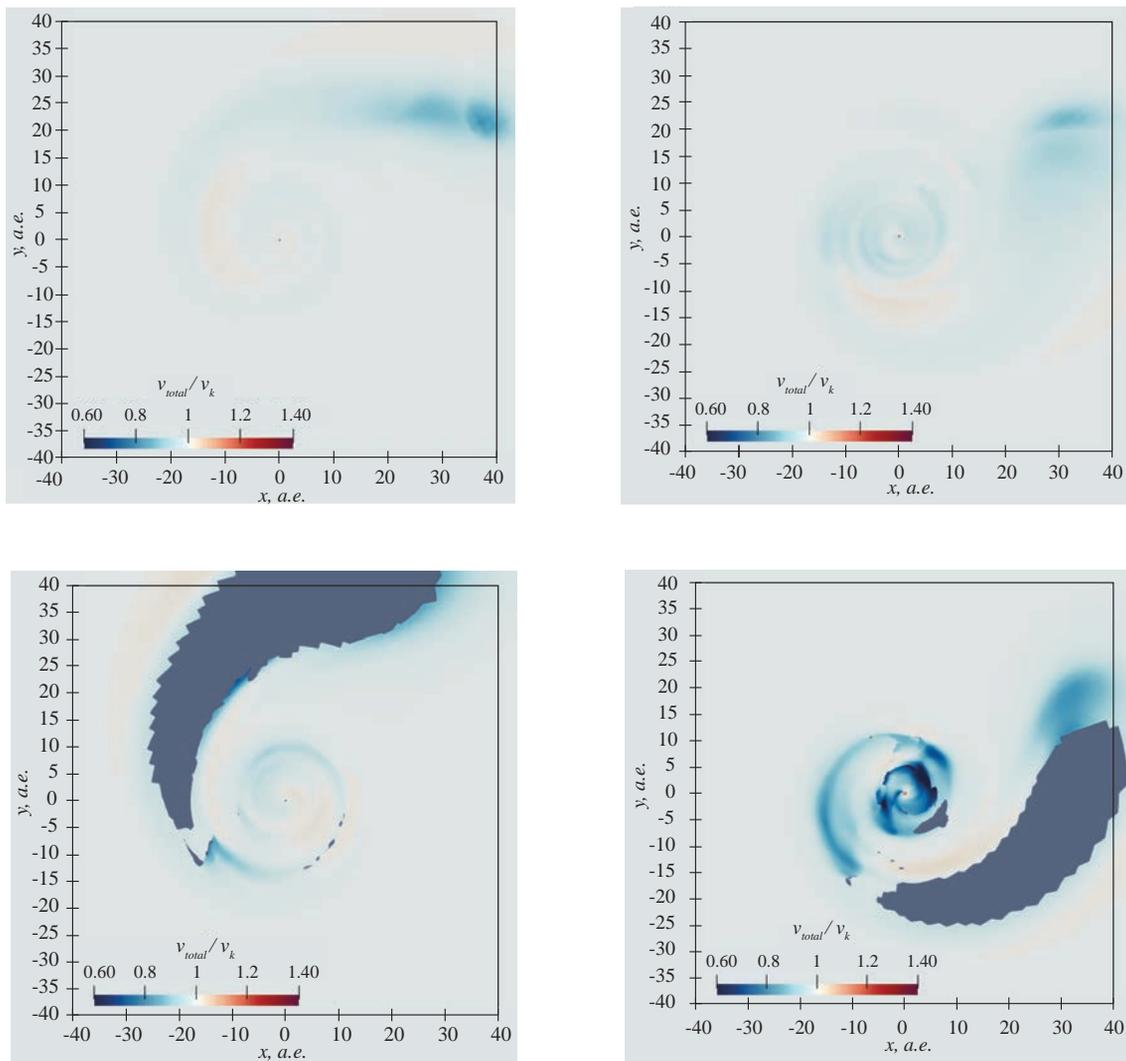


Рис. 2. Отношение полной скорости v_{total} к локальной кеплеровской скорости v_k на момент времени 50 лет для четырех моделей (слева направо, сверху вниз): ОП-45, ОП-р45, ДП-45, ДП-р45 на поверхности максимальной плотности.

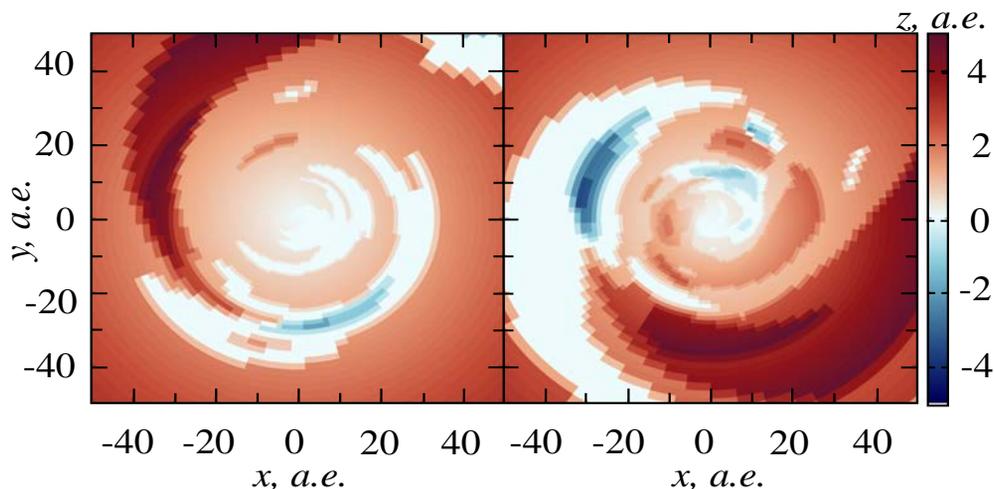


Рис. 3. Значения координаты z , при которой плотность вещества диска максимальна в ячейках при фиксированных (r, φ) на момент времени 150 лет от начала расчетов. Слева показан сонаправленный случай (ОП-45), справа ретроградный (ОП-p45).

струи можно сделать вывод, что если произойдет второе пересечение с противоположной стороны в противоположном направлении, то можно ожидать появления внутреннего наклонного диска, т.к. образуются две спиральные волны с противоположно направленными горбами, расходящиеся в разных направлениях. Кроме того, из-за наличия двух точек взаимодействия сгустка и диска, можно также ожидать увеличения доли массы сгустка, захваченной диском.

3.3. Двукратное пересечение плоскости диска

В ходе своего движения вещество струи движется по параболической траектории до первого касания, которое происходит в момент t_{c1} на расстоянии R_{c1} от звезды. Здесь происходит бурное перемешивание вещества струи с веществом диска, нагрев и увлечение части вещества диском. После этого центр масс упавшего вещества достигает перицентра орбиты и затем пересекает плоскость диска во второй раз в момент времени t_{c2} на расстоянии R_{c2} . Значения данных параметров для каждой модели приведены в табл. 3. Все эти моменты времени и расстояния отличаются от рассчитанных в небесно-механическом приближении, т.к. в рамках последнего не предполагается наличия торможения и взаимодействия вещества. Однако соответствующие траектории близки друг к другу практически до момента второго касания с исходной плоскостью диска (рис. 1).

Как и предполагалось, при двукратном пересечении исходной плоскости диска по диску распространяется несколько спиральных волн. Уменьшение скорости вещества происходит за счет взаимного сокращения

угловых моментов струи и диска. Через 50 лет после начала расчетов скорости вещества вблизи звезды заметно меньше локальных кеплеровских (рис. 2). При этом в случае ретроградного падения существуют области, где полная скорость газа составляет меньше 65% от кеплеровской скорости. Наличие таких скоростей должно приводить к ускорению падения вещества на звезду, как ранее показано в работе [42].

На момент времени 50 лет после начала расчетов можно оценить суммарную массу вещества сгустка, которая движется медленнее, чем локальная вторая космическая скорость, а также упала на звезду. Для моделей ДП-60 и ДП-p60 она равна 0.84 и 0.85 масс Юпитера соответственно, для моделей ДП-45 и ДП-p45 – 0.87 и 0.89 соответственно, для моделей ДП-30 и ДП-p30 – 0.90 и 0.91 соответственно.

На рис. 4 показано распределение величины плотности вдоль поверхности максимальной плотности в диске в модели ДП-p45 на момент времени 90 лет, что хорошо иллюстрирует искажение плоскости диска. Можно заметить, что искажение существенно неоднородно, присутствуют спиральные волны плотности и разряжения, наличие волн заметно и на рис. 5, а область, подверженная искажению, простирается более чем на 40 а.е. от звезды. Хорошо заметно, что центральная внутренняя часть диска значительно наклонена относительно периферии, что мы и будем называть внутренним наклонным диском.

Значения вертикальной координаты z , при которой достигается максимальная плотность, показаны на рис. 5 в момент времени 150 лет. В данном случае можно выделить квазисимметричные иска-

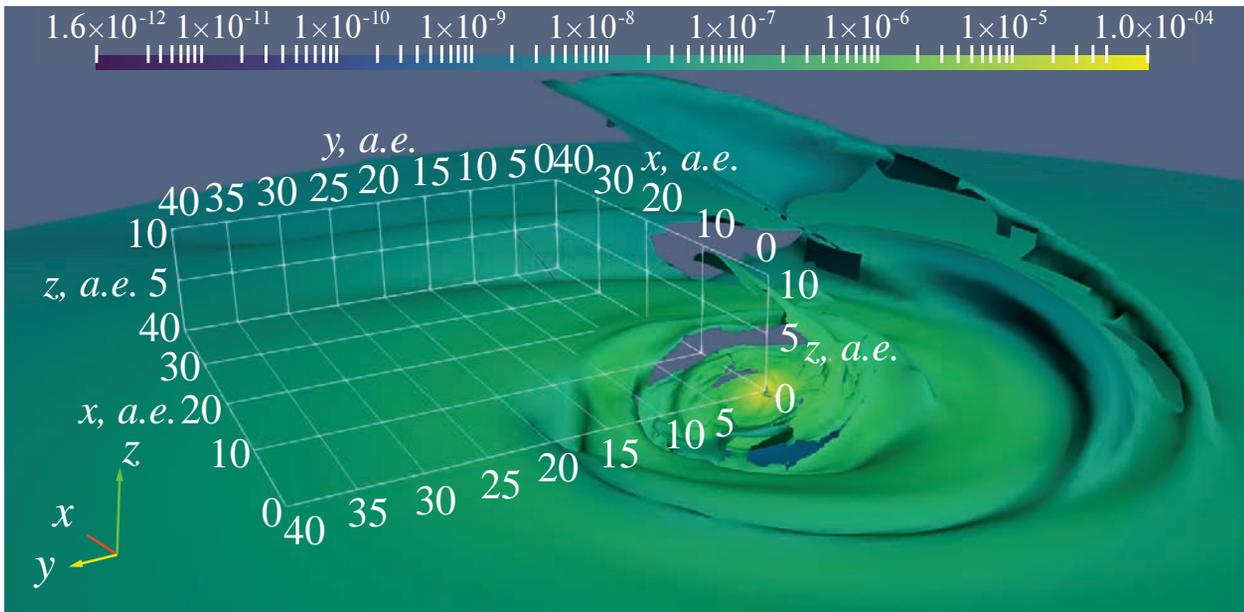


Рис. 4. Поверхность максимальной плотности на момент времени 90 лет относительно начала расчетов в модели ДП-р45. Цветом показана плотность в единицах ρ_0 . Координатный параллелепипед показан для масштаба.

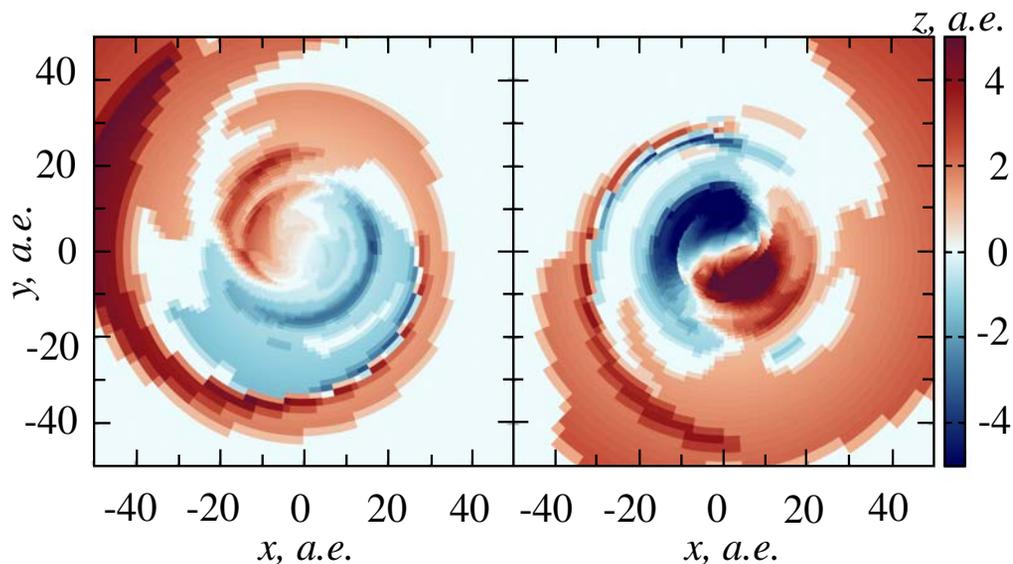


Рис. 5. То же, что и на рис. 3 для случая двукратного пересечения параболической орбитой плоскости диска.

жения плоскости диска во внутренней его части, половина которой смещена в положительную часть оси z , а вторая — в отрицательную. При этом для сонаправленного и ретроградного падения вещества картина смещения области повышенной плотности диаметрально противоположна. Такой эффект связан с тем, что диск в сонаправленном случае вращается

против часовой стрелки, а в ретроградном — по часовой. На рис. 5 струя движется от наблюдателя, пересекает картинную плоскость и уходит под диск, а затем выходит из него по направлению к наблюдателю. Соответственно, области диска, в которых вещество сначала уходит под диск, а потом поднимается, смещаются в направлении кеплеровского вращения

диска: против часовой стрелки в случае сонаправленного падения, и по часовой в ретроградном случае.

Положение областей максимальной плотности вдоль двух азимутальных углов $\varphi = 135^\circ$ и $\varphi = 315^\circ$ (поскольку вблизи этого направления наклон внутреннего диска максимален для моделей ДП-45 и ДП-р45) показано на рис. 6 для трех моментов времени 50, 100 и 150 лет от начала расчетов. Видно, что в ретроградном случае внутренний диск заметно наклонен относительно периферии, тогда как при сонаправленном пролете этот наклон менее выражен. Таким образом, ретроградное падение струи на протопланетный диск приводит к формированию выделенного наклонного внутреннего диска с заметным наклоном относительно первоначальной плоскости диска. Кроме того, на рис. 6 можно в динамике проследить распространение спиральной волны плотности по диску: волнообразное искажение вертикальной плоскости диска со временем смещается от области столкновения со струей к периферии.

Первоначальный угол наклона орбиты падающего вещества относительно плоскости диска оказывает влияние на угол наклона внутреннего диска. В табл. 4 перечислены параметры внутреннего наклонного диска в три момента времени для всех моделей с двукратным пересечением. Граница внутреннего диска является расходящейся спиральной волной на поверхности максимальной плотности,

гребень которой находится по разные стороны от плоскости XU , что затрудняет надежное определение размеров. Поэтому размер внутреннего диска R_{warp} определялся средним радиусом этой расходящейся спиральной волны. В пределах R_{warp} от звезды вычислялась средняя нормаль к поверхности максимальной плотности, после чего определялись угол i между этой нормалью и осью z (он же — угол между плоскостями дисков) и угол Φ — азимут нормали, который на 90° отстоит от линии узлов (то есть линии, по которой плоскости внешнего и внутреннего диска пересекаются, Φ не следует путать с обозначением гравитационного потенциала, введенным ранее).

Видно, что с течением времени наклонная область расширяется вдоль радиуса диска. При этом в случае моделей сонаправленного падения струи угол наклона внутреннего диска мало меняется или убывает, тогда как при ретроградном падении угол наклона диска, в основном, увеличивается со временем (более подробный анализ эволюции варпа в модели ДП-р45 описан в работе [58]), кроме модели ДП-р30, где наклон уменьшается. В случае падения вещества струи под углом 30° к плоскости диска выделить область внутреннего диска достаточно сложно ввиду большого количества гребней и впадин на поверхности максимальной плотности, особенно в моменты времени, близкие к моменту падения.

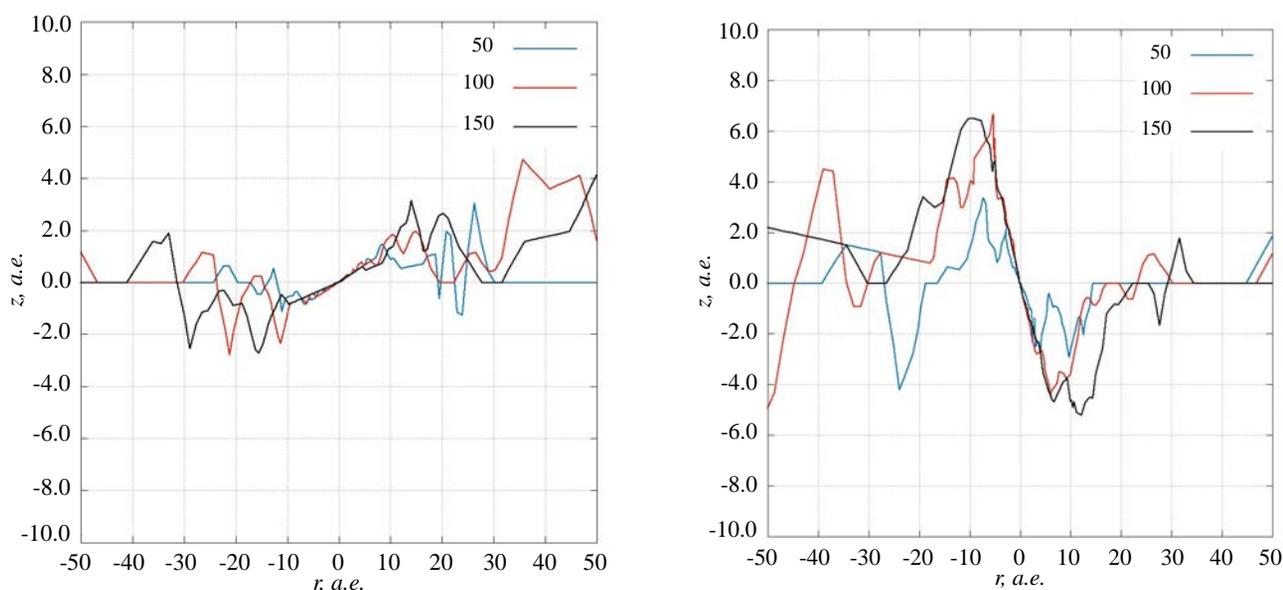


Рис. 6. Значения координаты z , при которой плотность вещества диска максимальна в зависимости от расстояния (r) при фиксированном $\varphi = 135^\circ$ ($r > 0$) и $\varphi = 315^\circ$ ($r < 0$) в моменты времени 50 лет (синяя линия), 100 лет (красная линия) и 150 лет (черная линия) от начала расчетов. Слева показан случай сонаправленного падения, справа ретроградного.

Таблица 4. Параметры внутреннего наклонного диска для моделей с двукратным пересечением плоскости диска

t, годы	Параметр	ДП-45	ДП-p45	ДП-60	ДП-p60	ДП-30	ДП-p30
50	$i,^\circ$	8	22	10	17	5	23
	$\Phi,^\circ$	309	107	308	129	311	109
	R_{warp} , а. е.	7	7	7	7	11	7
100	$i,^\circ$	9	20	11	26	7	16
	$\Phi,^\circ$	310	103	312	106	312	71
	R_{warp} , а. е.	11	9	10	9	12	12
150	$i,^\circ$	8	25	8	16	6	10
	$\Phi,^\circ$	314	106	328	121	317	77
	R_{warp} , а. е.	15	13	13	13	15	15

Примечание. i — угол к плоскости xy (начальной плоскости диска), Φ — азимут нормали, R_{warp} — максимальный размер на моменты времени 50, 100, 150 лет.

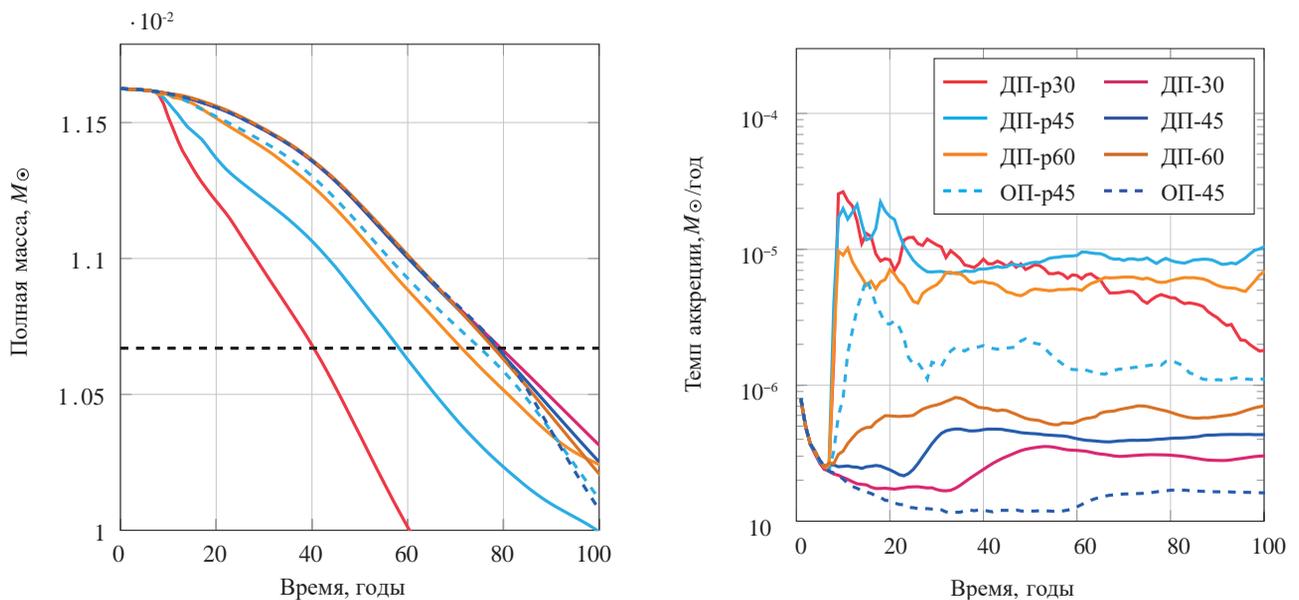


Рис. 7. Слева: изменение массы вещества в расчетной области в зависимости от времени. Сплошные линии соответствуют моделям с двойным пересечением плоскости диска, штриховые — с одиночным. Черной штриховой линией на левом графике показана начальная масса диска (без вещества струи). Справа показан темп аккреции внутрь сферы радиуса $R = 0.2$ а. е. в зависимости от модели. Легенда общая для обоих графиков.

Чем больше исходный угол наклона орбиты падающего вещества, тем менее возмущенным и более симметричным получается наклонный внутренний диск.

Отдельно отметим, что в случае проградного падения струи плоскость внутреннего диска ориентирована по азимуту примерно в ту же сторону, что

и плоскость исходной орбиты струи (угол Φ отличается от 225° примерно на $\sim 90^\circ$). В случае ретроградного падения такого согласия не наблюдается.

3.4. Масса диска и темп аккреции

Общая масса вещества в расчетной области убывает за счет аккреции на звезду и истечения вещества

за пределы расчетной области (рис. 7 слева). В моделях с сонаправленным с вращением диска падением струи (ОП-45, ДП-30, ДП-45 и ДП-60) масса вещества меняется со временем практически одинаково на протяжении всего времени расчета. В случае ретроградного пролета примерно через 9 лет масса вещества начинает заметно убывать, этот процесс связан с резким ростом темпа аккреции на звезду. Общая масса становится равна первоначальной массе диска через 40–80 лет после начала расчетов.

Кроме того, в системе меняется темп аккреции на звезду (количество вещества, прошедшее за единицу времени через минимальную границу по R), он может заметно увеличить общую светимость системы, тем самым повлияв на вид кривой блеска.

Темп аккреции в начальный момент времени составляет $\dot{M} \approx 3 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. В моделях с сонаправленным падением струи темп аккреции слабо меняется после столкновения и остается на том же уровне. При ретроградном падении темп аккреции резко возрастает. При этом в случае одинарного пересечения плоскости диска (ОП-р45) он возрастает за 4 года примерно в 20 раз. Тогда как, в случае двойного пересечения орбитой плоскости диска, темп аккреции возрастает за 2 года примерно в 100 раз (рис. 7 справа), затем, в среднем, за 50 лет темп аккреции падает примерно в 3 раза. Таким образом, в случае ретроградного падения струи по орбите, дважды пересекающей плоскость диска, возможна

FU Ori-подобная вспышка светимости вследствие быстрого роста темпа аккреции [59, 60, 61].

3.5. Оптическая толщина диска

Поскольку распределение вещества протопланетного диска заметно искажается после падения на диск струи вещества, меняется и количество пыли на луче зрения. Ввиду того, что пылинки субмикронных и микронных размеров дают основной вклад в экстинкцию в видимом диапазоне спектра, лучевые концентрации рассчитывались только для такой мелкой пыли. Для того, чтобы рассчитать количество мелкой пыли на луче зрения, плотность вещества в диске интегрировалась вдоль радиуса для фиксированных значений θ и Φ . Предполагалось, что полная масса мелкой пыли во всем диске составляет $10^{-5} M_{\odot}$. При массе газового диска $M_g = 0.01 M_{\odot}$ считалось, что отношение массы пыли к массе газа 1:100 как в среднем в межзвездной среде, а количество мелкой пыли составляет 10% от общего количества пыли в диске. Увеличение массы мелкой пыли пропорционально увеличивает лучевую концентрацию и, соответственно, оптическую толщину.

На рис. 8 показано поведение плотности пыли на луче зрения в момент времени 10 лет в зависимости от направления луча зрения для всех значения Φ и θ в ячейках. Видно, что при ретроградном падении вещество диска поднимается над первоначальной плоскостью выше, чем в сонаправленном, что приводит к заметному увеличению плотности на лучах зрения, пересекающих плоскость диска под большим углом. При этом в случае модели, в которой исходная

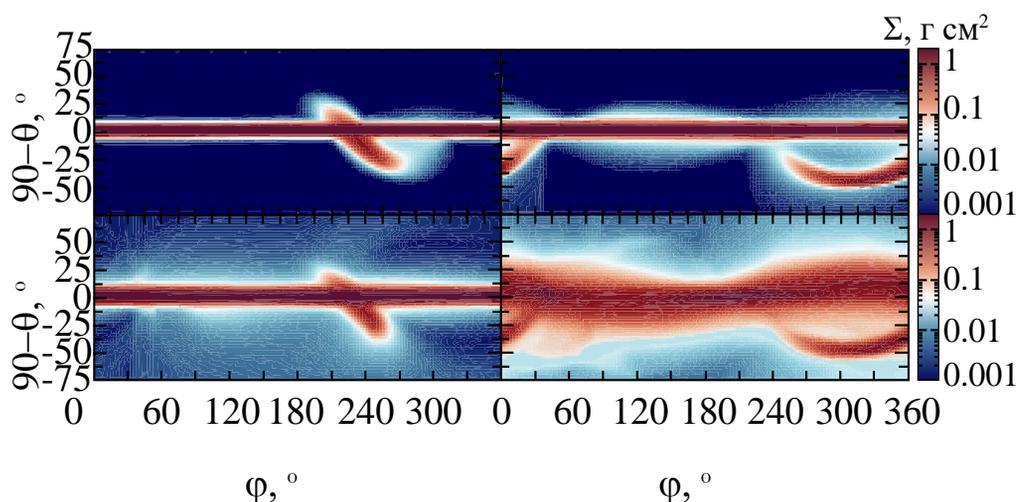


Рис. 8. Цветом показана лучевая концентрация пылевого вещества в зависимости от направления луча зрения по азимуту (Φ) и наклону (θ) на момент времени 10 лет. Слева показаны модели, в которых орбита падающего вещества пересекает плоскость диска один раз (ОП-45 сверху и ОП-р45 снизу), справа двойное пересечение (ДП-45 сверху и ДП-р45 снизу) диска.

орбита вещества струи дважды пересекает плоскость диска, существенная плотность на луче зрения может наблюдаться под углом $> 50^\circ$ к плоскости диска. Интересно отметить, что с уменьшением угла наклона первоначальной орбиты падающего вещества, вещество диска поднимается выше над исходной плоскостью (рис. 9). Это, по-видимому, связано с тем, что падающее вещество проходит больший путь в диске, тем самым сильнее возмущая его.

Чтобы рассчитать оптическую толщину мелкой пыли на луче зрения, необходимо лучевую концентрацию умножить на коэффициент поглощения. Он может быть принят равным $250 \text{ см}^2/\text{г}$ для полосы V фотометрической системы Джонсона [62]. Оптическая толщина для избранного направления $\phi = 90^\circ$ и $\theta = 45^\circ$ показана на рис. 10 для модели ДП-р45. Видно, что в момент времени ~ 10 лет после начала расчетов оптическая толщина стремительно растет и в течение нескольких лет доходит до максимума. Затем происходит плавное уменьшение оптической толщины. Качественно похожая картина наблюдается и для других направлений луча зрения.

Если бы изменение блеска I происходило только за счет поглощения, изменение звездной величины соответствовало бы значению τ : $\Delta m = -2.5 \lg \left(\frac{I e^{-\tau}}{I} \right) = 2.5 \tau \lg(e) \approx \tau$. Однако падение блеска звезды при затмении областью на диске ограничено рассеянным светом от всего диска в целом. Обычно его доля составляет несколько процентов от излучения звезды. Поэтому, например, общий блеск не может уменьшиться более, чем на $\sim 5^m$, если рассеянный свет со-

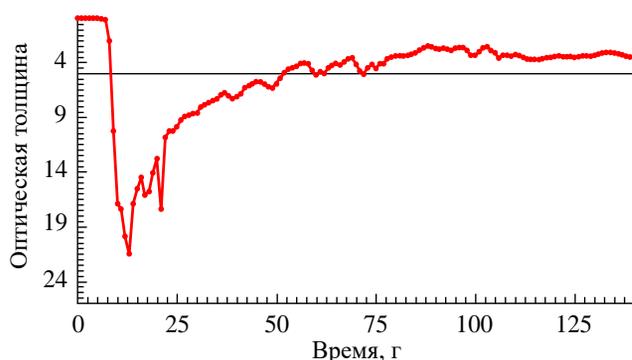


Рис. 10. Оптическая толщина на луче зрения в направлении $\phi = 90^\circ$ и $\theta = 45^\circ$ в полосе V (красная линия с точками). Черной линией показано значение $\tau = 5$ для модели ДП-р45.

ставляет 1% от излучения звезды. Таким образом, при преобразовании оптической толщины, представленной на рис. 10, в звездные величины на кривой блеска будет наблюдаться резкое падение блеска, минимум будет длиться ~ 30 лет, а затем будет наблюдаться плавный выход в яркое состояние. Длительность минимума зависит от выбранного направления луча зрения и может составлять от нескольких десятков до сотен лет.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты показали свидетельства того, что существенный рост темпа аккреции на два порядка обусловлен появлением в ближайшей окрестности звезды заметного количества вещества, скорости которого в несколько раз меньше локальной кеплеровской скорости. Такие условия реализуются в случае ретроградного падения струи по траектории, дважды пересекающей начальную плоскость диска на расстояниях ≤ 10 а.е. При падении вещества на более удаленные части диска эффект, вероятно, будет менее выражен. Например, как было показано в работах [34, 35, 36], в случае падения облака на периферию диска, вспышка светимости на порядок меньше, чем наблюдается у объектов типа FU Ori, а темп аккреции не превосходит $10^{-9} M_\odot/\text{год}$. Авторы отмечают, что такое событие может спровоцировать развитие гравитационной неустойчивости в диске, которое в дальнейшем может привести к существенному росту темпов переноса углового момента к звезде.

Еще одним внешним механизмом, который может спровоцировать рост темпа аккреции, является пролет другой звезды вблизи протопланетного диска [63, 64]. Хорошее согласие с наблюдаемым ростом светимости типа FU Ori по амплитуде и временным характеристикам показали расчеты с учетом переноса излучения [65]. Отмечено, что периферическое расстояние между

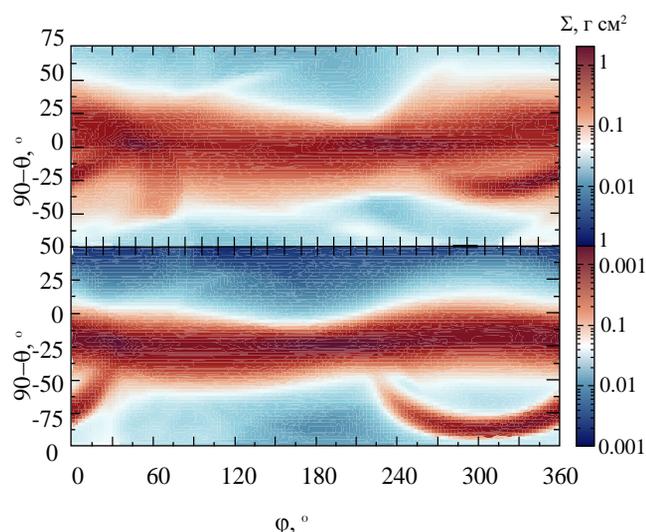


Рис. 9. То же, что и на рис. 8 для двойного пересечения плоскости диска при углах $i = 30^\circ$ (сверху) и $i = 60^\circ$ (снизу).

звездами должно составлять ≤ 20 а.е. При этом, чем меньше перицентрическое расстояние, тем быстрее происходит рост темпа аккреции до максимума. Наличие у налетающей звезды протопланетного диска увеличивает максимальный темп аккреции в несколько раз, а также позволяет воспроизвести темпы падения светимости после вспышки [66]. Однако, как было показано в работе [67], пролет звезды с перицентрическим расстоянием 500 а.е. может спровоцировать развитие тепловой неустойчивости во внутренней части диска, с дальнейшим запуском магнито-ротационной неустойчивости, что впоследствии приводит к отложенному (~ 1000 лет после сближения) всплеску темпа аккреции на два порядка.

После столкновения струи газа с веществом диска газ может подниматься высоко над начальной плоскостью диска, что в свою очередь приводит к резкому (~ 1 год) увеличению в несколько раз оптической толщины на луче зрения в случае больших углов его наклона с плавным последующим уменьшением оптической толщины. При этом рассеянный свет ограничивает падение блеска, поэтому на кривой блеска должно наблюдаться резкое падение интенсивности излучения на несколько звездных величин, затем продолжительный минимум, и далее выход к яркому состоянию. Похожая картина наблюдается на кривой блеска двух звезд: CQ Tau [68] и V1184 Tau [69]. У первого объекта блеск упал на 3^m в течение нескольких месяцев, затем звезда пребывала вблизи минимума блеска около 80 лет, и в последний год намечился выход в яркое состояние. Кроме того, у данного объекта обнаружен наклонный внутренний диск [6, 7]. У второго объекта за несколько месяцев блеск упал на 5^m , затем 10 лет длился минимум, а далее в течение четырех лет звезда вернулась к начальному яркому состоянию. Кроме того, у звезды AA Tau в 2011 г. также произошло падение блеска на 4.5^m [70] и уже 12 лет звезда пребывает в состоянии минимума блеска [9].

Немаловажным вопросом данного исследования является вопрос выживаемости сгустков вещества до момента столкновения с протопланетным диском. В случае выброса сгустка, сформированного в процессе гравитационной неустойчивости в другом протопланетном диске [41], он должен преодолеть расстояние в тысячи а.е. до столкновения.

В рассматриваемой задаче начальный момент времени вещество массой 1 масса Юпитера с температурой 50 К заполняет ячейку размером ~ 0.8 а.е., средняя плотность вещества в таком случае составляет 1×10^{-9} г/см³. Шарообразный сгусток такой плотности и такой температуры имеет критическую массу 0.13 масс Юпитера. Это означает, что модель-

ный сгусток, представленный в данной работе, должен сколлапсировать за счет самогравитации. Препятствовать сжатию может неизотермичность шара, его вращение, а также неоднородный состав вещества. Этот вопрос требует отдельного исследования, которое выходит за рамки данной работы. Следует отметить, что в данной работе первоначальный сгусток является численным приближением для исследования отклика протопланетного диска на падение струи газа конечного размера.

В работе [71] приведены формулы для оценки вероятности столкновения звезды с протопланетным диском другой звезды. Если применить данные формулы к рассматриваемой модели столкновения сгустка с протопланетным диском, то можно оценить вероятность такого события. При столкновении с диском около звезды массой $1 M_{\odot}$ на расстоянии 7.4 а.е. от нее за время жизни диска ($\sim 10^6$ лет) вероятность составляет одно событие на $8.8 \times 10^3 / (Nf)$, где N — это количество сгустков, выбрасываемых одним диском, а f — вероятность выживания сгустков. Таким образом, если $N > 1$, $f \approx 1$, такое событие не является исключительно редким.

В случае падения вещества из остатков протозвездного облака, сгустки могут формироваться в ближайшей окрестности протопланетного диска и, как показано в работе [34], аккреция таких сгустков может происходить на внутренние части родительской протозвездной системы (~ 1 а.е.). Авторы отмечают, что эпизоды поздней аккреции являются общим явлением для всех рассчитанных моделей протозвезд. Таким образом, этот механизм образования сгустков и их дальнейшего падения на протопланетный диск в виде струи наиболее вероятен.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе [42] был исследован распад газового сгустка малой массы во вращающейся среде протопланетного диска в приближении мгновенного возникновения неоднородности в результате падения вещества из внешней среды на периферию диска. Было показано, что вещество сгустка, увлекаемое вращением диска, растягивается сначала в вихреподобную структуру, затем в однорукавную спираль, а далее, в зависимости от начальной скорости сгустка, формируется подковообразная асимметрия, кольцевая структура, или двухрукавная спираль. В следующей работе [43] рассматривался случай дискретного падения массивного облака на газовый диск вблизи звезды. Были получены свидетельства того, что при существенной потере кинетической энергии веществом упавшей струи газа при столк-

новении с диском вблизи звезды происходит формирование наклонного внутреннего диска. Поскольку возмущение в диске в начальный момент времени гравитационно связано со звездой и имеет скорости меньше кеплеровской, а также ненулевой вертикальный компонент скорости, то имеет место второе пересечение невозмущенного диска веществом возмущения. Это, по-видимому, способствует формированию наклонного внутреннего диска. Также было показано, что, если в диске имеется обширная область вещества, скорости которого составляют 60% от кеплеровской скорости, возможен резкий рост темпа аккреции, напоминающий с течением времени по форме вспышку типа FU Ori, что было дополнительно проверено в работе [44].

В данной работе рассмотрен случай непрерывного падения вещества на газовый диск в виде струи конечного размера. В отличие от предыдущих работ, где расчеты выполнены методом сглаживания по частицам (SPH), в данной работе был применен метод конечных объемов. Результаты этих расчетов подтвердили выводы предыдущих работ. Оказалось, что наибольшие потери кинетической энергии струи вещества происходят в моделях, в которых траектория движения центра масс падающего вещества ретроградная и пересекает исходную плоскость диска дважды. Таким образом, именно в этом случае могут реализоваться условия, описанные в работе [43]. Было показано, что при разных начальных углах наклона исходной орбиты падающего вещества формируется наклонный внутренний диск. Поэтому можно предположить, что падение струи вещества может способствовать формированию планеты на наклонной относительно плоскости диска (и соответственно плоскости экватора звезды) орбите вблизи звезды. Это и отличает данную модель от тех, что были описаны в работах [34, 35, 36], где периферия диска наклоняется относительно его внутренних частей.

Кроме того, при ретроградном падении струи в диске образуется обширная область вещества, скорости которого составляют меньше 65% кеплеровской скорости на том же расстоянии. Такое вещество начинает ускоренно падать на звезду, тем самым темп аккреции увеличивается на два порядка, а затем происходит плавное уменьшение темпа аккреции в процессе релаксации диска. В таком случае можно ожидать FU Ori-подобную вспышку светимости. Следует отметить, что турбулентная вязкость несущественно меняется в процессе столкновения струи с веществом диска. Начальная масса сгустка, необходимая для увеличения темпа аккреции на два

порядка, в данной работе в 3 раза меньше, а расстояние столкновения в 3 раза больше, чем полученное в работе [43]. Это связано с тем, что скорости вещества при столкновении с ретроградно падающей струей в рассмотренной модели распределены в диапазоне значений, который включает в себя в том числе величины, которые меньше 60% от кеплеровской скорости, а не заданы одинаковыми для всего возмущения, как в предыдущей работе.

Таким образом, результаты численного моделирования, проведенного в данной работе, позволяют уверенно связать друг с другом две наблюдаемые особенности протопланетных дисков: вспышки типа FU Ori и образование внутренних наклонных дисков в рамках одной идеи: падение струи газа конечного размера на протопланетный диск.

Было проанализировано количество вещества струи, захваченного диском или упавшего на звезду. Можно заключить, что, чем меньше угол наклона орбиты сгустка, тем дольше вещество сгустка взаимодействует с диском, и поэтому тем больший процент вещества сгустка остается в системе. Как и следовало ожидать, в ретроградном случае процент захваченного вещества выше и достигает более 90% при угле наклона орбиты струи 30° в случае двукратного пересечения плоскости диска, чем при сонправленном падении. Кроме того, доля захваченной массы заметно больше при двойном пересечении плоскости диска орбитой струи, чем при одиночном.

В данной работе впервые было показано, что после столкновения вещества струи с диском газ может подниматься высоко над исходной плоскостью, при этом можно ожидать и увлечение газом мелкой пыли. В таком случае может наблюдаться резкий рост оптической толщины (в течение года) в направлениях $-50^\circ < \theta < 50^\circ$, а затем плавное уменьшение поглощения. Следует отметить, что в то же время и вспышка светимости за счет аккреции будет оказывать влияние на изменения блеска звезды. Однако, как показано в работе [72], увеличение темпа аккреции провоцирует и усиление дискового ветра, который в свою очередь также будет экранировать звезду от наблюдателя. Таким образом все три эффекта: подъем вещества над диском, рост темпа аккреции и усиление дискового ветра, вероятно, отразятся на форме кривой блеска (в том числе и при больших углах наклона луча зрения к плоскости диска). Сначала произойдет резкое падение блеска на несколько звездных величин, затем пребывание в минимуме,

которое может продлиться десятилетия, а далее плавный выход к яркому состоянию.

Следует отметить, что в данных расчетах не учитывался перенос излучения. Результаты расчетов показали, что после столкновения вещества струи с диском происходит нагрев газа до нескольких тысяч градусов Кельвина в области столкновения вследствие адиабатического сжатия. Затем нагретая область растягивается в спираль кеплеровским вращением диска и распространяется на периферию диска, прогревая его. К моменту времени 150 лет спиральная структура располагается в пределах радиуса 45 а.е. Таким образом, перенос тепла происходит со скоростью ~ 35 а.е. за ~ 140 лет. В работе [73] показано, что характерное время тепловой релаксации вещества диска массой $0.01 M_{\odot}$ под действием радиативных процессов на расстоянии 7.5 а.е. составляет $t_{relax} \approx 1 / (10\Omega) \approx 0.3$ года и убывает с ростом расстояния и температуры. Таким образом, диск должен эффективно охлаждаться излучением. Тогда, как было отмечено в работе [72], вспышка аккреционной активности звезды, вызванная падением сгустка на диск, также должна сопровождаться усилением инфракрасного излучения из возмущенной области диска.

Распределение вещества в момент времени сразу после столкновения в первую очередь определяется энергией упавшей струи. В дальнейшем с повышением температуры эффективная полутолщина диска увеличивается. Для исследования данного процесса при расчетах долговременной динамики газа в протопланетном диске после столкновения с внешней струей газа необходим более детальный расчет теплового баланса. Такие расчеты планируется выполнить в будущей работе.

БЛАГОДАРНОСТИ

Расчеты проводились с использованием ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН Филиал Федерального государственного учреждения «Научно-исследовательский институт системного анализа Российской академии наук» [74].

Авторы выражают благодарность рецензенту за качественные замечания и интересные идеи, дополняющие содержание статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *C.J. Burrows, J.E. Krist, K.R. Stapelfeldt, and WFPC2 Investigation Definition Team, AAS Meeting Abstracts № 187, id. 32.05; Bull. Amer. Astron. Soc. 27, 1329 (1995).*
2. *D. Mouillet, J.D. Larwood, J.C.B. Papaloizou, and A.M. Lagrange, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 292(4), 896 (1997), arXiv:astro-ph/9705100.*
3. *J.D. Larwood and J.C.B. Papaloizou, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 285(2), 288 (1997), arXiv:astro-ph/9609145.*
4. *A.M. Lagrange, M. Kasper, A. Boccaletti, G. Chauvin, et al., Astron. and Astrophys. 506(2), 927 (2009), arXiv:0906.5520 [astro-ph.EP].*
5. *G. Chauvin, A.M. Lagrange, H. Beust, M. Bonnefoy, et al., Astron. and Astrophys. 542, id. A41 (2012), arXiv:1202.2655 [astro-ph.EP].*
6. *J.A. Eisner, B.F. Lane, L.A. Hillenbrand, R.L. Akeson, and A.I. Sargent, Astrophys. J. 613(2), 1049 (2004), arXiv:astro-ph/0406356.*
7. *E. Chapillon, S. Guilloteau, A. Dutrey, and V. Pietu, Astron. and Astrophys. 488(2), 565 (2008), arXiv:0805.3473 [astro-ph].*
8. *J. Bouvier, A. Chelli, S. Allain, L. Carrasco, et al., Astron. and Astrophys. 349, 619 (1999).*
9. *K.R. Covey, K.A. Larson, G.J. Herczeg, and C.F. Manara, Astron. J. 161(2), id. 61 (2021), arXiv:2012.02415 [astro-ph.SR].*
10. *R.A. Loomis, K.I. Öberg, S.M. Andrews, and M.A. MacGregor, Astrophys. J. 840(1), id. 23 (2017), arXiv:1704.02006 [astro-ph.EP].*
11. *R.A. Rossiter, Astrophys. J. 60, 15 (1924).*
12. *D.B. McLaughlin, Astrophys. J. 60, 22 (1924).*
13. *S.H. Albrecht, R.I. Dawson, and J.N. Winn, Publ. Astron. Soc. Pacific 134(1038), id. 082001 (2022), arXiv:2203.05460 [astro-ph.EP].*
14. *C. Hellier, D.R. Anderson, M. Gillon, T.A. Lister, et al., Astrophys. J. Letters. 690(1), L89 (2009), arXiv:0805.2600 [astro-ph].*
15. *A.H.M.J. Triaud, A. Collier Cameron, D. Queloz, D.R. Anderson, et al., Astron. and Astrophys. 524, id. A25 (2010), arXiv:1008.2353 [astro-ph.EP].*
16. *V.P. Grinin, T.V. Demidova, and N.Y. Sotnikova, Astron. Letters 36(11), 808 (2010), arXiv:1110.2971 [astro-ph.SR].*
17. *T.V. Demidova, V.P. Grinin, and N.Y. Sotnikova, Astron. Letters 39(11), 26 (2013), arXiv:1304.2262 [astro-ph.SR].*
18. *T.V. Demidova and V.P. Grinin, Astron. Letters 40(6), 334 (2014), arXiv:1701.03143 [astro-ph.SR].*
19. *J.P. Ruge, S. Wolf, T. Demidova, and V. Grinin, Astron. and Astrophys. 579, id. A110 (2015), arXiv:1506.04373 [astro-ph.EP].*
20. *L. Arzamasskiy, Z. Zhu, and J.M. Stone, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 475(3), 3201 (2018), arXiv:1710.11128 [astro-ph.EP].*
21. *Z. Zhu, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 483(3), 4221 (2019), arXiv:1812.01262 [astro-ph.EP].*
22. *R. Nealon, C. Pinte, R. Alexander, D. Mentiplay, and G. Dipierro, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 484(4), 4951 (2019), arXiv:1902.00036 [astro-ph.EP].*

23. *N. van der Marel, T. Birnstiel, A. Garufi, E. Ragusa, et al.*, *Astron. J.* 161(1), id. 33 (2021), arXiv:2010.10568 [astro-ph.EP].
24. *T. Stolker, M. Sitko, B. Lazareff, M. Benisty, et al.*, 849(2), 143 (2017), arXiv:1710.02532 [astro-ph.EP].
25. *S. Marino, S. Perez, and S. Casassus*, *Astrophys. J. Letters* 798(2), L44 (2015), arXiv:1412.4632 [astro-ph.EP].
26. *H. Avenhaus, S.P. Quanz, H.M. Schmid, C. Dominik, et al.*, *Astron. J.* 154(1), id. 33 (2017), arXiv:1705.09680 [astro-ph.EP].
27. *Z.C. Long, R.B. Fernandes, M. Sitko, K. Wagner, et al.*, 838(1), id. 62 (2017), arXiv:1703.00970 [astro-ph.EP].
28. *M. Min, T. Stolker, C. Dominik, and M. Benisty*, *Astron. and Astrophys.* 604, L10 (2017), arXiv:1704.01844 [astro-ph.EP].
29. *S. Lacour, B. Biller, A. Cheetham, A. Greenbaum, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 590, id. A90 (2016), arXiv:1511.09390 [astro-ph.SR].
30. *R. Claudi, A.L. Maire, D. Mesa, A. Cheetham, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 622, id. A96 (2019), arXiv:1812.07814 [astro-ph.SR].
31. *W. Kley and R.P. Nelson*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 50, 211 (2012), arXiv:1203.1184 [astro-ph.EP].
32. *M. Xiang-Gruess and J.C.B. Papaloizou*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 431(2), 1320 (2013), arXiv:1302.2045 [astro-ph.EP].
33. *I. Thies, P. Kroupa, S.P. Goodwin, D. Stamatellos, and A. P. Whitworth*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 417(3), 1817 (2011), arXiv:1107.2113 [astro-ph.EP].
34. *M. Küffmeier, S. Frimann, S.S. Jensen, and T. Haugbølle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 475(2), 2642 (2018), arXiv:1710.00931 [astro-ph.SR].
35. *C.P. Dullemond, M. Küffmeier, F. Goicovic, M. Fukagawa, V. Oehl, and M. Kramer*, *Astron. and Astrophys.* 628, id. A20 (2019), arXiv:1911.05158 [astro-ph.EP].
36. *M. Küffmeier, C.P. Dullemond, S. Reissl, and F.G. Goicovic*, *Astron. and Astrophys.* 656, id. A161 (2021), arXiv:2110.04309 [astro-ph.SR].
37. *E.I. Vorobyov, D.N.C. Lin, and M. Guedel*, *Astron. and Astrophys.* 573, id. A5 (2015), arXiv:1410.1743 [astro-ph.SR].
38. *M. Unno, T. Hanawa, and S. Takasao*, *Astrophys. J.* 941(2), id. 154 (2022).
39. *E.I. Vorobyov and S. Basu*, *Astrophys. J. Letters* 633(2), L137 (2005), arXiv:astro-ph/0510014.
40. *S. Basu and E.I. Vorobyov*, 750(1), id. 30 (2012), arXiv:1203.0274 [astro-ph.SR].
41. *E.I. Vorobyov, M.E. Steinrueck, V. Elbakyan, and M. Guedel*, *Astron. and Astrophys.* 608, id. A107 (2017), arXiv:1708.07166 [astro-ph.SR].
42. *T.V. Demidova and V.P. Grinin*, *Astrophys. J.* 930(2), id. 111 (2022), arXiv:2205.06763 [astro-ph.SR].
43. *T.V. Demidova and V.P. Grinin*, *Astrophys. J.* 953(1), id. 38 (2023), arXiv:2308.04936 [astro-ph.SR].
44. *V. Grigoryev and T. Demidova*, in *Parallel Computational Technologies, 17th Intern. Conference, Saint Petersburg, Russia, March 28–30, 2023*, edited by L. Sokolinsky and M. Zymbler (Springer Nature Switzerland, Cham, 2023), p. 269.
45. *J.E. Pineda, D. Arzoumanian, P. Andre, R.K. Friesen, et al.*, in *Protostars and Planets VII, ASP Conference Series, 534, Proc. of a conference held 10–15 April 2023 at Kyoto, Japan*; edited by S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, and M. Tamura (San Francisco: Astron. Soc. Pacific, 2023), p. 233, arXiv:2205.03935 [astro-ph.GA].
46. *C. Ginski, S. Facchini, J. Huang, M. Benisty, et al.*, *Astrophys. J. Letters* 908(2), id. L25 (2021), arXiv:2102.08781 [astro-ph.EP].
47. *A. Garufi, L. Podio, C. Codella, D. Segura-Cox, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 658, id. A104 (2022), arXiv:2110.13820 [astro-ph.GA].
48. *T. Hanawa, A. Garufi, L. Podio, C. Codella, and D. Segura-Cox*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 528(4), 6581 (2024), arXiv:2402.02706 [astro-ph.GA].
49. *A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari*, *Astrophys. J. Suppl.* 170(1), 228 (2007), arXiv:astro-ph/0701854.
50. *S.I. Braginskii*, *Rev. Plasma Physics* 1, 205 (1965).
51. *N.I. Shakura and R.A. Sunyaev*, *Astron. and Astrophys.* 24, 337 (1973).
52. *L. Hartmann*, *Accretion Processes in Star Formation* (Cambridge University Press, 2008).
53. *E.I. Chiang and P. Goldreich*, *Astrophys. J.* 490, 368 (1997), arXiv:astro-ph/9706042.
54. *C.P. Dullemond and C. Dominik*, *Astron. and Astrophys.* 421, 1075 (2004), arXiv:astro-ph/0405226.
55. *A. Dutrey, S. Guilloteau, and M. Simon*, *Astron. and Astrophys.* 286, 149 (1994).
56. *J. Stoer and R. Bulirsch*, *Introduction to Numerical Analysis* (New York: Springer-Verlag, 1980).
57. *T. Demidova*, *Astronomy and Computing* 41, id. 100635 (2022).
58. *V. Grigoryev, T. Demidova*, *Proceedings of the International Scientific Youth School-Seminar “Mathematical Modeling, Numerical Methods and Software complexes” named after E.V. Voskresensky* (Saransk, July 26–28, 2024). Saransk: SVMO Publ, 2024. — pp. 40–44.
59. *G. H. Herbig*, 217, 693 (1977).
60. *E.N. Kopatskaya, E.A. Kolotilov, and A.A. Arkharov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 434(1), 38 (2013).

61. *Z.M. Szabó, Á. Kóspál, P. Ábrahám, S. Park, et al.*, *Astrophys. J.* 917(2), id. 80 (2021), arXiv:2105.10405 [astro-ph.SR].
62. *A. Natta and B.A. Whitney*, *Astron. and Astrophys.* 364, 633 (2000).
63. *S. Pfalzner*, *Astron. and Astrophys.* 492(3), 735 (2008), arXiv:0810.2854 [astro-ph].
64. *D. Forgan and K. Rice*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 402(2), 1349 (2010), arXiv:0911.0531 [astro-ph.SR].
65. *E.M.A. Borchert, D.J. Price, C. Pinte, and N. Cuello*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 510(1), L37 (2022), arXiv:2111.12723 [astro-ph.GA].
66. *E.M.A. Borchert, D.J. Price, C. Pinte, and N. Cuello*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 517(3), 4436 (2022), arXiv:2210.01143 [astro-ph.SR].
67. *A.M. Skliarevskii and E.I. Vorobyov*, *Astron. Rep.* 67(12), 1401 (2023), arXiv:2402.14165 [astro-ph.SR].
68. *V.P. Grinin, L.V. Tambovtseva, O.Y. Barsunova, and D.N. Shakhovskoy*, *Astrophysics* 66(2), 235 (2023), arXiv:2304.07115 [astro-ph.SR].
69. *E.H. Semkov, S.P. Peneva, and S.I. Ibryamov*, *Astron. and Astrophys.* 582, id. A113 (2015), arXiv:1510.00416 [astro-ph.SR].
70. *J. Bouvier, K. Grankin, L.E. Ellerbroek, H. Bouy, and D. Barrado*, *Astron. and Astrophys.* 557, id. A77 (2013), arXiv:1304.1487 [astro-ph.SR].
71. *C.J. Clarke and J.E. Pringle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 249, 584 (1991).
72. *V.P. Grinin and T.V. Demidova*, *Astron. Letters*, 50(3), 194 (2024).
73. *M.G. Malygin, H. Klahr, D. Semenov, T. Henning, and C.P. Dullemond*, *Astron. and Astrophys.* 605, id. A30 (2017), arXiv:1704.06786 [astro-ph.EP].
74. *G. Savin, B. Shabanov, P. Telegin, and A. Baranov, Lobachevskii J. Mathematics* 40, 1853 (2019).

SIMULATION OF THE FREE FALL OF A GAS STREAM ON A PROTOPLANETARY DISK

V. V. Grigoryev*, T. V. Demidova**

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Crimea, Nauchny, Russia

*E-mail: vitaliygrigoryev@crao.ru

**proxima1@list.ru

The problem of the formation of exoplanets in inclined orbits relative to the equatorial plane of the parent star or the main plane of the protoplanetary disk can be solved by introducing a smaller inclined disk. However, the question of the nature of such an internal disk remains open. In the paper, we successfully tested the hypothesis about the formation of an inclined inner disk in a protoplanetary disk near a T Tau type star as a result of a gas stream falling on it. To test the hypothesis, three-dimensional gas-dynamic calculations were performed taking into account viscosity and thermal conductivity using the PLUTO package. In the course of the analysis of calculations, it was shown that a single intersection of the matter stream with the plane of the disk cannot ensure the formation of an inclined disk near the star, while a double intersection can. In addition, in the case of a retrograde fall of matter, the angle of inclination of the resulting inner disk is significantly greater. An analysis of the observational manifestations of this event was also carried out: the potential change in the brightness of the star, the distribution of optical thickness in angles, the evolution of the accretion rate. It is shown that the decrease in brightness can reach up to 5^m , taking into account scattered light, and such a decrease in brightness will last several decades. In addition, a sharp increase in the accretion rate by two orders of magnitude could potentially trigger an FU Ori-like outburst.

Keywords: gas-dynamic simulations, accretion, protoplanetary disks, pre-Main Sequence stars, FU Ori type stars

РАСПАД РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ И СООТНОШЕНИЕ РАДИУС-МАССА

© 2024 г. А. В. Тутуков, С. В. Верещагин*, Н. В. Чупина

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

**E-mail: svvs@ya.ru*

Поступила в редакцию 08.05.2024 г.

После доработки 07.06.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

Рассмотрены процессы образования и шесть механизмов распада рассеянных звездных скоплений (РЗС). Выполнены аналитические оценки скоростей распада РЗС в результате действия следующих механизмов: потеря начального газового компонента РЗС, потеря вещества из-за вспышек сверхновых звезд и образования планетарных туманностей, парные взаимодействия звезд РЗС, ускорение звезд двойными системами РЗС, взаимодействие звезд РЗС со звездами диска Галактики, столкновение РЗС с гигантскими молекулярными облаками (ГМО) на фронте спиральной волны. Разрушение РЗС сопровождается образованием звездного потока. Анализ соотношения радиус-масса ядра РЗС (RM) позволил сделать вывод о том, что оно, вероятно, не связано с механизмом распада и является продуктом эффектов наблюдательной селекции. Эволюция индивидуального РЗС в плоскости $R-M$ определяется начальной плотностью и внешними условиями.

Ключевые слова: рассеянные звездные скопления, эволюция скоплений

DOI: 10.31857/S0004629924100023 EDN: JMDAJJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение физики и эволюции звездных скоплений — одна из наиболее популярных тем звездной астрономии последнего столетия. Несколько причин обусловили важность и необходимость работы в этом направлении. В свое время факт существования звездных групп поставил вопрос об организации пространственного распределения звезд в нашей и других галактиках [1]. Изучение деталей диаграммы цвет-светимость звезд скоплений стало важной основой развития теории строения и эволюции звезд [2]. «Свеча» главной последовательности оказалась со временем надежным количественным индикатором эволюции звездных скоплений. Стало возможно говорить о возрасте скопления и, следовательно, входящих в его состав звезд. Функция масс звезд главной последовательности рассеянных звездных скоплений послужила «эталоном» функции масс других астрономических объектов. Изучение пространственного распределения околосолнечных звездных скоплений позволило получить первые представления о параметрах спиральной структуры Галактики [3]. Обнаружение совместно движущихся звезд около звездных скоплений позволило проследить процесс их распада [4].

История изучения звездных скоплений составляет заметную часть истории самой астрономии. Древнегреческий астроном Птолемей в Альмагесте указал на первые звездные скопления как туманности еще во втором веке нашей эры. Телескоп позволил [5, 6] еще в конце восемнадцатого века создать первые каталоги звездных скоплений Галактики. Через сто лет стало понятно, что распад звездных скоплений со временем преобразует их в звездные потоки [7]. В начале двадцатого века был предложен и оценен первый механизм их распада — ускорение звезд скопления в ходе их парных гравитационных «столкновений» [8]. Характерное время распада звездных скоплений в результате таких столкновений было найдено Чандрасекаром [9]:

$$\tau = \frac{v^3}{G^2 \rho \cdot m \cdot \ln \frac{M}{m}} \simeq 10^8 M_3^{\frac{5}{4}} \text{ лет}, \quad (1)$$

где v — характерная скорость движения звезд в скоплении, G — постоянная гравитации, ρ — средняя плотность скопления, m — характерная масса звезд скопления, M — масса скопления, M_3 — масса скопления в тысячах масс Солнца. Численная оценка времени распада дана с учетом наблюдаемой корреляции масса-радиус звездных скоплений (2). Идея этого механизма проста. Распределение ско-

ростей в ходе парных сближений звезд стремится к максвелловскому, но гравитационный потенциал РЗС слаб и быстрые звезды покидают скопление.

Детальное численное исследование физики и эволюции звездных скоплений во второй половине прошлого века было одной из ведущих тем физики звезд [10–19]. Современные численные модели скоплений учитывают до 10^5 точек [20] и включают учет эволюции звезд. В этих работах были изучены формирование и эволюция звездного состава скоплений в рамках задачи N -тел, ядерная эволюция звезд скоплений, оценка времени жизни звезд и их скоплений, условия распада звездных скоплений. В итоге были заложены основы современных представлений о физике и эволюции звездных скоплений нашей и других галактик.

В настоящее время произошла активизация исследований РЗС, расположенных в облаках межзвездного газа и пыли. Так в работе [21] проведено моделирование динамики газа в сочетании с решением задачи N тел для звезд скопления при учете ряда механизмов обратной связи от формирующихся звезд (нагрев газа звездным ветром и ионизирующим излучением, рост областей НII, вспышки сверхновых). Для сравнения результатов с наблюдениями появились каталоги звездных скоплений, построенные на основе наблюдений Gaia, включающие более семи тысяч РЗС [22, 23]. Отметим, что наши аналитические оценки важны для первичного сравнения с данными наблюдений и, также, с результатами трудоемких численных расчетов. В данной работе мы рассматриваем лишь одно наблюдательное соотношение, представляющее собой исследование зависимости масса-радиус от возраста скопления. Многоплановое рассмотрение показало, что эта зависимость формируется начальными условиями эволюции скопления. Разнообразие начальных условий представлено в разделах этой публикации. Естественно, начальные условия включают и внешние параметры, такие как расстояние от центра Галактики.

2. ОБРАЗОВАНИЕ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Звездные скопления являются продуктами гравитационного коллапса гигантских молекулярных облаков (ГМО). Для ГМО Галактики, как впервые отметил Ларсон [24], справедлива связь массы M скопления с радиусом R [25, 29]:

$$M / M_{\odot} = 500 \left(\frac{R}{1 \text{ пк}} \right)^2 \text{ или } R = 0.1 \left(M / M_{\odot} \right)^{1/2} \text{ (пк). (2)}$$

Это соотношение справедливо и для ГМО с массами $10 \lesssim \frac{M}{M_{\odot}} \lesssim 10^6$ при двух-трехкратной дисперсии радиусов [26]. Близкое соотношение позднее было найдено для Большого Магелланова Облака [27, 28]. Звездные скопления «наследуют» соотношение (2), связующее их с ГМО в качестве начального [29–35]. Возможное объяснение соотношения (2) – эффект наблюдательной селекции при определении границы ГМО и звездного скопления по проективной плотности $\rho R = \text{const}$ или $M \sim R^2$. Оценка показателя степени соотношения (2) по наблюдениям имеет точность ± 0.3 .

Функция масс молекулярных облаков [26, 27, 36–38] практически совпадает с начальной функцией масс (НФМ) звездных скоплений [38–42]:

$$\frac{dN}{dM} \sim M^{-2.35} \quad (3)$$

Кроме того, НФМ скоплений совпадает и с функцией масс звезд [43]. Важно отметить, что начальная функция масс звезд при $M \approx M_{\odot}$ испытывает излом, меняя свой наклон с -2.35 на -1.5 [44]. Функция (3) дает возможность оценить скорость звездообразования в Галактике $\sim 3M_{\odot}/\text{год}$ [45].

Для построения наблюдаемой функции масс звездных скоплений $F(M)$ необходима информация об их начальной функции масс $f(M)$, времени жизни $T(M)$ и объеме пространства (V), в котором видны скопления данной массы [45]. Начальная функция масс скоплений близка к опорной функции масс астрономических объектов: $df(M) \sim M^{-2}dM$ [46]. Время жизни скопления определяется деструктивными процессами, описание которых представлено нами ниже в секции «Механизмы распада». Для испарения быстрых звезд согласно [8, 9] время распада скопления равно $\tau \sim M^{5/4}$, (1). Объем пространства, учитывающая дисковую структуру системы рассеянных скоплений Галактики, и то, что их светимость пропорциональна массе ($L \sim M$), можно считать $V \sim L \sim M$. Таким образом, наблюдаемая функция масс скоплений может быть представлена выражением $F(M) \sim M^{1/4}$.

Начальная функция масс звездных скоплений (и их звезд) близка к стандартной, представленной уравнением (3) [42, 43]. В ходе своей эволюции массивные звезды превращаются в конечные остатки: черные дыры, нейтронные звезды и выродившиеся карлики. Звезды с массами, меньшими солнечной, как показывает численное исследование, в силу ряда процессов покидают родительское скопление, меняя наклон функции масс звезд, входящих в состав скопления, от -2 до $+1$ [47, 48].

Причина такого изменения состоит в большей пространственной скорости звезд меньшей массы при равномерном распределении звезд по кинетической энергии. Аналогичным образом ведет себя и функция масс звездных скоплений, время разрушения которых согласно (1) уменьшается с уменьшением их массы. Таким образом, наклон функции масс скоплений со временем уменьшается.

Минимальная приливная масса рассеянных звездных скоплений $\sim 1.0 M_{\odot}$ (рис. 5 ниже) определяется многими причинами, в том числе, эффектами наблюдательной селекции. Оценка максимальной массы скопления $\sim 10^6 M_{\odot}$ [49]. Величина предельной максимальной массы определяется, вероятно, скоростью расширения зоны ионизованного водорода НII молодого скопления $\sim 10^6$ см/с. При $M \sim 10^6 M_{\odot}$ параболическая скорость скопления сравнивается со скоростью ударной волны зоны НII, удаляющей газовый компонент молодого скопления. То есть, газовые облака с массой выше $\sim 10^6 M_{\odot}$ превращаются в галактики, способные не только удержать исходный газ после его ионизации ОВ-звездами, но и организовать его регенерацию в процессе эволюции звезд этих галактик. Изучение наблюдаемого соотношения масса-радиус для звездных скоплений и галактик малой массы подтверждает указанное значение граничной массы $\sim 10^6 M_{\odot}$ [50]. В том случае, если размеры скоплений ограничены приливными силами со стороны родительской галактики, то размеры галактики увеличиваются за счет диффузии газового компонента в ходе их эволюции. Следствием этого расширения является почти тринадцатикратное увеличение радиуса галактики с массой $\sim 10^6 M_{\odot}$ по сравнению с радиусами звездных скоплений примерно такой же массы [49].

Эффективность процесса звездообразования представляет собой процентное количество газа, перешедшее в звезды за счет превращения газа ГМО в звезды на фронте спиральной волны. Она невелика и составляет не более 5–20% [51–53]. Если допустить, что масса газа в Галактике $\sim 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$, а характерное время между последовательными прохождениями спирального рукава через избранный объем составляет $\sim 10^8$ лет, то темп прохождения газа через спиральные рукава Галактики $\sim 30 M_{\odot}/\text{год}$. С другой стороны, скорость звездообразования согласно начальной функции масс звезд (2) $\sim 3 M_{\odot}/\text{год}$. Низкая эффективность трансформации газа в звезды играет определяющую роль в эволюции звездных скоплений. Потеря большей части массы газа, вовлеченного в процесс звездообра-

зования, ведет к распаду большей части вновь образованных звездных скоплений диска нашей Галактики [15].

Звездные скопления диска Галактики образуются в ходе гравитационного коллапса и фрагментации ГМО, ведущих к образованию ОВ ассоциаций. Примером образующегося молодого звездного скопления может служить инфракрасное темное облако IRDC G14.225–0.506 [54]. В области с размером около одного парсека найдено несколько десятков радио и инфракрасных источников со светимостью до нескольких сотен солнечных. Эта группа молодых формирующихся звезд может быть примером предельно молодого звездного скопления, погруженного в исходное, оптически толстое молекулярное облако. Рассеяние этого облака со временем продемонстрирует молодое звездное скопление. Другой хороший пример звездообразования в дисковых галактиках с массами, сопоставимыми с массой Галактики, представлен галактиками, видимыми с полюса [55]. Спирали этих галактик по данным наблюдений в ультрафиолете, очевидно, распадаются на компактные зоны звездообразования с размерами порядка толщины газового диска.

Итак, практически все звезды рождаются в скоплениях, которые в силу различных причин со временем распадаются, превращаясь в звездные потоки, составляющие звездную среду диска, балджа и гало Галактики (рис. 1). Число скоплений в пределах одного килопарсека от Солнца $\sim 10^3$ [56]. Полагая диск Галактики с радиусом $\sim 10^4$ пк однородным, можно оценить полное число скоплений в Галактике $\sim 10^5$. Если принять характерную массу скопления $\sim 10^2 M_{\odot}$, а время жизни $\sim 10^8$ лет, то можно оценить темп звездообразования в скоплениях $\sim 0.1 M_{\odot}/\text{год}$. Общая скорость звездообразования в Галактике $\sim 3 M_{\odot}/\text{год}$ [45]. Эта оценка, несмотря на значительную неопределенность, подтверждает распад большей части звездных скоплений в момент их образования.

Наблюдаемое распределение звездных скоплений по возрасту: $dN/dt \sim t^{-1}$ [60]. Это свидетельствует о том, что время жизни звездных скоплений конечно и, как правило, меньше Хаббловского времени.

Численное моделирование эволюции шарового скопления как изолированной системы N гравитирующих точек, показало, что со временем плотное ядро этого скопления сжимается, а разреженная оболочка расширяется. Однако ясно, что реальное скопление, погруженное и ограниченное галактическим потенциалом, будет иметь более сложную эволюцию. Обсуждению некоторых особенностей

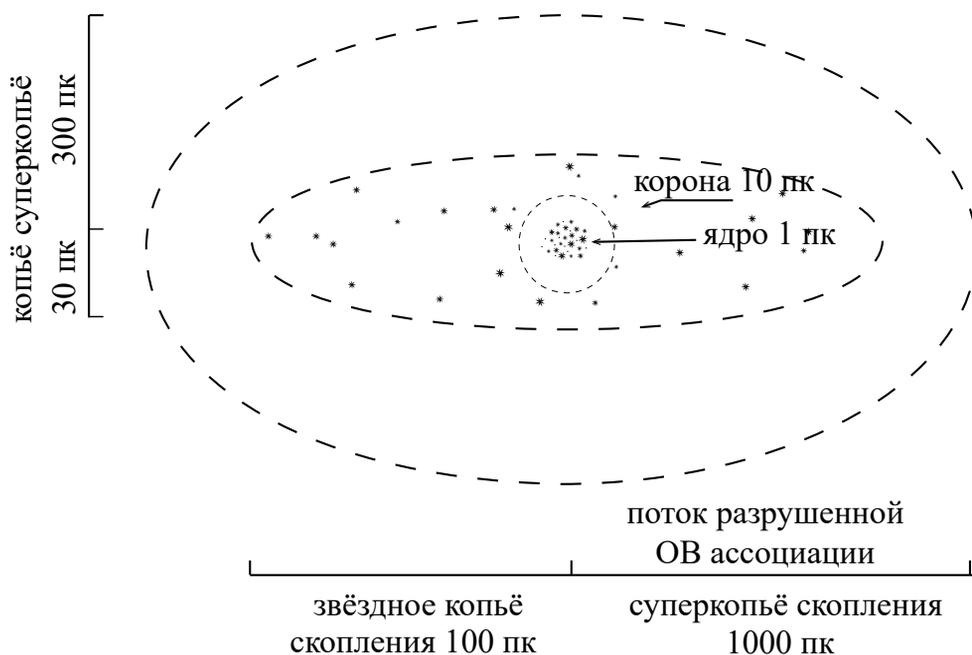


Рис. 1. Структура рассеянного звездного скопления. Схематично показаны ядро и корона скопления. Звездный поток или приливной шлейф [57–59], состоящий из покинувших скопление звезд, показан штрих-пунктиром. Длина потока может достигать ~ 1000 пк.

реальных скоплений и процессов взаимодействия со звездной средой, окружающей звездное скопление, посвящена эта статья.

3. МЕХАНИЗМЫ РАСПАДА ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Характерный возраст наблюдаемых рассеянных скоплений составляет 10^8 – 10^9 лет, что много меньше Хаббловского времени ($\sim 10^{10}$ лет). Это обстоятельство предполагает участие эффективных механизмов их разрушения. Вопрос о разрушении скоплений активно обсуждается последние сто лет. Перечислим кратко основные пути уменьшения массы звездных скоплений, найденные за это время.

1. Первым следует назвать потерю газового компонента молодым скоплением, вызванную ионизацией водорода массивными звездами скопления [15]. Таким путем могут распадаться $\geq 90\%$ молодых звездных скоплений. Характерное время распада и при этом увеличения размера скопления приблизительно в два раза составляет $\sim 10^5$ лет.

2. Пережившие исходную потерю газа скопления через три миллиона лет начинают терять массивные звезды с массами более $\sim 10M_{\odot}$ [45]. Причиной потери массивных звезд являются взрывы сверхновых и сопровождающие их начальные «kick» (приращение скорости нейтронной звезды при взрыве сверхновой) остатков:

нейтронных звезд и черных дыр, которые покидают объем скопления за несколько десятков тысяч лет. Время действия этого механизма $\sim 10^7$ лет. Кроме того, звезды с массами $1M_{\odot}$ – $10M_{\odot}$ теряют свои оболочки, превращаясь в планетарные туманности.

3. Потеря звезд, ускоренных парными взаимодействиями соседних звезд. В результате этих взаимодействий звезды скопления стремятся создать Максвелловское распределение по их peculiarным скоростям, недостижимое в силу малой, порядка 1 км/с параболической скорости скопления. Итогом парных взаимодействий звезд является потеря звезд и сжатие скопления со временем.

4. Звездные скопления диска Галактики погружены в звездный фон диска Галактики. При этом характерные скорости звезд фона ~ 30 км/с заметно превосходят скорости звезд скопления (до нескольких километров в секунду). Это обстоятельство приводит к ускорению движения звезд скопления, результатом которого является потеря быстрых звезд и расширение скопления со временем.

5. Практически все звезды скопления являются кратными системами [45]. Столкновения кратных систем со скоростями порядка орбитальных скоростей компонентов этих систем ведет к ускорению мало массивных компонентов, уходу их из скопления и расширению последнего со временем.

6. Размеры ГМО в спиральных ветвях Галактики сравнимы с размерами рассеянных скоплений, а массы ГМО обычно превосходят массы скоплений. Поэтому близкие столкновения скоплений с ГМО, погружение скоплений в такие облака приводят к частичному или полному разрушению скоплений.

Уравнение (2) описывает зависимость радиуса ядра скопления от его массы. В ходе эволюции часть звезд скопления оказывается на высокоэллиптических орбитах, заполняя корону скопления в пределах поверхности Хилла [62], где гравитационная сила скопления превышает гравитацию Галактики (рис. 1). Размеры короны R скопления с массой M оцениваются соотношением:

$$R(\text{пк}) \approx 0.6 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/3} \quad (4)$$

при массе Галактики $10^{11} M_{\odot}$ и расстоянии Солнца от центра Галактики 8 кпк. Из этого следует, что размеры короны почти в десять раз превышают размеры ядра скопления [61].

Звезды, ускоренные в ходе эволюции скопления до гиперболических скоростей, в итоге формируют звездный поток ([63], рис. 1). Эта структура хорошо выделяется на звездном фоне апексов звезд, ибо пространственная скорость звезд короны скопления практически совпадает со скоростью самого скопления из-за малой величины относительной пространственной скорости звезд короны. Полная структура зрелого ($t \gtrsim 10^7$ лет) скопления представлена на рис. 1. Звезды плотных копий многих молодых скоплений сейчас наблюдаются [64].

4. СТРУКТУРА СКОПЛЕНИЯ

Рассмотрим структуру эволюционирующего рассеянного звездного скопления Галактики (рис. 1). Характерная масса молодого скопления $\sim 10^2 M_{\odot}$ радиус ядра ~ 0.3 пк [65, 66]. В ходе начальной стадии коллапса ГМО и в процессе динамической эволюции ядра скопления под влиянием парных взаимодействий звезд ядра в пределах полости Роша (поверхность Хилла) скопления образуется и поддерживается звездная корона ядра с радиусом R , определяемым массой скопления m и расстоянием до центра Галактики R_G : $R_G = 0.46 \left(\frac{m}{M_G} \right)^{1/3} R$, где M_G – масса Галактики, (4). В солнечных окрестностях радиус короны скопления с массой $\sim 10^2 M_{\odot}$ составляет ~ 4 пс. В ходе начального коллапса ГМО и формирования скопления часть звезд приобретают гиперболические скорости [15] и теряется скоплением.

Парные взаимодействия звезд ядра в ходе эволюции приводят к ускорению звезд до гиперболических скоростей. В результате звездное скопление в течение $\sim 10^8$ лет приобретает звездный поток шириной ~ 30 пк, длина которого определяется возрастом скопления: $l = 2(t/10^6 \text{ лет})$ пк. За время $\sim 10^8$ лет длина звездного потока достигает ~ 200 пк. Эти компоненты у близких скоплений Плеяды и Гиады наблюдаются, и сейчас хорошо изучены [67, 68].

В ходе эволюционного уменьшения массы скопления его радиус может как уменьшаться, так и расти. При этом потеря внутренней энергии движения звезд скопления на удаление из него звезд, в силу закона сохранения энергии, уменьшает его радиус, а привлечение других источников энергии, перечисленные в следующей секции, для ускорения звезд скопления увеличивает со временем размеры скопления. Парные взаимодействия, в итоге, приводят к уменьшению размера ядра скопления по мере удаления звезд, а все остальные пять вышеперечисленных путей ускорения звезд – к его расширению. Разрушение звездных скоплений ведет сначала к появлению звездных корон и копий (потоков) скоплений [63], а с полным разрушением скопления – звездных потоков, увеличивающихся со временем. Звездные потоки в конечном итоге составляют «хаотическую» структуру звездного диска и звездного гало Галактики. Для исследования этих структур необходимы высокоточные определения (<1 км/с) компонентов пространственных скоростей звезд.

5. ПОТЕРЯ ГАЗОВОГО КОМПОНЕНТА

Молодые массивные звезды скоплений активно взаимодействуют с газовым компонентом скопления. В результате генерируется быстрый интенсивный звездный ветер, и значительная часть газа покидает скопление. Скорость расширения ионизованного газа, составляющего, как показывают наблюдения, заметную часть массы молодого скопления, – 10 км/с. Эта скорость превышает параболическую скорость для звездных скоплений с массами, меньшими $\sim 10^6 M_{\odot}$ (2). Удаление газа на шкале времени, меньшей динамической шкалы времени скопления, приводит к распаду звездного компонента $\sim 90\%$ молодых скоплений [15, 69, 70, 71, 72]. Оценки показали, что потеря газа за счет зон ионизованного водорода приводит к распаду $\sim 90\%$ звездных скоплений с начальными массами менее $\sim 10^6 M_{\odot}$, с превращением их в звездные потоки [63, 73, 74]).

Изучение собственных движений звезд в предельно молодых звездных группах показало, что они представляют собой, как правило, гравитационно не связанные, расширяющиеся звездные скопления с возрастом в несколько миллионов лет [75, 76]. Следует признать, что многие молодые звездные скопления являются в действительности распадающимися в шкале времени порядка миллиона лет звездными скоплениями, потерявшими свой газовый компонент.

Для сохранения молодыми звездными скоплениями своего газа при расширении зоны ионизованного водорода НII со стандартной скоростью $\sim 10^6$ см/с их масса должна превышать $\sim 10^6 M_\odot$ (2). Существующие оценки граничной массы, основанные на дисперсии скоростей звезд [50] и на анализе химического состава звезд [77], подтверждают приведенную оценку.

Обычно полагается, что группа звезд, выделенных повышенной поверхностной плотностью или общим собственным движением, называемая звездным скоплением, представляет собой группу гравитационно связанных N звезд. Однако гравитационной связанности такой группы может и не быть. Каково время расширения скопления до размеров, совпадающих с радиусами их полости Роша

$$(4) R = 6 \cdot \left(\frac{M}{10^3 M_\odot} \right)^{\frac{1}{3}} \text{ пк при характерной скорости}$$

звезд ~ 1 км/с? Это время для типичного скопления близко к $\sim 10^7$ лет, из чего следует, что $\sim 90\%$ более молодых скоплений являются распадающимися группами молодых звезд. И только скопления с возрастными, большими $\sim 10^7 \left(\frac{M}{10^3 M_\odot} \right)^{\frac{1}{3}}$ лет, можно считать «выжившими» и гравитационно связанными.

6. РОЛЬ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД И ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Газовый компонент плотных звездных скоплений может быть не удален ионизацией водорода. Тем не менее, через несколько миллионов лет в скоплении начинают взрываться сверхновые звезды с энергией кинетического движения оболочек последних до $\sim 10^{51}$ эрг. Сравнивая эту энергию с характерной энергией связи скоплений с радиусом: $R \cong 0.2 M^{\frac{1}{2}}$ (2) и $E \cong -10^{42} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{\frac{2}{3}}$ эрг найдем, что скопления с массой, меньшей $10^5 M_\odot$, лиша-

ются своего газового компонента после взрыва первой сверхновой в нем. Если масса последнего была больше половины полной массы скопления, то звездный компонент будет разрушен первой же сверхновой в первые несколько миллионов лет. Оптическая толща газового компонента скопления с массой газа, сравнимой с массой его звезд при $t < 10^7 \left(\frac{M}{10^3 M_\odot} \right)^{\frac{1}{2}}$ лет, останется большей единицы. То есть, в оптике явление сверхновой подобного рода может остаться не наблюдаемым до расширения газовой оболочки и разрушения молодого скопления.

В результате взрывов массивных звезд масса скопления уменьшается, а его радиус увеличивается почти в два раза за первые $\sim 10^7$ лет жизни скопления. Масса вырожденных карликов составляет менее половины начальных масс порождающих их звезд. Это обстоятельство приводит к дальнейшему уменьшению массы скопления за счет потери оболочек планетарных туманностей в шкале времени $10^8 - 10^9$ лет. При этом радиус скопления увеличивается. Эволюция звезд и потеря ими массы приводят к уменьшению их массы и увеличению в 3–4 раза радиуса скопления.

7. ПОТЕРЯ ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЕМ ЗА СЧЕТ ИХ ПАРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Гравитационное взаимодействие звезд скопления ведет к установлению и поддержанию Максвелловского распределения звезд по скоростям. Энергия связи звезд скопления $\left(\frac{GM}{R}, M, R \right)$ — масса и радиус скопления) мала по сравнению с энергией связи самих звезд $(Gm/r, m, r)$ — масса и радиус звезды), что ведет к непрерывному удалению быстрых звезд, покидающих скопление, его «испарению» со временем. Первым, вероятно, обратил на это внимание Эддингтон [78] и сделал первую оценку времени жизни скопления, оценив его как произведение динамической шкалы времени на массу скопления в солнечных массах. Оценка роли парных взаимодействий в «испарении» звездного скопления уточнена в работах Амбарцумяна [79], Спитцера [80] и приобрела современный вид в работе Чандрасекара [81]. В итоге формула для времени испарения звездного скопления T_{ev} приобрела современный вид:

$$T_{\text{ev}} \approx T_{\text{ff}} \frac{N}{\ln N}, T_{\text{ff}} = \frac{R^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{GM}}, \quad (5)$$

где T_{ff} — время свободного падения. Логарифмический фактор учитывает роль дальних парных

сближений звезд в увеличении их кинетической энергии.

Для оценки влияния сближения звезд на изменение их пространственной скорости δ можно использовать следующее простое приближение. Сила гравитационного взаимодействия двух звезд с массой m равна $\frac{Gm^2}{R^2}$, время взаимодействия — R/v , итоговое изменение скорости тела (δ) с массой m будет:

$$\delta = \frac{Gm}{Rv} \quad (5.1)$$

где G — постоянная гравитации, M — масса и v — относительная скорость звезд и R — минимальное расстояние пролетающего «ускорителя». Возможную причину появления соотношения для времени «испарения» можно продемонстрировать простой моделью. Пусть скопление звезд массой M имеет радиус R и составлено звездами с одинаковой массой m . Легко показать, что для изменения скорости звезд на величину характерной параболической скорости звезд скопления $v = \sqrt{\frac{GM}{R} \frac{m}{M}}$ они должны сблизиться на расстояние $r = R \frac{m}{M}$. Время, необходимое для того, чтобы все звезды скопления испытали столь тесное сближение, двигаясь со скоростью v : $\tau = \frac{R}{v} \frac{M}{m} = T_{ff}$, — это время и было найдено Эддингтоном почти сто лет назад, оно также указано в (5).

Современные численные модели N точек подтвердили первые численные оценки [82, 83, 84]. Для количественной оценки времени «испарения» скопления примем его массу M , а массу одинаковых звезд m , соотношение масса-радиус скопления: $M = 0.2R^2$. В итоге время испарения скопления (5) будет после подстановки последнего соотношения в (5):

$$T_{ev} \approx 7 \cdot 10^8 \frac{M_3^4}{\ln\left(\frac{M_3}{M_\odot}\right)} \text{лет}, \quad (6)$$

где M_3 — в единицах 10^3 масс Солнца. Эта оценка близка к величине времени жизни скоплений, вытекающей из статистики звездных скоплений с массами 10^2 – $10^5 M_\odot$ в пределах 600 пк от Солнца [85], и к оценке времени жизни скоплений с массами $\sim 10^4 M_\odot$, выполненной по скоплениям в пределах 2 кпк от Солнца [86]. В силу малой энергии уходящих звезд полную энергию скопления $\sim \frac{GM^2}{R}$ в ходе испарения можно считать постоянной [87].

Поэтому $R \sim M^2$, или в ходе испарения скопления со временем только из-за парных взаимодействий оно должно быстро сжиматься.

8. РОЛЬ ЗВЕЗД ПОЛЯ ДИСКА ГАЛАКТИКИ В РАЗРУШЕНИИ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Звездные скопления выделены повышенной пространственной плотностью, и они погружены в звездный фон диска Галактики. Звезды фона пронизывают объем ядра скопления и его короны, активно взаимодействуют с их членами, увеличивая скорости последних. Оценка величины возмущения скорости звезды скопления дана уравнением (5.1). Характерные скорости звезд ядра скопления с радиусами согласно (3):

$$v \approx 3 \cdot 10^4 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{\frac{1}{4}} \text{(см / с)}. \quad (7)$$

Скорости звезд короны скопления с радиусами согласно (4), рис. 1:

$$v = 7 \cdot 10^3 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{\frac{1}{3}} \text{(см/с)}. \quad (8)$$

Ясно, что при массах скоплений, меньших $\sim 10^6 M_\odot$, эти скорости малы по сравнению со скоростями звезд поля в окрестности Солнца [88] ~ 30 км/с.

Для численной оценки роли звезд поля в разрушении звездных скоплений диска Галактики необходимо знать пространственную плотность последних. На основании каталога Gaia мы нашли, что в сфере радиусом 5 пк, окружающей Солнце, находится 50 звезд. Получаем плотность звезд на расстоянии Солнца от центра Галактики $\sim 0.1/\text{пк}^3$. Близкая оценка была получена в работе [89] на основе исследования звезд Gaia в окрестностях Солнца с радиусом ~ 20 пк. Оценка локальной плотности звезд на основе гравитационного потенциала $\sim 0.08 M_\odot/\text{пк}^3$ [90]. При почти постоянной орбитальной скорости звезд диска Галактики эта плотность нарастает к центру как $\sim R^{-2}$, увеличивая, соответственно, частоту столкновений звезд скопления со звездами диска Галактики.

Уравнение (5) можно использовать для оценки времени жизни звезды в ядре и короне скопления с массой $\sim 10^2 M_\odot$. Массу звезд поля и звезд скопления полагаем $\sim M_\odot$, а плотность звезд поля $\sim 0.1 \text{пк}^{-3}$. В итоге простых преобразований (7) мы нашли, что время удаления звезды короны скопления за счет близкого прохождения звезд поля равно:

$$t_1 \sim 5 \cdot 10^{10} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{\frac{1}{3}} \text{лет}. \quad (9)$$

То же для звезд ядра скопления согласно (8):

$$t_2 \sim 10^{12} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ лет.} \quad (10)$$

На первый взгляд участием звезд поля диска Галактики в разрушении звездных скоплений с массами, большими $\sim 10M_\odot$, можно пренебречь. Но два обстоятельства нуждаются в уточнении прежде, чем сделать окончательное заключение. Первое, пространственная плотность звезд растет с приближением к ядру Галактики, это уменьшает время удаления (9), (10), так как времена испарения обратно пропорциональны этой плотности. Второе обстоятельство заключено в распределении проходящих звезд поля по относительной скорости, ибо время удаления (9), (10) пропорционально квадрату ее величины (5). Эти обстоятельства оставляют возможность активного участия звезд поля в разрушении корон звездных скоплений малой массы при более детальном учете их эффективности.

9. РОЛЬ КРАТНЫХ ЗВЕЗД В РАЗРУШЕНИИ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

Наблюдаемое число кратных звезд в скоплениях невелико. На основе исследования кратности звезд в 202 скоплениях разного возраста она была оценена равной ~ 0.2 [91]. Следует иметь в виду, что в силу очевидных эффектов наблюдательной селекции последняя величина является только нижним пределом оценки кратности. Поскольку все звезды образуются в звездных скоплениях, нет оснований ожидать, что она отличается от почти полной кратности близких звезд, установленной ранее.

При обсуждении эволюции звездных скоплений необходимо иметь в виду, что полная энергия звездного скопления как системы одиночных точечных масс мала. Она, как показывают простые оценки, порядка энергии одной тесной двойной системы с компонентами солнечной массы. Приняв массу скопления в солнечных единицах равной M и массы компонентов двойной равными солнечной массе, найдем большую полуось орбиты этой двойной:

$$\alpha / R_\odot \sim 10^6 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-3/2}. \quad (11)$$

При массе скопления $\sim 10^2 M_\odot$ (1) получаем $\alpha \approx 1000 R_\odot$. Радиус скопления в (11) согласно уравнению (2) $R/R_\odot \sim 10^6 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2}$. Последняя оценка большой полуоси орбиты двойной системы с энергией связи равной энергии связи звездных скоплений показывает, что тесные двойные звезды мо-

гут играть важную роль в разрушении скоплений с массами, меньшими $\sim 10^4 M_\odot$.

Численное исследование установило, что в ходе эволюции широкие двойные системы (ШДС) могут распадаться из-за близкого прохождения звезды. Это может привести к ускорению одного из компонентов ШДС до гиперболической скорости [92]. Минимальная большая полуось разрушающейся ШДС в рамках однородной модели гравитирующих N точек (скопления) с массой M и радиусом R , которые связаны соотношением (2), может быть оценена как $\alpha_{\min} / R_\odot \approx 10^{11} (M / M_\odot)^{\frac{4}{3}} / t$, где t – возраст системы в годах. При характерных возрастах скоплений $\sim 10^9$ лет и массах $\sim 10^2 M_\odot$ получено $\alpha_{\min} \approx 3 \cdot 10^3 R_\odot$. Для ускорения звезд скоплений до гиперболических скоростей необходимы ШДС с $\alpha_{\max} < \frac{m}{M} R$ или $\alpha / R_\odot \leq 10^6 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2}$.

Для того, чтобы α_{\min} было больше α_{\max} , возраст скопления должен быть меньше $\sim 10^5 (M / M_\odot)^{\frac{4}{3}}$ лет. То есть, часть потенциальных «ускорителей» одиночных звезд скопления будет со временем разрушаться, оставляя в качестве наиболее эффективных «ускорителей» наиболее широкие из тесных систем. Численное изучение вклада двойных звезд в испарение звездных скоплений продемонстрировало расширение ядер скоплений по мере уменьшения их масс [93].

Важный вклад в разрушение звездных скоплений могут внести тесные тройные звездные системы [94, 95].

Часть тройных систем с неустойчивыми орбитами компонентов могут разрушаться в ходе их формирования. Если принять, что начальное распределение двойных звезд по большим полуосям может быть представлено как $dN \approx 0.2 d \lg \frac{a}{R_\odot}$ [45], (a – большая полуось системы), а $d \lg \frac{a}{R_\odot} \approx 0.5$ для неустойчивых тройных систем при $d \lg P_{\text{orb}} \approx 0.7$ [96], то доля неустойчивых тройных систем может составить ~ 0.1 от всех звезд скопления. Кроме того, эволюция двойного компонента тройной системы и эволюция удаленного компонента при условии, что масса этих компонентов превышает солнечную, сопровождается, как правило, заметным уменьшением масс компонентов и увеличением больших полуосей их орбит. Увеличение полуоси тесной двойной может нарушить условие устойчивости тройной системы и разрушить ее. Положив характерное уменьшение массы двойной с превращением ее компонентов в вырожденные карлики в три раза, можно ожидать трехкратное увеличение

ее большой полуоси. Это означает, что тройные системы с $d \lg \frac{a}{R_\odot} = 0.5$ могут стать неустойчивыми и $\sim 10\%$ от всех тройных систем будут разрушены в ходе эволюции их двойных систем.

Еще одна возможность разрушения тройной системы в скоплении связана с ускорением удаленного компонента в ходе ее взаимодействия при сближении со звездой скопления. Приняв соотношение (2), (5) и (5.1) для скопления с массой M , состоящей из звезд с массой порядка солнечной мы найдем, что тройные системы с $a \geq 3 \cdot 10^4 R_\odot \left(M / 10^3 M_\odot \right)^{2/3}$ будут разрушены за время жизни скопления (5).

Важно отметить, что поиск потенциальных продуктов распада кратных систем принес первый результат. Белый карлик с возрастом $\sim 10^8$ лет и массой $\sim 1.32 M_\odot$ был заподозрен в принадлежности в прошлом Гидам [97], которые он покинул $\sim 15 \cdot 10^6$ лет назад. Численное моделирование в рамках модели N тел показало, что максимальное влияние на динамическую эволюцию скоплений играют наиболее массивные объекты, в частности, двойные черные дыры звездных масс [98]. Стоит отметить, что системы двойных черных дыр получают в ходе своего образования приращение скорости («kick») разного рода и в итоге могут покинуть еще молодое родительское звездное скопление. Однако черные дыры с массами $\sim 10^3 M_\odot$ в ядрах шаровых скоплений могут оказаться важными участниками их динамической эволюции [99].

Заканчивая обзор роли кратных систем в распаде скоплений, необходимо признать, что несмотря на очевидное участие этих систем в распаде, количественная оценка эффективности этого механизма остается пока неопределенной. Причина в неопределенности начальных параметров и сложности количественного описания эволюции таких систем.

10. РОЛЬ ГМО И ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ В РАСПАДЕ РЗС

Уравнение (5) наглядно демонстрирует, что гравитационное ускорение звезд растет с увеличением массы ускоряющего объекта. Поэтому естественно искать потенциальные эффективные ускорители, обратившись к наиболее массивным объектам Галактики: ГМО и звездным скоплениям. Численное исследование процесса столкновения двух систем N точек показывает, что они при малых относительных скоростях, в высокой степени не консервативны и ведут после потери части звезд к слиянию этих систем [100, 101, 102]. В зна-

чительной степени, как продемонстрировало численное моделирование, исход сближения зависит от направлений вращения сталкивающихся систем, усиливаясь при совпадении последних [103]. Последнее является следствием (2). Учет сближения звездных скоплений с ГМО и другими скоплениями необходим при рассмотрении их эволюции.

Способность к образованию концентраций темного вещества остается пока не известной, но роль темного вещества в гравитации существенна только на периферии массивных галактик. Поэтому при рассмотрении основной части диска Галактики им можно пренебречь.

Звездные скопления спиральных галактик каждые $\sim 10^8$ лет погружаются в спиральные ветви, в которых сосредоточены гигантские молекулярные облака с массами $10^1 M_\odot - 10^6 M_\odot$ [41, 42]. Функция масс молекулярных облаков представляется уравнением (3), а характерный радиус облаков и звездных скоплений диска Галактики уравнением (2). Плотность облака – порядка плотности

скопления. Плотность и число облаков (2) растут с уменьшением массы облака как M^{-2} и M^{-2} . По этой причине многочисленные облака малой массы могут являться главной угрозой для звездных скоплений с массой, превосходящей массу облака. Взаимодействие ГМО со звездными скоплениями рассматривалось неоднократно [104, 105] как возможная причина разрушения звездных скоплений.

Оценим вероятность столкновения звездных скоплений с гигантскими молекулярными облаками, приняв общую массу молекулярного водорода в Галактике $10^9 M_\odot$ [106], а массу облака M . При объеме диска Галактики $\approx 10^{11} \text{ пк}^3$ расстояние между ГМО в однородной модели будет $3 \left(M / M_\odot \right)^{1/3} \text{ пк}$. Для приливного разрушения скопления с радиусом r и характерной в нем скоростью звезд v необходимо при относительной скорости u сближение с ГМО с массой M на расстояние

$$R \leq \left(\frac{GM r}{v u} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Если положить $u \approx 30 \text{ км/с}$, радиус короны скопления равным радиусу сферы Хилла $r = 5 \cdot 10^{18} (m / M_\odot)^{1/3} \text{ см}$, а скорость звезд короны $v = 5 \cdot 10^3 (m / M_\odot)^{1/3} \text{ см/с}$, то последнее условие преобразуется к:

$$R \leq 2 \cdot 10^{17} \left(\frac{m}{M_\odot} \right)^{1/3} \text{ см}, \quad (14)$$

где m — масса скопления. Условие сближения разрушительного для короны скопления становится при R^2 , а время ожидания такого сближения

$$\tau \leq 2 \cdot 10^8 \text{ лет.} \quad (15)$$

Примечательно, что оно не зависит ни от массы ГМО, ни от массы звездного скопления. Таким образом, ГМО Галактики могут являться важным фактором ограничения времени жизни короны и, вероятно, ядра скопления (рис. 1).

Чтобы оценить характерное время приливного разрушения ядра скопления необходимо принять (3): $r = 10^{17} (M/M_\odot)^{1/2}$ см. Тогда скорость v в (13) становится $v = 3 \cdot 10^4 (M/M_\odot)^{1/4}$ см/с, или

$$R \leq 10^{16} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/8} \text{ см.} \quad (16)$$

При таком критическом для разрушения прицельном параметре (16) определим время «ожидания»:

$$\tau = 10^{11} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/4} \text{ лет.} \quad (17)$$

Снова это время в рамках принятой модели не зависит от массы ГМО и «гарантирует» сохранение ядра скопления с $m \leq 10^4 M_\odot$ в течение Хаббловского времени. Малая часть ядер скоплений, сблизившихся на расстояние ближе того, что указывает (16), будет, конечно, разрушено за время короче того, что отмечено (17). В целом, можно заключить, что сближение звездных скоплений с ГМО лишает это скопление короны, способствуя тем самым их разрушению, но ядра скоплений сохраняются. Большинство сближений скоплений с ГМО происходят в спиральных рукавах, в которых концентрируются ГМО.

Другими словами, для разрушения скопления ГМО необходимо, чтобы плотность ГМО n_H (число атомов водорода в см^3) была бы выше плотности скопления. Принимая для ГМО и для звездных скоплений справедливое соотношение $M \approx 0.2R^2$ [29, 107], условие разрушения скопления при столкновении его с ГМО:

$$M/M_\odot \geq 10^{11} / n_H^2. \quad (18)$$

Следовательно, ГМО с $n_H = 10^4 \text{ см}^{-3}$, вероятно, может разрушить звездные скопления с массой, большей $10^3 M_\odot$. Отметим, что для окончательных выводов необходимо численное моделирование процесса столкновения ГМО с системой N точек скопления, ибо форма и потенциал сталкивающихся объектов существенно меняются в ходе столкновения.

Среди пока неучтенных потенциальных механизмов разрушения звездных скоплений стоит упомянуть сближение скоплений друг с другом. Выполним простые оценки. Примем за условие столкновения сближение скоплений на расстояние, меньшее двух своих радиусов: $2r$. Скорость движения одинаковых скоплений v , их число N , а объем пространства, в котором они движутся V . Тогда время между их столкновениями будет:

$$\tau_c = \frac{V}{4vr^2 N}. \quad (19)$$

Для рассеянных скоплений в диске Галактики $V \approx 10^{11} \text{ пк}^2$, $N \approx 10^5$, $v \approx 10 \text{ км/с}$ и $r \approx 1 \text{ пк}$. В итоге $\tau_c \approx 3 \cdot 10^{10}$ лет. Но время жизни скоплений $\sim 10^9$ лет, поэтому процесс сближения рассеянных скоплений не кажется эффективным фактором их эволюции. Иная ситуация с шаровыми скоплениями, для которых $V \approx 10^{10} \text{ пк}^3$, $N \approx 300$, $v \approx 300 \frac{\text{км}}{\text{с}}$, $r \approx 10 \text{ пк}$ и $\tau_c \approx 3 \cdot 10^8$ лет. То есть, столкновения шаровых скоплений с временем жизни $\sim 10^{10}$ лет между собой в ядре Галактики может быть важным фактором их эволюции и, возможно, одним из путей формирования балджа Галактики. Кроме того, эти оценки показывают, вероятно, существенную роль в эволюции рассеянных скоплений ядра нашей Галактики их столкновений с шаровыми скоплениями балджа нашей Галактики.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги выполненного нами анализа эволюции массы и радиуса звездных скоплений в ходе уменьшения со временем их массы и числа входящих в них звезд. Источниками энергии распада могут быть зоны НП, ядерная энергия звезд, энергия кратных звезд скопления, кинетическая энергия звезд поля, гравитационная энергия гигантских молекулярных облаков и сталкивающихся звездных скоплений. Анализ показал, что все обсужденные нами пути распада скоплений можно разделить на два класса по их роли в изменении полной энергии системы N точек, представляющих скопления звезд. Потеря звезд за счет собственной энергии системы N точек в ходе парных взаимодействий звезд ведет к уменьшению этой энергии и сжатию скопления со временем с потенциальным превращением его в конечном итоге в компактную кратную звездную систему. Остальные пять механизмов удаления звезд — внешние, что приводит к расширению скопления.

Для исследования эволюции наблюдаемого соотношения масса-радиус для рассеянных скопле-

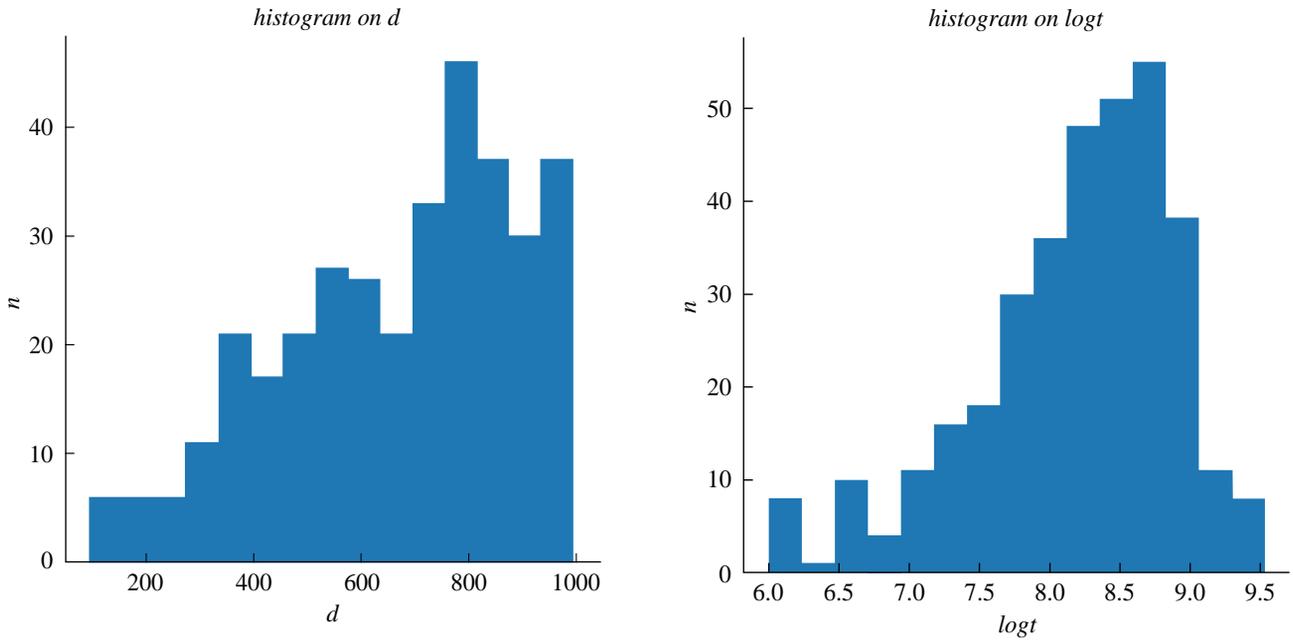


Рис. 2. Распределение скоплений (ближе 1 кпк) каталога [22] по расстоянию от Солнца (d , пк) и по логарифму возраста ($\log t$, лет).

ний мы использовали каталог [22], из которого мы выбрали 330 скоплений в пределах зоны с радиусом один килопарсек около Солнца. Скопления в этой области имеют на сегодня наиболее надежно опре-

деленные параметры. Распределение по расстоянию от Солнца ранних скоплений нанесено на рис. 2 (левая панель), а распределение по возрасту – на рис. 2 (правая панель). Характерный возраст скоплений $\sim 3 \cdot 10^8$ лет. Приняв радиус Галактики 10^4 пк, при средней массе (рис. 3) $10^2 M_\odot$, их общая масса составит $\sim 3 \cdot 10^6 M_\odot$. При указанном выше среднем возрасте отобранных нами скоплений $\sim 3 \cdot 10^8$ лет (рис. 2) темп звездообразования в скоплениях Галактики составит $\sim 0.03 M_\odot/\text{год}$, а оценка общей скорости звездообразования в Галактике $\sim 3 M_\odot/\text{год}$. То есть, только менее 1% всех звезд образуются в скоплениях указанного среднего возраста.

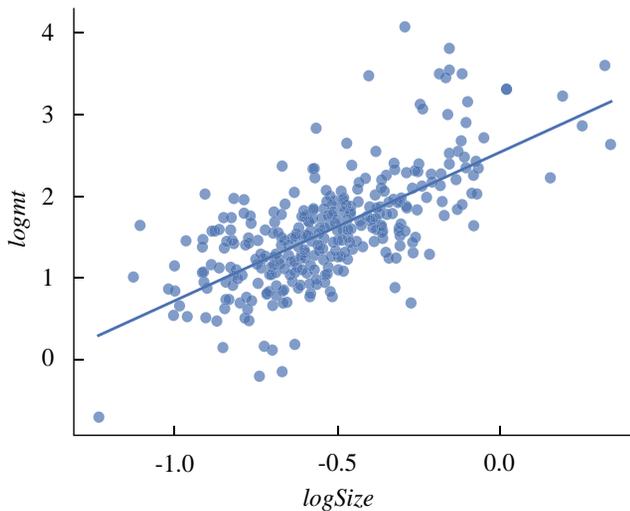


Рис. 3. Соотношение «логарифм массы — логарифм размера» скоплений каталога [22], расположенных в пределах 1 кпк от Солнца. Прямая описывается формулой $\log \cdot mt = 2.55(\pm 0.063) + 1.83(\pm 0.108)\log Size$, где $\log \cdot mt$ — приливная масса скопления в массах Солнца, логарифм размера скопления в парсеках $\log Size = \log(d \cdot r_0 / 57.3)$, где r_0 — угловой размер ядра скопления в градусах (рис. 1).

Большинство звездных скоплений, как было указано выше, разрушаются в момент их образования после потери ими газового компонента. На рис. 4 для трех классов скоплений, отличающихся по возрасту, приведена корреляция приливной массы скоплений ($\lg mt$) с радиусами их ядер [22]. Представлены также аналитические выражения для этих корреляций. Скопления для построения рис. 4 были разделены на три равных по числу компонента: молодые с возрастом менее 10^8 лет, старые с возрастом более $6 \cdot 10^8$ лет и скопления промежуточных возрастов. Сравнение аналитических представлений наблюдаемых корреляций не демонстрирует какой-либо достоверной эволюции соотношения масса-радиус с возрастом скопления в указанных интервалах масс и возрастов скоплений. Корреляции $M_{\text{total}} - R$ практически одинаковы.

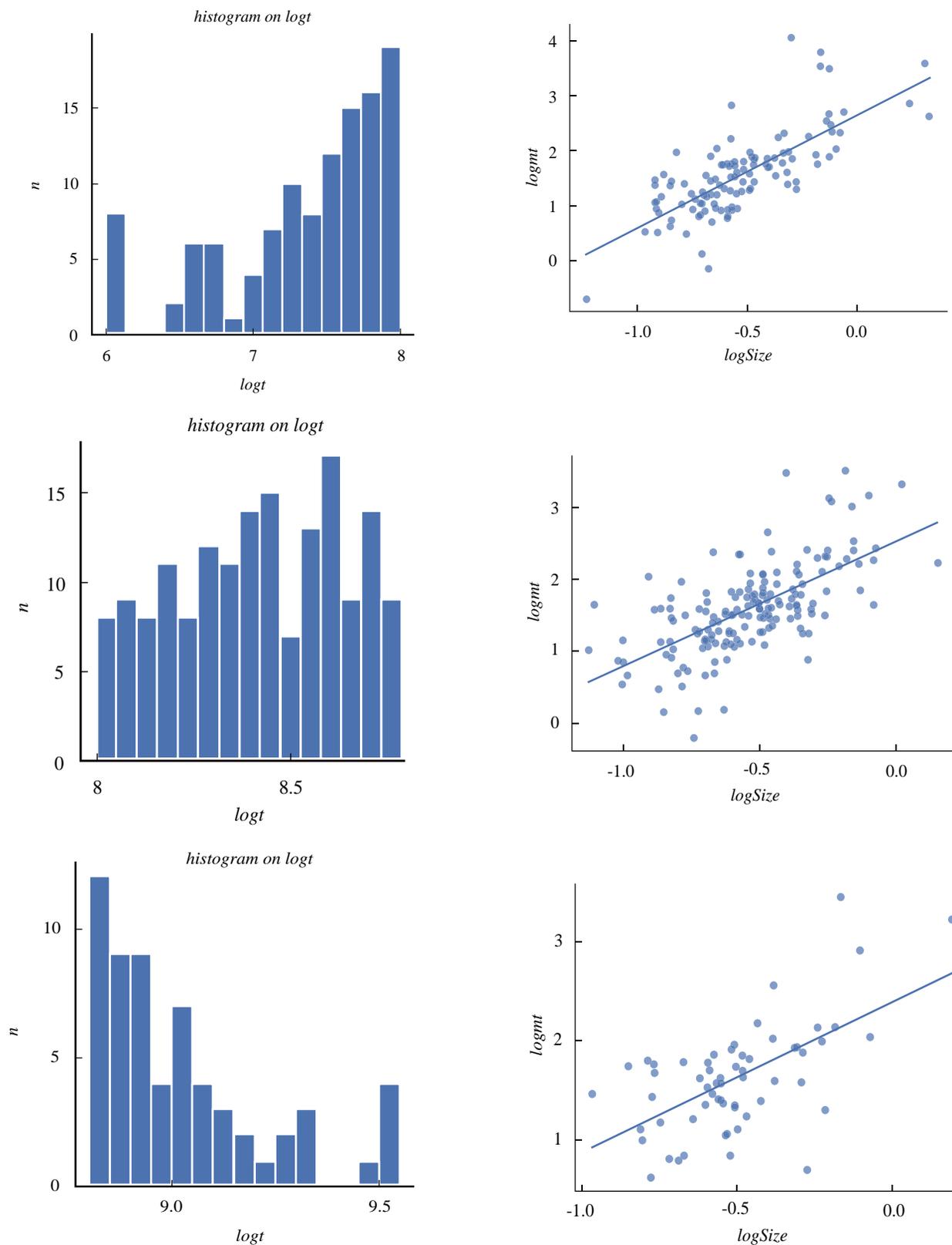


Рис. 4. а) Соотношение «логарифм массы — логарифм размера» для скоплений с возрастом $\log t < 8.0$. Прямая описывается формулой $\log mt = 2.64(\pm 0.105) + 2.05(\pm 0.178) \cdot \log Size$. б) Соотношение «логарифм массы — логарифм размера» для скоплений с возрастом $8.0 < \log t < 8.8$. Прямая описывается формулой $\log mt = 2.51(\pm 0.094) + 1.72(\pm 0.161) \cdot \log Size$. в) Соотношение «логарифм массы — логарифм размера» для скоплений с возрастом $\log t > 8.8$. Прямая описывается формулой $\log mt = 2.39(\pm 0.147) + 1.52(\pm 0.268) \cdot \log Size$.

Первый коэффициент представляет собой тангенс угла наклона линейной зависимости логарифма массы ($\lg mt$) скопления от его размера ($\log Size$). Углы наклона отличаются менее чем на пять градусов. Второй коэффициент — сдвиг прямой. Он практически совпадает для рис. 4б и 4в в пределах ошибки, или дисперсии ~ 0.7 . Прямая рис. 4а по сдвигу отличается от остальных. Это позволяет отнести наблюдаемую корреляцию масса-радиус для скоплений $M \sim R^2$, замеченную ранее [29], к числу следствий эффектов наблюдательной селекции.

Дополнительной иллюстрацией взаимодействия эффектов эволюции открытых звездных скоплений и эффектов наблюдаемой селекции служит рис. 5, на которой нанесена наблюдаемая корреляция масс отобранных скоплений с возрастaми [22]. Априори очевидно, что масса скоплений с возрастaм должна уменьшаться в силу эффектов, обсуждаемых в статье. Но этот эффект может быть отслежен только при возрастaх менее $\sim 10^8$ лет. Однако увеличение возрастa выше этой величины приводит в силу эффектов наблюдатель-

их размеров. Самые молодые известные звездные скопления имеют возраст $\sim 10^5$ лет [108]. Рис. 2 и рис. 5 не демонстрируют присутствие в известных ансамблях рассеянных скоплений с возрастaми порядка Хаббловского времени $\sim 10^{10}$ лет, хотя при возрастe $\sim 5 \cdot 10^9$ лет есть скопления с массами $\sim 10^4 M_\odot$ (рис. 5). Кроме того, уравнения (1) и (6) допускают Хаббловское время в качестве времени жизни скоплений с начальными массами большими $\sim 10^5$ лет. Вероятная причина отсутствия известных предельно старых звездных скоплений с массой $10^2 M_\odot - 10^3 M_\odot$ — эффекты наблюдательной селекции [109].

Аналитическая модель формирования звездных скоплений в газовом диске Галактики позволяет найти начальное соотношение масса-радиус для них: $R(\text{пк}) = 0.5 \left(\frac{M}{10^3 M_\odot} \right)^{\frac{1}{2}}$ при поверхностной плотности газа $\sim 10 M_\odot/\text{пк}^2$ [32]. С ходом времени в силу потери массы и парных взаимодействий указанная зависимость радиуса

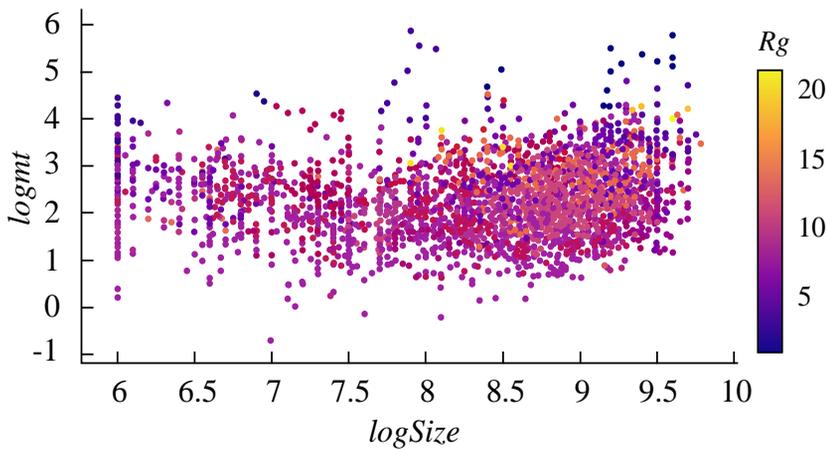


Рис. 5. Соотношение «логарифм приливной массы — логарифм возрастa» скоплений каталога [22]. Цветовая шкала показывает цвет точки в зависимости от R_g (расстояние от галактического Центра, ЦГ). Среди далеких от ЦГ наблюдаются старые скопления — выжившие и с высокой концентрацией звезд к центру скопления, следовательно, лучше идентифицируются на далеких от ЦГ расстояниях, на фоне меньшего количества звезд поля.

ной селекции, естественно, к существенному увеличению числа скоплений в ансамбле, что, в свою очередь, увеличивает вклад исходно более массивных скоплений. Последнее сменяет наметившееся уменьшение средней массы скоплений с возрастaм увеличением (рис. 5).

В итоге можно заключить, что, изучая сейчас эволюцию рассеянных звездных скоплений от их возникновения до предельно старых, пока невозможно сделать однозначный вывод об эволюции

от массы для скоплений с массами меньшими $\sim 10^4 M_\odot$, вероятно, ослабевает [32, 110]. То есть, радиус этих скоплений со временем, вероятно, убывает. Изучение 99 скоплений диска М 82 показывает, что при переходе от скоплений с возрастaм менее 10^8 лет к скоплениям с возрастaм более $5 \cdot 10^8$ лет при массах скоплений $10^3 M_\odot - 10^6 M_\odot$ их радиус уменьшается в три раза [111]. Ясно, что из-за сложности процессов, сопровождающих эволюцию скоплений в разных внешних

условиях, эволюция соотношения масса-радиус пока не имеет однозначного решения и требует дополнительного изучения.

Как известно, масса звездного скопления со временем уменьшается. Оценим в рамках простой модели изменение радиуса ядра скопления в ходе эволюционного уменьшения его массы. Полная энергия (кинетическая плюс потенциальная) системы N точек может быть записана как:

$$E = -\alpha GM^2/R, \quad (20)$$

где M и R – масса и радиус системы, α – структурный коэффициент. Примем, что изменение этой энергии, обусловленное потерей звезд скоплением, может быть записано как $\beta G \frac{M}{R} \frac{dM}{dt}$, где β – коэффициент, представляющий изменение энергии системы при потере звезд. Коэффициент $\beta > 0$ при потере звезд скопления за счет их парных взаимодействий и $\beta < 0$, если при этом используется энергия зоны НII, удаляющего газ, потеря массы сверхновыми и планетарными туманностями, потеря звезд за счет столкновения со звездами поля, потеря звезд за счет распада тройных систем или путем их взаимодействия с двойными системами, потеря звезд скопления при взаимодействии его с гигантскими молекулярными облаками. Параметр $\beta > 0$, если тратится энергия самого скопления, и $\beta < 0$, если в разрушении участвует внешний источник.

В рамках обсуждаемой модели из производной от указанной выше энергии (20) можно записать, предполагая α и β постоянными:

$$R \sim M^{\frac{2\alpha+\beta}{\alpha}}. \quad (21)$$

Из этого уравнения ясно, что характер изменения радиуса по мере уменьшения массы скопления зависит от знака $2\alpha+\beta$. Оценка величины $\alpha \approx 0.2$ [112]. Следовательно, при $\beta < -0.4$ (19) радиус скопления будет увеличиваться в ходе эволюционного уменьшения массы звездного скопления, а при $\beta > -0.4$ – расти.

Предположение о парных взаимодействиях звезд как основной причины разрушения скоплений и численные модели задач N тел предполагают, что большинство звезд покидает скопления с малой скоростью. В силу этого, полная энергия скопления (20), равная сумме потенциальной и кинетической энергий звезд скопления, почти сохраняется $\beta \approx 0$. Вследствие чего $R \sim M^{0.4}$, что близко к наблюдаемому соотношению $R \sim M^{\frac{1}{2}}$ (рис. 2). То есть, этот механизм разрушения скоплений предполагает быстрое уменьшение радиуса скопления по мере уменьшения его массы, а это, в свою очередь, в силу уравнения (1) ведет к уско-

рению распада. Привлечение, например, двойных звезд ($\beta \approx -1$) в качестве источника энергии для испарения скопления приводит к $R \sim M^{-0.6}$, то есть в этом случае уменьшение массы скопления в ходе его испарения приводит к его расширению со временем. В силу участия нескольких механизмов разрушения звездных скоплений со временем конечный сценарий их разрушения становится итогом сложного процесса, требующего специального рассмотрения с привлечением всех процессов, участвующих в разрушении.

Теперь, имея в виду неоднозначные результаты по эволюции радиуса рассеянных скоплений в ходе их распада и практически совпадающие соотношения масса-радиус на рис. 2, можно обсудить возможную природу наблюдаемой корреляции $M-R$ (2) и рис. 2. Возможны два объяснения устойчивости этого соотношения. Первое: обсужденные в третьей главе механизмы распада действуют так согласовано, что обеспечивают в уравнении (19):

$\alpha = -\frac{2}{3}\beta$, и, как следствие: $R \sim M^{\frac{1}{2}}$. Второе: эволюция каждого скопления со временем в плоскости $M-R$ индивидуальна и осуществляется за счет внутренних и внешних факторов, обсуждаемых в третьей главе, а наблюдаемая корреляция $M-R$ скоплений является суммарным продуктом эффектов наблюдательной селекции. При этом скопления с неизменным или увеличивающимся в ходе распада радиусом для наблюдателя просто теряются на звездном фоне. Скопления же с уменьшающимся радиусом ускоряют свою эволюцию, увеличивая плотность и, как следствие, частоту парных взаимодействий, удаляющих из него звезды, в силу (2): $J \sim M^{\frac{3}{2}} R^{\frac{1}{2}}$, J – предельный угловой момент скопления. Это обстоятельство ведет к понижению числа скоплений большой плотности на рис. 2, ввиду их малого времени жизни. Итогом этих двух обстоятельств может явиться устойчивая наблюдаемая корреляция $M-R$ на рис. 2.

Последние работы по изучению вековой эволюции 1379 скоплений на основе Gaia DR3 позволили найти первые скопления, демонстрирующие признаки такой эволюции [113]. При этом 18 скоплений показывают расширение, а три – сжатие. Расширение было приписано по традиции потере газового компонента этими скоплениями [15]).

Интересный вариант быстрого распада звездных скоплений был предложен в работе [114]. Они нашли, что в отсутствии приращения скорости («kick») $V_k \leq 1$ км/с звездные черные дыры, образующиеся в скоплениях, формируют плотное ядро скопления из черных дыр. Такое ядро способно в несколько дина-

мических шкал времени ($\sim 10^6$ лет) ускорить звезды скопления, тем самым разрушив его. Однако необходимо отметить, что отсутствие «kick» черных дыр и вращения скопления являются принципиально необходимыми требованиями для этого сценария. По этой причине он является маловероятным.

Интересно, что корреляция $M \sim R^2$ известна и для галактик, видимые размеры которых определяются эффектами наблюдательной селекции, зависящими от определенной поверхностной яркости. Корреляция $M-R$ для них, изученная [115], обнаруживает «обрезание» размеров галактик, зависящее от их светимости (массы) как $L(M) \sim R^2$. Таким образом, складывается впечатление, что «закон» $M \sim R^2$ является следствием ограничения размеров систем, не имеющих физически определенных границ, предельной поверхностной яркостью. Это явление общее для всех астрономических систем такого рода: звездные скопления, галактики, скопления галактик.

Роль неопределенности при оценке размеров протяженных астрономических объектов была изучена при оценке радиусов галактик [116]. В этой работе продемонстрировано, что попытка различными авторами найти связь размеров галактик с их массой приводит к очевидной неопределенности в радиусах в два-три раза, а в массах – в три-четыре раза. Это обстоятельство поддерживает неопределенность всех оценок размеров и масс протяженных объектов, сохраняя итоговую корреляцию $M \sim R^2$.

Оценим роль указанных выше факторов количественно. Пусть соотношение масса-радиус скопления: $M \approx N = \gamma R^2$ (γ – коэффициент соотношения (2)), масса в солнечных единицах, радиус в парсеках. Характерная масса звезд скопления принята равной Солнечной массе. Скопление погружено в звездный фон, плотность которого около Солнца была найдена нами выше равной $\sim 0.1 \text{ пк}^{-3}$. Теперь для того, чтобы число звезд фона в конусе с основанием равным площади скопления было меньше числа звезд скопления, расстояние до скопления должно быть меньше 10γ парсек или, учитывая (2), меньше 5000 парсек. Но дисперсия по R по рис. 2 достигает фактора порядка пяти. То есть, ядра скоплений с такими радиусами, находящиеся дальше 600 пк, будут просто неразличимыми на звездном фоне. Конечно, близкие скопления могут быть идентифицированы изучением апексов движений их звезд, но для большинства более далеких скоплений этот метод недоступен. То есть, скопления пониженной плотности исчезают из наблюдаемых ансамблей. Время жизни скоплений повышенной плотности сокращается парными взаимодействиями

их членов, что также способствует понижению их наблюдаемого числа в силу (1).

Ясно, что звездные скопления со временем распадаются и самые распространенные старые скопления малых ($10^2 M_\odot - 10^3 M_\odot$) масс представлены сейчас своими конечными продуктами. Последние естественно искать среди звезд высокой кратности. Примем типичную начальную массу рассеянного скопления равной $\sim 10^2 M_\odot$. При массе звездного диска Галактики $\sim 10^{11} M_\odot$ можно ожидать $\sim 10^9$ систем высокой кратности, отмечающих конечные стадии эволюции звездных скоплений. Конечно, большинство их $\sim 90\%$, как указывалось выше, являются продуктами короткоживущих ($\sim 10^3$ лет) скоплений, потерявших при своем возникновении много газа. Поэтому только одна кратная звезда из почти 10^3 звезд диска является продуктом распада звездного скопления. Каталог Токовина (2018) включает 17 звезд с известными шестью и 4 звезды с семью компонентами. Кастор с шестью компонентами – среди них [117, 118]. Изучение устойчивости таких систем, оценка времени жизни и условия их возникновения заслуживают специального внимания.

Наблюдения показывают, что звездные скопления могут распадаться как при образовании после потери ими своего газового компонента [119], так и в ходе своей эволюции. Молодые скопления NGC2422 и IC4665 представлены потоками с длиной ~ 100 пк, отвечающей характерной скорости звезд в скоплении ~ 1 км/с, что типично для звездных скоплений малой массы [119]. Звездные потоки являются конечными продуктами распада всех звездных систем: скоплений и галактик [120]. Вектора пространственных скоростей звезд, имеющиеся в Gaia DR3, представляют хорошую возможность для поиска таких потоков методом поиска звезд с общим апексом. Ансамбль тридцати звездных потоков (копий), ассоциированных с шаровыми скоплениями приведен в [121].

Примером поздних стадий эволюции звездных скоплений может служить COIN-Gaia 13 [122]. Скопление с общей массой $\sim 440 M_\odot$ и возрастом $\sim 250 \cdot 10^6$ лет около 70% своих членов успело перевести в звездный поток с общей длиной ~ 270 пк. Наблюдаемая длина потока позволяет оценить относительную скорость звезд ~ 0.5 км/с. Эта скорость согласуется с ее оценкой, полученной на основании (2). То есть, скопление COIN-Gaia 13 является примером, иллюстрирующим поздние стадии перехода звездного населения из ядра скопления в звездный поток (рис. 1).

Основная часть звезд галактик образуется в звездных скоплениях с массами $10^2 M_{\odot} - 10^6 M_{\odot}$. Потеря газового компонента молодыми звездными скоплениями приводит к распаду более 90% образующихся звездных скоплений в течение первых миллионов лет их жизни с превращением их в звездные потоки (копья). Оставшиеся после потери газа гравитационно-связанные скопления теряют свои звезды в силу ряда внутренних и внешних причин. К числу внутренних причин можно отнести парные гравитационные взаимодействия звезд скопления, приводящие со временем к уменьшению массы скопления и его сжатию в целом. К числу внешних причин: распад кратных звезд, ускорение одиночных звезд скопления кратными звездами скопления и звездами диска Галактики (звездами поля), столкновения с гигантскими молекулярными облаками. Внешние причины ведут к расширению скопления с уменьшением его массы. Конечным продуктом эволюции скопления является кратная звездная система и звездный поток.

Наблюдаемая корреляция радиуса скопления с его массой ((2), рис. 2) не зависит от возраста скоплений в интервале возрастов 10^6 лет – 10^9 лет (рис. 2) и является вероятным продуктом эффектов наблюдаемой селекции, в результате которых скопления низкой плотности «теряются» на звездном фоне, а высокой – в силу быстрой динамической эволюции имеют короткое время жизни. Эволюция скоплений в плоскости радиус-масса индивидуальна и определяется совокупностью внутренних и внешних условий: плотности, доли кратных звезд, плотности звезд фона.

Наглядным свидетельством роли эффектов на наблюдательной селекции может служить работа [123] по соотношению масса-радиус для галактик. Если обычное соотношение в оптике имеет «стандартный» вид $M \sim R^2$ [29], то в ультрафиолете оно трансформируется до $M \sim R^5$.

Следует признать, что оценки масс рассеянных скоплений могут быть завышены в силу двух возможных причин. Предельно молодые скопления с возрастом, меньшим нескольких миллионов лет, могут являться не гравитационно-связанными скоплениями, а распадающимися в динамической шкале времени группами молодых звезд после удаления из них газового компонента. Кроме того, дисперсия скоростей звезд скопления может быть завышена за счет орбитального движения многочисленных неразрешенных двойных звезд скопления [124].

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензента за сделанные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. Shapley, John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (HarMo) 2 (1930).*
2. *B. Hertzprung, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands 1, 218 (1923).*
3. *R. Trumpler, Lick Observatory bulletin 14, 154 (1930).*
4. *O.J. Eggen, A.R. Sandage, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 119, 255 (1959).*
5. *Ch. Messier, Connoissance des Temps ou des Mouvements Célestes for 1784, 227 (1781).*
6. *W. Herschel, Philosoph. Trans. Roy. Soc. of London 76, 457 (1786).*
7. *R. Proctor, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 30, 50 (1869).*
8. *A. Eddington, Nature 106, 14 (1920).*
9. *S. Chandrasekhar, Astrophys J. 67, 206 (1938).*
10. *H. Jonson, A. Sandage, Astrophys. J. 121, 616 (1955).*
11. *I. King, Astron. J. 63, 265 (1958).*
12. *O. Eggen, G. Herbig, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 137, 111 (1967).*
13. *R. Larson, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 147, 323 (1970).*
14. *S. Aarseth, Astron. and Sp 35, 237 (1974).*
15. *A. Tutukov, Astron. and Astrophys. 70, 57 (1978).*
16. *D.A. Vandenberg, Astrophys. J. Suppl. Ser. 51, 29 (1983).*
17. *Ch. J. Lada, E.A. Lada, ASP Conf. Ser. 13, 3 (1991).*
18. *P. Zwart, F. Simon, P. Hut et al., Astron. and Astrophys. 337, 363 (1998).*
19. *N. Bastian, M. Gieles, ASPC 386, 353 (2008).*
20. *A. Kamlah, R. Spurzem, P. Berczik et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 516, 3266 (2022).*
21. *J.E. Wall et al., Astrophys. J. 904, 192 (2020).*
22. *A. Just, A.E. Piskunov, J.H. Klos et al., Astron. and Astrophys. 672, id. A187 (2023).*
23. *E.L. Hunt, S. Reffert, Astron. and Astrophys. 673, A 114 (2023).*
24. *R. Larson, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 194, 809 (1981).*
25. *S. Pfalzner, H. Kirk, A. Sills et al., Astron. and Astrophys. 586, 68 (2016).*
26. *J. Chieze, Astron. and Astrophys. 171, 225 (1987).*
27. *A. Mok, R. Chandar, S. M. Fall, Astrophys. J. 911, 8 (2021).*
28. *S. Smith, W. Cherny, Ch. Hayes et al., Astrophys. J. 961, 92 (2024).*
29. *A. Tutukov, Astron. Rep. 63, 19 (2019).*
30. *M. Krumholz, Sh. McKee, J. Bland-Hawthorn, Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. 57, 227 (2019).*

31. *B. Chen, G. Li, H. Yuan et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 493, 351 (2020).
32. *N. Choksi, J.M.D. Kruijssen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 507, 5492 (2021)
33. *Y. Xing, K. Qiu*, Res. in Astron. and Astrophys. 22, id.075006 (2022).
34. *K. Neralwar, D. Colombo, A. Duarte-Cabral et al.*, Astron. and Astrophys. 884, 84 (2022).
35. *J.P. Farias, S.S.R. Offner, M.Y. Grudić et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 527, 6732 (2024).
36. *J. Yuan, Y. Wu, S. Ellingsen et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser. 231, 11 (2017).
37. *F. Maeda, K. Ohta, Y. Fujimoto et al.* Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 493, 5045 (2020).
38. *A. Just, S. Jacobi, B. Deis*, Astron. and Astrophys. 289, 237 (2024).
39. *M. Fujii, P. Zwart*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 449, 126 (2015).
40. *M. Messa, A. Adamo, D. Calzetti et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 477, 1683 (2018).
41. *A. Mok, R. Chandar, S.M. Fall*, Astrophys. J. 893, 135 (2020).
42. *M. Kobayashi, S.I. Inutsuka, H. Kobayashi*, Astrophys. J. 836, 175 (2017).
43. *A. Tutukov, B. Shustov*, Astrophysics 63, 552 (2020).
44. *P. Kroupa*, IAUS 241, 109 (2007).
45. *А. Мачевич, А. Тутуков*. Эволюция звезд: теория и наблюдения (М: Наука, 1988).
46. *B.M. Shustov, A.V. Tutukov*, Astron. Rep. 62, 784 (2018).
47. *H. Lamers, H. Baumgardt, M. Gieles*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 433, 1378 (2013).
48. *E. Vesperini, J. Hogg, J. Webb et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 476, 2731 (2018).
49. *K. Wang, E. Peng, Ch. Liu et al.*, Nature 623, 296 (2023).
50. *M. Kissler-Patig, A. Jordan, N. Bastian*, Astron. and Astrophys. 448, 1031 (2006).
51. *Ch-Ch He, M. Ricotti, S. Geen*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 489, 1880 (2019).
52. *H. Li, O. Gnedin, N. Gnedin*, Astrophys. J. 861, id. 107 (2018).
53. *M. Grudic, P. Horkins, E. Lee et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 488, 1501 (2019).
54. *E. Diaz-Marquez, R. Grau, G. Busquet et al.*, Astron. and Astrophys. 682, A180 (2024).
55. *S. Ray, S. Dhiwar, J. Bagehi et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 527, 9999 (2024).
56. *Z. He, K. Wang, Y. Luo et al.*, Astrophys J. Suppl. Ser. 262, 7 (2022).
57. *Ya. O. Chumak, A.S. Rastorguev*, Astronomy Letters 32, 157 (2006).
58. *S. Meingast, J. Alves*, Astron. and Astrophys. 621, L3 (2019).
59. *S. Röser, E. Schilbach, B. Goldman*, Astron. and Astrophys. 621, L2 (2019).
60. *S. Linden, A. Evans, L. Amus et al.*, Astrophys. J. 944, 55 (2023).
61. *O. Gunes, Y. Karatas, Ch. Bonatto*, Astron. Nachrichten. 338, 464 (2017).
62. *К. Маршал*. Задача трех тел (М: Наука, 2005).
63. *A. Tutukov, M. Sizova, S. Vereshchagin*, Astron. Rep. 64, 827 (2020).
64. *E. Vaher, D. Hobbs, P. McMillan et al.*, Astron. and Astrophys. 679, A105 (2023).
65. *Y. Hirata, T. Mirase, J. Nishi et al.*, Publ. Astron. Soc. Jap. 76, 65 (2024).
66. *N.V. Kharchenko et al.*, J/A+A/558/A53/catalog (2013).
67. *S. Roser, E. Schilbach*, Astron. and Astrophys. 638, 9 (2020).
68. *G. Thomas, B. Famaey, G. Monari et al.*, Astron. and Astrophys. 678, 180 (2023).
69. *S. Goodwin, N. Bastian*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 373, 152 (2006).
70. *H. Lamers, M. Gieles*, Astron. and Astrophys. 455, 17 (2006).
71. *D. Cook, L. Lee, A. Adamo et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 519, 3749 (2023).
72. *M. Krumholz, C. McKee*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 494, 624 (2020).
73. *N. Bastian, M. Gieles, H. Lamers et al.*, Astron. and Astrophys. 431, 905 (2005).
74. *C. Lada, E. Lada*, Ann. Rev. of Astron. and Astrophys. 41, 57 (2003).
75. *S. Pfalzner, T. Kaczmarek*, Astron. and Astrophys. 559, 38 (2013).
76. *J. Maiz Apellzner, M. Gonzalez, R. Barba et al.*, Astron. and Astrophys. 657, 12 (2022).
77. *J. Balin*, Astrophys. J. 863, 99 (2018).
78. *A. Eddington*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 76, 572 (1916).
79. *В. Амбарцумян*, Ученые зап. ЛГУ, Сер. мат. 4, 19 (1938).
80. *L. Spitzer*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 100, 396 (1940).
81. *S. Chandrasekhar*, Astrophys. J. 98, 54 (1943).
82. *S. Mc Millan*, Astrophys. J. 307, 126 (1986).
83. *M. Fujii, M. Iwasawa, Y. Funato et al.*, Astrophys. J. 686, 1082 (2008).
84. *M. Giersz, D. Hogg, J. Hurley et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 431, 2184 (8013).
85. *H. Lamers, M. Gieles*, Astron. and Astrophys. 455, 17 (2006).
86. *F. Anders, T. Kantat-Gaudin, I. Quadrino*, Astron. and Astrophys. 645, 2 (2021).
87. *Л.Э. Гуревич, Б.Ю. Левин*, Доклады Академии наук СССР 70, 781 (1950).

88. *A. Tutukov, N. Chupina, S. Vereshchagin*, *Astron. Rep.* 67, 1418 (2023).
89. *J. Kirkpatrick, F. Marocco*, *Ch. Geling et al.*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* 271, id.55 (2024).
90. *D. Horta, A. Price-Whelan, D. Hogg et al.*, *Astrophys. J.* 962, id.165 (2024).
91. *J. Donada, F. Andres, C. Jordi et al.*, *Astron. and Astrophys.* 675, id.A89 (2023).
92. *J. Darbinhausen, M. Marks, P. Kroupa*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 510, 413 (2022).
93. *M. Wilkinson, J. Hurley, A. Mackey et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 343, 1025 (2003).
94. *D.C. Heggie*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 173, 729 (1975).
95. *J. Hills*, *Astron. J.* 80, 809 (1975).
96. *A. Tokovinin*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 389, 925 (2008).
97. *D. Miller, I. Caiazzo, J. Heyl et al.*, *Astrophys. J. Lett.* 956, id.L41 (2023).
98. *L. Wang, A. Tani Kawa, M. Fujii*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 509, 4713 (2022).
99. *N. Dickson, P. Smith, V. Ymault-Brunet et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 529, pp.331 (2023).
100. *T. Van Albade, J. Gorkom*, *Astron. and Astrophys.* 54, 121 (1977).
101. *J.W. Lee*, *Astrophys. J.* 961, id.227 (2024).
102. *L. Saleh, J. Barnes*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 527, 8551 (2024).
103. *S. White*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 189, 831 (1979).
104. *S. Van den Berg, D. McClure*, *Astron. and Astrophys.* 88, 360 (1980).
105. *M. Gieles, S. Portegies Zwart, H. Baumgardt*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 371, 793 (2006).
106. *P. Solomon, L. Sandos, N. Scoville*, *IAUS* 84, 35 (1979).
107. *Ch. Lada, T. Dame*, *Astrophys. J.* 898, 3 (2020).
108. *T. Nony, R. Galvan-Madrid, N. Brouiller et al.*, *Astron. and Astrophys.* 687, id.A84 (2024).
109. *B. Bhatt, A. Pandey, H. Mahra*, *Astrophys. and Space Sci.* 129, 293 (1987).
110. *M. Gieles, H. Baumgardt, D.C. Heggie et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 408, 16 (2010).
111. *B. Cuevas-Otahola, Y. Mayya, I. Puerari et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 500, 4422 (2021).
112. *M. Gieles*, *ASP Conf. Ser.* 470, 339 (2013).
113. *V. Jadhav, P. Kroupa, W. Wu, J. Pflamm-Altenburg, I. Thies*, *Astron. and Astrophys.* 687, id.A89 (2024).
114. *A.R. Shirazi, H. Haghi, A.H. Zonoozi, A. Farhani Asl, P. Kroupa*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 531, Issue 4, pp.4166 (2024).
115. *M. Mezchua, H. Dominguez Sanchez*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 528, pp.5252 (2024).
116. *M. Figueira, M. Siudek, A. Pollo, et al.* *Astron. and Astrophys.* 687, id.A117 (2024).
117. *A. Tokovinin*, *Astrophys. J. Supp. Ser.* 235, 6 (2018).
118. *T. Merle*, *Bulletin de la Société Royale des Sciences de Liège* 93, 170 (2024).
119. *X. Pang, Y. Li, Z. Yu et al.*, *Astrophys. J.* 912, 162 (2021).
120. *A. Tutukov, S. Vereshchagin*, *Physics-Uspekhi* 66, 859 (2023).
121. *R. Ibata, K. Malhan, N. Martin et al.*, *Astrophys. J.* 914, 123 (2021).
122. *L. Bai, J. Zhong, L. Chen, J. Li, J. Hou*, *Research in Astron. and Astrophys.* 22, id.055022 (2022).
123. *K.V. Nedkova, M. Rafelski, H.I. Teplitz, V. Mehta, et al.*, *Astrophys. J.* 970, id.188 (2024).
124. *M. Kulesh, A. Samirkhanova, G. Carraro, et al.*, *Astron. J.* 167, id.212 (2024).

DESTRUCTION OF OPEN STAR CLUSTERS AND THE RADIUS-MASS RELATIONSHIP

A. V. Tutukov, S. V. Vereshchagin*, N. V. Chupina

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*E-mail: svvs@ya.ru

The processes of formation and six mechanisms of disintegration of open star clusters (OSCs) are considered. Analytical estimates of the rates of OSC disintegration are made for the following mechanisms: loss of the initial gas component of OSCs, mass loss due to supernovae explosions and planetary nebula formation, pair interactions of OSC stars, acceleration of stars by binary systems of OSCs, interaction of OSC stars with stars of the Galactic disk, collisions of OSCs with giant molecular clouds (GMCs) at the front of a spiral wave. The destruction of OSCs is accompanied by the formation of a stellar stream. An analysis of the radius-mass ratio of the OSC core (RM) allowed us to conclude that it probably does not reflect the disintegration mechanism and is a product of observational selection effects. The evolution of an individual OSC in the R - M plane is determined by the initial density and external conditions.

Keywords: open star clusters, cluster evolution

НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА СТРУКТУРУ БЛИЖАЙШЕГО ОКОЛОЗВЕЗДНОГО ОКРУЖЕНИЯ ЗВЕЗДЫ ТИПА WTTS V718 PER

© 2024 г. В. П. Гринин^{1,2,*}, Б. С. Сафонов³, Н. В. Ефимова¹, О. Ю. Барсунова¹,
И. А. Страхов³, Г. А. Борман⁴, С. Ю. Шугаров^{3,5}

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория
Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

²Астрономический институт им. В. В. Соболева,
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

³Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

⁴Крымская астрофизическая обсерватория
Российской академии наук, Крым, п. Научный, Россия

⁵Астрономический институт Словацкой академии наук, Татранска Ломница, Словакия

*E-mail: vgcrao@mail.ru

Поступила в редакцию 28.05.2024 г.

После доработки 18.07.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

В статье анализируются особенности фотометрической и спектральной переменности молодой звезды V718 Per из скопления IC 348 с точки зрения ее возможной двойственности. Наиболее реалистичной выглядит модель, в которой главный компонент системы V718 Per A — звезда с эффективной температурой 5200 K — периодически экранируется двумя протяженными пылевыми структурами, состоящими из крупных частиц и движущимися вокруг звезды в резонансе с двумя планетами. Периоды их орбитального движения равны 4.7 года и 213 дням. Их отношение с высокой точностью равно 1:8, а отношение больших полуосей — 1:4. Массы планет не превышают $6 M_{Jup}$. В моменты полных затмений V718 Per A в излучении системы доминирует более холодный компонент с эффективной температурой 4150 ± 100 K, что объясняет наблюдаемое в минимумах блеска покраснение звезды, а также изменения в ее спектре при переходе от яркого состояния к слабому. Спекл-интерферометрические наблюдения, выполненные на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ, позволили оценить верхний предел на угловое расстояние между компонентами системы: $\leq 0.1''$, что эквивалентно проекционному расстоянию ≤ 30 а.е. Уникальная особенность этой системы состоит в том, что плоскости планетных орбит практически совпадают с лучом зрения. Такая ориентация системы наиболее благоприятна для измерений колебаний лучевой скорости звезды, вызванных орбитальным движением планет, а также для наблюдений транзитов планет по диску главного компонента системы.

Ключевые слова: скопление IC 348, звезда V718 Per, переменная околозвездная экстинкция, периодические затмения, резонансные структуры, планеты

DOI: 10.31857/S0004629924100032 EDN: JLWCQA

1. ВВЕДЕНИЕ

V718 Per (HMW 15, H 187) — молодая звезда солнечного типа, принадлежащая скоплению IC 348, демонстрирует чрезвычайно интересную фотометрическую активность: изменения блеска с периодом 4.7 года и амплитудой около 0.7^m в полосе I [1, 2, 3]. Более детальное фотометрическое исследование показало [4], что кроме периода 4.7 года у звезды наблюдаются также малоамплитудные колебания блеска с периодом 213 дней, причем они видны как в оптической,

так и в ближней инфракрасной (ИК) областях спектра. В отличие от колебаний блеска с периодом 4.7 года, сопровождающихся покраснением звезды при уменьшении ее блеска, колебания с периодом 213 дней происходят с одинаковой амплитудой, как в видимой, так и в ИК областях спектра [4].

Для понимания природы переменности V718 Per важное значение имели два последовательных наблюдения спектра звезды, полученных при поддержке Дж. Хербига с помощью телескопа Keck [5].

Они показали, что лучевая скорость звезды за время около одного года между этими наблюдениями оставалась постоянной с точностью до 80 м/с. Это позволило исключить из рассмотрения модель тесной двойной системы типа КН 15D, предложенную в работах [1, 2]¹. По этой же причине отпала модель двойной системы, в которой роль экрана выполняли потоки вещества, аккрецирующие на компоненты системы [3]. В случае V718 Per периодические затмения звезды вызваны двумя протяженными пылевыми структурами, движущимися вокруг нее с разными орбитальными периодами. Это предполагает, что данная система наблюдается почти точно с ребра. Образование таких структур может быть индуцировано движением планет во внутренней, свободной от вещества области околозвездного диска. Оценки, основанные на постоянстве (в пределах точности измерений) лучевой скорости звезды, показали [5], что масса планеты с орбитальным периодом 4.7 года не должна превышать $6M_{Jup}$. Масса планеты с более коротким орбитальным периодом должна быть еще меньше.

Интересные находки были сделаны при сравнении двух указанных выше спектров звезды [5]. Один из них наблюдался в фазе минимума блеска, второй – в фазе, близкой к максимуму. В первом спектре наблюдалась слабая узкая эмиссия в центре фотосферной линии ИК триплета Ca II 8663 Å. Во втором эта эмиссия была практически не видна. Фотосферная линия H_{α} во втором спектре совпала с линией синтетического спектра, тогда как в первом она была значительно менее глубокой. В статье [5] эти тонкие различия не получили приемлемого объяснения в рамках модели одиночной звезды. Их можно было бы объяснить, если предположить, что в окрестности V718 Per есть еще одна, близкая по спектральному классу звезда, в спектре которой наблюдается эмиссия в линиях H_{α} и ИК триплета Ca II. Если такая звезда находится на достаточно большом удалении от V718 Per, но таком, что не разрешается в телескоп, то в минимумах блеска мы можем ожидать появления спектральных деталей, характерных для этой звезды. При этом изменение радиальной скорости V718 Per, вызванное присутствием компаньона, на временном интервале 1 год может оказаться незначительным по сравнению

с указанной выше точностью измерений лучевой скорости звезды.

Для проверки этой гипотезы мы выполнили спекл-интерферометрические наблюдения V718 Per с помощью 2.5-м телескопа ГАИШ. Ниже представлены результаты этих наблюдений вместе с дополнительной порцией фотометрических наблюдений звезды.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения V718 Per в режиме спекл-интерферометрии были выполнены в 2022–2024 гг. с помощью спекл-поляриметра [9] на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. Использовалась полоса I_c . В качестве детектора применялся низкошумящий КМОП Hamamatsu ORCA-quest C15550–20UP в режиме «ultra-quiet» (шум считывания $0.27e^-$). Характеристики наблюдений приведены в табл. 1. Условия атмосферной турбулентности во все три эпохи были исключительно хорошими.

Таблица 1. Характеристики наблюдений V718 Per методом спекл-интерферометрии

УТ	N_{fr}	t , мс	h , °	β , "
2022-12-22 19:44	7833	23	74.5	0.44
2023-08-31 00:18	8000	30	63.6	0.52
2024-02-28 17:18	3000	60	56.5	0.59

Примечание. Приведены: центральный момент серии по УТ, N_{fr} – количество кадров, t – экспозиция, h – высота над горизонтом, β – качество изображения, оцененное по среднему кадру.

Дополнительная порция фотометрических наблюдений была получена, как и раньше, с помощью телескопа AZT-8 (0.7 м), оснащенного ПЗС камерой AP7p размером 511×511 пикселей и с размером пиксела 24 мкм, и телескопов G1 (0.5 м) Словацкой академии наук (Tatranska Lomnica) (ПЗС камера ST10-XME размером 2184×1472 пикселей и с размером пиксела 6.8 мкм) и G2 (0.6 м, ПЗС камера FLIML-3041 размером 2048×2048 пикселей и с размером пиксела 15 мкм).

Наблюдения выполнялись в трех полосах v, r, i и приводились к фотометрической системе Johnson-Cousins V, Rc, Ic. Поскольку ниже все фотометрические параметры приводятся в этой фотометрической системе, мы опускаем для простоты символ «с». Измерения блеска звезд выполнялись методом апертурной фотометрии. Как и раньше, в качестве звезд сравнения использовались на-

¹ Согласно этой модели двойная система КН 15D наклонена относительно общего диска и состоит из двух близких по своим параметрам звезд, движущихся по вытянутым орбитам. В процессе движения каждый из компаньонов попеременно попадает в тень от диска, что и вызывает периодические затмения [6, 7, 8].

ходящиеся на этой же площадке звезды с наиболее стабильным фотометрическим поведением из работы [5]: H139, H205 и H210. Средняя точность апертурной фотометрии равна 0.03^m в фильтрах *V* и *R* и около 0.02^m в фильтре *I*.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Во все три эпохи спекл-интерферометрических наблюдений двойственность объекта не была обнаружена. Методом, приведенным в работе [9], произведена оценка предела по контрасту, результат для эпохи 2022–12–22 представлен на рис. 1. На том же рисунке в правом верхнем углу дана автокорреляционная функция, вычисленная из среднего спектра мощности. Структура на расстоянии $\approx 0.1''$ от звезды на позиционных углах 35° и 215° вызвана дрожанием монтировки телескопа. Аналогичные структуры наблюдались у других объектов, снимавшихся в ту ночь.

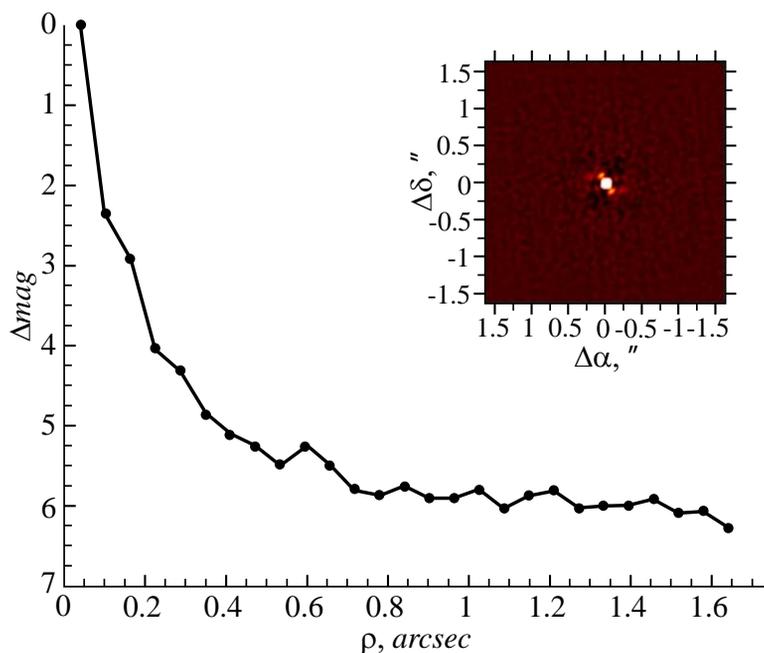


Рис. 1. Максимальная разность блеска, с которой слабый компонент был бы зафиксирован, в зависимости от расстояния до звезды. Во врезке приведена автокорреляционная функция.

На рис. 2 представлена кривая блеска V718 Per в полосе *I* по данным наших наблюдений. По сравнению с предыдущими наблюдениями, опубликованными в статье [5], на кривой блеска звезды добавились еще три 4.7-летних фотометрических цикла. Их форма хорошо воспроизводится от цикла к циклу, что подтверждает стабильность экранирующих звезду протяженных пылевых структур. Амплитуда

основного цикла сохраняется на всем протяжении кривой блеска на уровне $\approx 0.7^m$. Отчетливо видны также флуктуации блеска с периодом 213^d и амплитудой около 0.2^m .

Кроме оптической кривой блеска на рис. 2 показаны результаты наблюдений V718 Per в полосах *W1* и *W2* (3.4 и 4.6 мкм соответственно) по данным каталога NEOWISE². Видно, что колебания с периодом 4.7 года отчетливо наблюдаются также и в ближней ИК области спектра. Ранее аналогичный вывод был сделан на основе наших наблюдений V718 Per в полосах JHK [4].

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, выполненные нами спекл-интерферометрические наблюдения исключают наличие звездного компонента у V718 Per на угловом расстоянии более $\approx 0.1''$. Тем не менее, двойная система с меньшим угловым разделением вполне

возможна. Более того, в рамках гипотезы о двойственности отмеченные во Введении особенности спектральной и фотометрической переменности находят простое объяснение. По мере ослабления блеска главного компонента системы (обозначим

² <https://irsa.ipac.caltech.edu/>

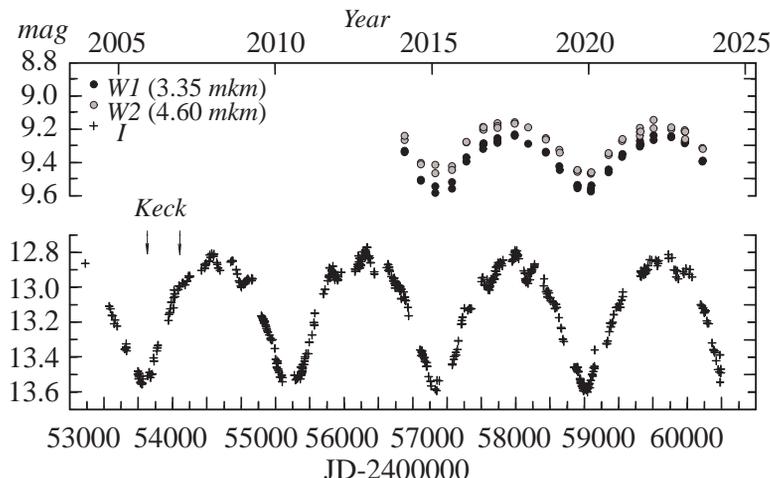


Рис. 2. Кривая блеска V718 Per в полосах I , $W1$ и $W2$. Стрелками указаны моменты спектральных наблюдений.

его V718 Per A) усиливается вклад более слабого и более холодного компонента V718 Per B. В его спектре присутствует эмиссия в линиях H_α и ИК триплета $Sa II$, что объясняет наблюдавшуюся спектральную переменность в этих линиях при переходе от яркого к слабому состоянию V718 Per A. Этим объясняется также и отмеченное в [5] небольшое смещение фотосферного спектра звезды при ослаблении ее блеска в сторону более позднего спектрального класса. Если второй компонент системы вращается немного быстрее главного, то это позволяет также объяснить наблюдавшееся в [5] небольшое уширение фотосферных линий во время затмений, не прибегая к гипотезе о рассеянии излучения звезды движущимися пылинками.

Как было отмечено выше, малоамплитудные колебания блеска V718 Per A происходят с одинаковой амплитудой как в оптических, так и в ИК полосах, что указывает на преобладание крупных частиц в пылевой структуре, ответственной за период 213^d . Существование более слабого и более холодного компаньона на угловом расстоянии менее $\approx 0.1''$ от главного компонента позволяет дать новое объяснение наблюдаемому покраснению звезды при ослаблениях блеска с периодом 4.7 года: оно вызвано увеличением вклада холодного компаньона во время затмения главного компонента. При этом само затмение осуществляется крупными частицами (как в коротком периоде), то есть, является нейтральным.

4.1. Диаграмма цвет-величина

Для проверки этой гипотезы мы рассчитали фотометрическую модель системы в предположении, что

в минимумах блеска главный компонент полностью экранируется пылевой структурой, состоящей из крупных частиц, и мы наблюдаем излучение более холодного компаньона. Зная эффективную температуру V718 Per A ($T_{\text{eff A}} = 5200$ К [5]) и разность показателя цвета $V - I$ в ярком состоянии и в минимуме блеска: $E(V - I) = 0.33 \pm 0.02^m$ (см. рис. 3), можно оценить эффективную температуру компаньона. Она оказалась равной 4150 ± 100 К. Заметим, что эту температуру следует рассматривать как нижний предел T_{eff} компаньона, поскольку при оценке избытка цвета $E(V - I)$ мы не учитывали околосреднее поглощение в направлении на компаньон, который, по-видимому, является звездой типа Т Тельца.

Предполагая, что компоненты V718 Per A и B излучают как абсолютно черное тело, изменение потока излучения системы в полосах V и I при экранировании главного компонента можно описать соотношением:

$$F_{V,I} = \int (aB_\lambda(T_A) + cB_\lambda(T_B)) f_{V,I}(\lambda) d\lambda. \quad (1)$$

Здесь a – параметр, определяющий степень экранирования главного компонента и изменяющийся в пределах от 0 до 1, T_A и T_B – эффективные температуры главного и вторичного компонентов, $f_{V,I}(\lambda)$ – функции пропускания фотометрической системы в полосах V и I .

Коэффициент c в уравнении (1) можно найти из соотношения:

$$c = (F_V^{\text{max}} / F_V^{\text{min}} - 1)^{-1} B_V(T_A) / B_V(T_B). \quad (2)$$

Здесь $F_V^{\text{max}} / F_V^{\text{min}} = 10^{0.4\Delta V}$, где $\Delta V = 1.2^m$ – амплитуда колебаний блеска системы в полосе V с периодом 4.7 года (см. рис. 3).

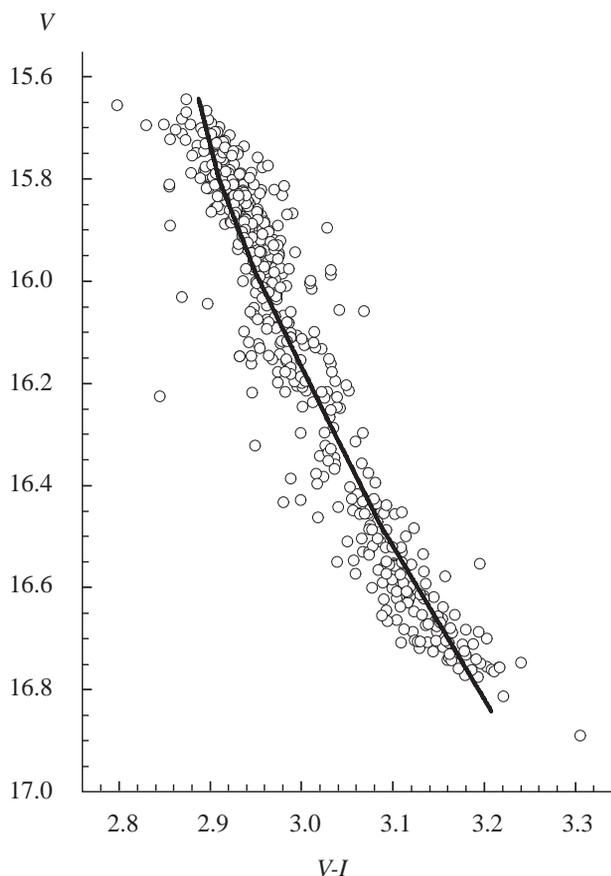


Рис. 3. Диаграмма цвет-величина $\{V, (V - I)\}$ V718 Per по данным наших наблюдений. Сплошной линией показана соответствующая теоретическая диаграмма.

Из рис. 3 видно, что рассчитанная таким путем диаграмма цвет-величина $\{V, (V - I)\}$ в целом согласуется с наблюдениями. Подчеркнем, что покраснение цвета в рассматриваемой модели вызвано увеличением вклада излучения холодного компаньона при экранировании главного компонента системы. При этом сам процесс экранирования является нейтральным, независимым от длины волны излучения.

Представленная на рис. 3 диаграмма цвет-величина V718 Per напоминает диаграммы цвет-величина звезды типа Г Тельца RW Aur, представленные в статье [10, рис. 3]. Эта звезда является двойной системой с расстоянием между компонентами около $1.44''$ [11]. Главный компонент имеет спектральный класс K1–K2, вторичный – K5 [12]. В последние годы главный компонент RW Aur A демонстрирует большую по амплитуде переменность, характерную для звезд типа UX Ori. Во время глубоких минимумов слабый и более холодный компаньон оказывает заметное влияние на суммарный блеск двойной системы. Вследствие этого показатели цвета RW Aur A+B на диаграммах цвет- ве-

личина увеличиваются в глубоких минимумах: звезда краснеет. Как и в случае V718 Per, этот эффект вызван усилением вклада более холодного компаньона.

Таким образом, предполагаемое существование более слабого и более холодного компаньона у V718 Per позволяет предложить довольно простое объяснение как наблюдавшейся спектральной переменности звезды во время затмения, так и ее покраснению при ослаблениях блеска. Для этого теперь не нужны мелкие частицы в пылевом экране, вращающемся вокруг звезды с периодом 4.7 года. Если принять массу компаньона равной средней массе звезды типа Г Тельца ($0.5 M_{\odot}$), а массу V718 Per A равной $1.6 M_{\odot}$ [5], то при расстоянии между компонентами 30 а.е. (что соответствует угловому расстоянию $\approx 0.1''$ и расстоянию до звезды 300 пк [5]) орбитальный период равен примерно 100 годам. Среднее смещение лучевой скорости главного компонента за один год при движении по круговой орбите с таким периодом будет меньше точности измерения лучевой скорости V718 Per A (80 м/с). Оценки показывают, что минимальное расстояние, на котором может находиться компаньон с принятой выше массой при условии, что изменение лучевой скорости главного компонента за 1 год не превышает 80 м/с, составляет около 13 а.е.

4.2. Распределение энергии в спектре V718 Per

На рис. 4 показано распределение энергии в спектре V718 Per, построенное по данным наблюдений в ярком состоянии звезды (см. табл. 2). Они включают наши собственные наблюдения в полосах VRI (приняты средние значения блеска звезды в этих полосах вне затмений), наблюдения в ярком состоянии в полосах B, g', V, r', i' из архива APASS9 [13], а также данные наших ИК наблюдений в полосах JHK в ярком состоянии из статьи [4]. Инфракрасные наблюдения дополнены данными из архивов WISE [17] и Spitzer [14, 15, 16]. Эти наблюдения (за исключением двух полос $W3$ и $W4$) также получены в ярком состоянии звезды. Из рис. 4 видно, что наблюдения в полосах $W3$ и $W4$ (12 и 22 мкм) демонстрируют значительный ИК избыток излучения. С другой стороны, данные Spitzer на длине волны 24 мкм, полученные после переобработки наблюдений [16], не показывают значимого ИК избытка. Это может означать, что либо данные $W3$ и $W4$ неточны, либо в ближайшем околозвездном окружении звезды появилось (уже после наблюдений на Spitzer) большое количество пыли на расстояниях порядка нескольких а.е. от звезды, вызвавшее усиление ИК излучения объекта. Необходимо, однако, иметь в виду, что угловое разрешение WISE в полосе $W4$ равно $12''$ [17]. Поскольку

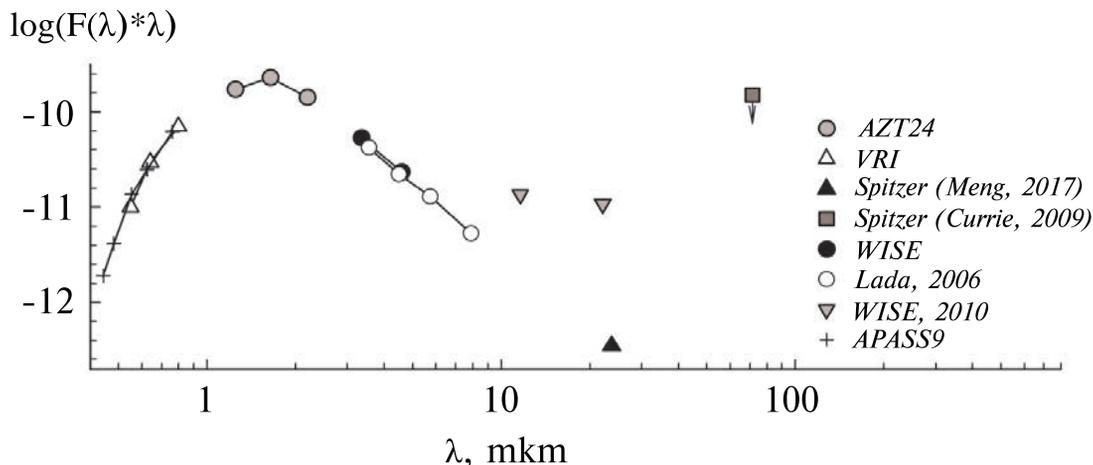


Рис. 4. Распределение энергии в спектре V718 Per в ярком состоянии по нашим наблюдениям в полосах *VRJHK* и наблюдениям из баз данных WISE и Spitzer (подробности в тексте).

Таблица 2. Распределение энергии в спектре V718 Per вне затмений

Полоса	Инструмент	Ссылки	Дата	λ , мкм	Mag
B	APASS9	1	—	0.44	17.95
g'	APASS9	1	—	0.48	16.84
V	APASS9	1	—	0.55	15.40
r'	APASS9	1	—	0.63	14.62
i'	APASS9	1	—	0.76	13.41
V	AZT-8+G1,G2	2	12/2003 – 04/2023	0.55	15.74
R	AZT-8+G1,G2	2	12/2003 – 04/2023	0.64	14.22
I	AZT-8+G1,G2	2	12/2003 – 04/2023	0.80	12.84
J	AZT-24	2	03/2005 – 11/2016	1.25	10.88
H	AZT-24	2	03/2005 – 11/2016	1.64	9.84
K	AZT-24	2	03/2005 – 11/2016	2.20	9.52
W1	WISE	3	02/2014 – 08/2023	3.35	9.27
W2	WISE	3	02/2014 – 08/2023	4.60	9.19
S3.6	Spitzer	4	02/2004	3.55	9.37
S4.5	Spitzer	4	02/2004	4.49	9.33
S5.8	Spitzer	4	02/2004	5.73	9.17
S8.0	Spitzer	4	02/2004	7.87	9.15
S70	Spitzer	5	09/2007	71.40	– 1.66*
S24	Spitzer	6	02/2004, 09/2007, 03/2008	23.68	10.92

Примечание. Использованы данные из работ 1 — Henden et al. [13]; 2 — наша статья; 3 — NEOWISE; 4 — Lada et al. [14]; 5 — Currie et al. [15]; 6 — Meng et al. [16]; * — верхний предел.

на расстоянии около $10''$ от V718 Per находится близкая по яркости звезда скопления Н 178, результаты наблюдений V718 Per в полосе $W4$ могут быть завышены по этой причине.

Из сказанного выше следует, что для получения более точной информации о распределении энергии в спектре звезды в области $\lambda \geq 10$ мкм нужны дополнительные наблюдения. На данный момент можно считать надежно установленным лишь факт наличия в окрестности звезды протяженной полости, слабо заполненной веществом, радиусом порядка нескольких а.е. Две находящиеся в этой полости протяженные пылевые структуры, экранирующие звезду с периодичностью 213^d и 4.7 года, могут быть остатками процесса образования планетной системы, состоящей из двух планет, движущихся в резонансе с этими структурами (см. ниже).

4.3. Резонансы в системе V718 Per как возможная причина периодических затмений

В статье [5] при обсуждении механизма периодических затмений V718 Per A было высказано предположение, что такие затмения могут быть обусловлены экранированием звезды протяженной пылевой структурой, движущейся в резонансе с планетой. Однако присутствие мелкой пыли в главной из этих структур, ответственной за период 4.7 года, создавало трудности для этой гипотезы, поскольку мелкая пыль эффективно взаимодействует с излучением звезды и под действием светового давления должна выметаться за пределы системы. Тот факт, что интерпретация наблюдаемого покраснения V718 Per при ослаблении блеска звезды теперь не требует присутствия на луче зрения мелкой пыли, позволяет рассматривать гипотезу о резонансных структурах, состоящих из крупных частиц и периодически экранирующих звезду, как наиболее реалистичную.

Модели образования таких структур хорошо известны в литературе. Одна из них приведена на рис. 5, заимствованном из статьи [18]. Она соответствует простейшему резонансу 1:1. Из рис. 5 видно, что протяженность этой структуры по азимуту достаточна для того, чтобы качественно объяснить наблюдаемое соотношение между периодами 4.7 года и 213 дней и продолжительностью затмений звезды.

Как известно, резонансы, подобные изображенному на рис. 5, существуют в Солнечной системе. Самый известный из них – это семейство астероидов (Троянцы), движущихся в резонансе 1:1 с Юпитером. В случае V718 Per A, благодаря очень точной ориентации ее околозвездного диска (практически с ребра), мы имеем уникальную возможность наблю-

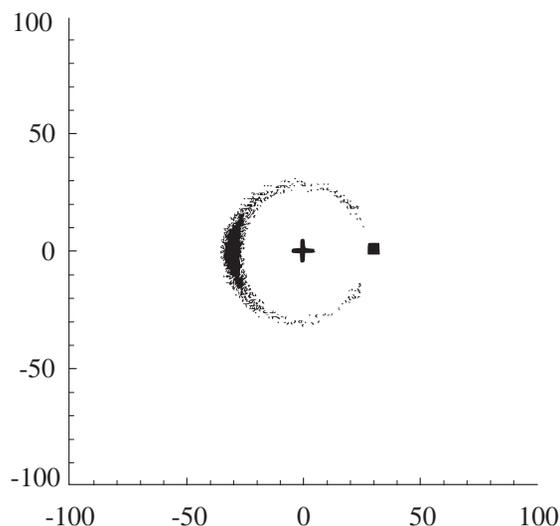


Рис. 5. Пример модельного распределения частиц, движущихся в резонансе 1:1 с планетой по данным [18].

дать затмения молодой звезды протяженными пылевыми структурами, состоящими из крупных частиц. Эти структуры сохраняли устойчивость в течение последних 20 лет наблюдений за звездой, и мы можем рассматривать их как молодые аналоги Троянцев. Образование таких структур активно обсуждается в литературе в связи с наблюдениями асимметричных изображений осколочных (debris) дисков (см., напр., [19] и цитируемую там литературу). Двойная система V718 Per A и B интересна тем, что мы имеем возможность наблюдать затмения главного компонента пылевыми структурами, каждая из которых вращается вокруг звезды в резонансе с планетой. Дальнейшие исследования этой системы, включая высокоточные измерения колебаний лучевой скорости главного компонента, вызванных движением планет, представляют большой интерес для понимания физических процессов, протекающих на ранних стадиях формирования, и эволюции планетных систем. Теоретически возможны также наблюдения транзитов планет по диску звезды, однако практическая реализация такой программы затруднена из-за сложной структуры кривой блеска звезды.

Представляет интерес также вопрос об устойчивости движения этих структур в гравитационном поле звезды. В связи с этим отметим весьма интересный наблюдательный факт: в пределах точности определения фотометрических периодов 213^d и 4.7 года их отношение близко к 8, а отношение радиусов орбит предполагаемых планет с большой точностью равно 4. Подобные резонансы в расположении планетных орбит обнаружены в последние годы у некоторых

экзопланетных систем, таких как TRAPPIST-1 [20], Kepler 90 [21] и ряд других. Одной из самых молодых систем такого типа является планетная система звезды V1298 Tau, возраст которой равен 23 ± 4 Млрд лет [22]. Исследуемая в нашей статье звезда V718 Per принадлежит молодому скоплению IC348, возраст которого не превышает 10 Млрд лет [14]. Это обстоятельство представляет большой интерес для понимания физических процессов, приводящих к образованию планетных орбит с резонансными свойствами.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный в статье анализ фотометрических свойств звезды V718 Per показал, что наблюдаемый у нее фотометрический период 4.7 года сохраняется с хорошей точностью в течение последних 20 лет наблюдений за звездой. Хорошо воспроизводится и сама форма периодической компоненты блеска как в оптической, так и в ИК полосах. Этот важный наблюдательный факт свидетельствует о стабильности экраняющей звезду протяженной пылевой структуры, вращающейся вокруг звезды на расстоянии около 3.3 а.е. Мы привели аргументы в пользу предположения, что эта структура состоит из крупных частиц, а наблюдаемое покраснение звезды при ослаблении блеска вызвано наличием в ее окрестности более слабого и более холодного компаньона, излучение которого доминирует в моменты затмений V718 Per A. Это позволяет объяснить спектральные изменения, наблюдавшиеся при переходе от яркого состояния звезды к слабому, не прибегая к более сложным моделям.

Обнаруженный нами ранее [4] более короткий период 213^d также хорошо виден на кривой блеска звезды. Как и основной период 4.7 года, он вызван протяженной пылевой структурой, состоящей из крупных частиц, но более прозрачной для излучения. При массе звезды 1.6 M_☉ радиус орбиты пылевой структуры равен примерно 0.8 а.е. Мы предполагаем, что у звезды есть две планеты и оба фотометрических периода вызваны пылевыми структурами, движущимися в резонансе с ними. Важная особенность этой системы состоит в том, что мы наблюдаем ее практически с ребра. Представляет большой интерес попытаться измерить колебания лучевой скорости звезды, вызванные движением гипотетических планет. Также было бы важно продолжить попытки разрешить эту систему методами интерферометрии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны И.И. Шевченко за обсуждение резонансных свойств экзопланетных систем в контексте

те обнаруженных у исследуемой звезды периодических затмений. В работе были использованы инфракрасные наблюдения V718 Per из архивов NEOWISE и Spitzer.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R.E. Cohen, W. Herbst, and E.C. Williams, *Astrophys. J.* 596(2), L243 (2003).
2. S. Nordhagen, W. Herbst, E.C. Williams, and E. Semkov, *Astrophys. J.* 646(2), L151 (2006).
3. V.P. Grinin, O.Yu. Barsunova, S.G. Sergeev, N.Ya. Sotnikova, and T.V. Demidova, *Astron. Letters* 32(12), 827 (2006).
4. V.P. Grinin, A.A. Arkharov, O.Yu. Barsunova, and S.G. Sergeev, *Astron. Letters* 35(12), 828 (2009).
5. V. Grinin, H.C. Stempels, G.F. Gahm, S. Sergeev, A. Arkharov, O. Barsunova and L. Tambovtseva, *Astron. and Astrophys.* 489(3), 1233 (2008).
6. K.E. Kearns and W. Herbst, *Astron. J.* 116(1), 261 (1998).
7. C.M. Hamilton, W. Herbst, C. Shih, and A.J. Ferro, *Astrophys. J.* 554(2), L201 (2001).
8. J.N. Winn, M.J. Holman, J.A. Johnson, K.Z. Stanek, and P.M. Garnavich, *Astrophys. J.* 603(1), L45 (2004).
9. I.A. Strakhov, B.S. Safonov, and D.V. Cheryasov, *Astrophys. Bull.* 78(2), 234 (2023).
10. A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 482, 5524 (2019).
11. D.V. Bisikalo, A.V. Dodin, P.V. Kaigorodov, S.A. Lamzin, E.V. Malogolovets, and A.M. Fateeva, *Astron. Rep.* 56(9), 686 (2012).
12. R.J. White and A.M. Ghez, *Astrophys. J.* 556(1), 265 (2001).
13. A.A. Henden, S. Levine, D. Terrell, and D.L. Welch, *AAS Meeting Abstracts* 225, id. 336 (2015).
14. C.J. Lada, A.A. Muench, K.L. Luhman, L. Allen, et al., *Astron. J.* 131(3), 1574 (2006).
15. T. Currie and S.J. Kenyon, *Astron. J.* 138(3), 703 (2009).
16. H.Y.A. Meng, G.H. Rieke, K.Y.L. Su, and A. Gáspár, *Astrophys. J.* 836(1), id. 34 (2017).
17. E.L. Wright, P.R.M. Eisenhardt, A.K. Mainzer, M.E. Ressler, et al., *Astron. J.* 140(6), 1868 (2010).
18. L.M. Ozernoy, N.N. Gorkavyi, J.C. Mather, and T.A. Taidakova, *Astrophys. J.* 537(2), L147 (2000).
19. T.D. Pearce, H. Beust, V. Faramaz, M. Booth, A.V. Krivov, T. Löhne, and P. Poblete, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 503(4), 4767 (2021).
20. R. Luger, M. Sestovic, E. Kruse, S.L. Grimm, et al., *Nature Astron.* 1, id. 0129 (2017).
21. C.J. Shallue and A. Vanderburg, *Astron. J.* 155(2), id. 94 (2018).
22. T.J. David, E.A. Petigura, R. Luger, D. Foreman-Mackey, J.H. Livingston, E.E. Mamajek, and L.A. Hillenbrand, *Astrophys. J. Letters*, 885(1), id. L12 (2019).

NEW LOOK AT THE STRUCTURE OF THE NEAREST CIRCUMSTELLAR ENVIRONMENT OF THE WEAK-LINE T TAURI STAR V718 PER

V. P. Grinin^{1,2,*}, B. S. Safonov³, N. V. Efimova¹, O. Yu. Barsunova¹,
I. A. Strachov³, G. A. Borman⁴, S. Yu. Shugarov^{3,5}

¹Main (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 196140, Russia

²Sobolev Astronomical Institute, St. Petersburg State University, St. Petersburg, 198504, Russia

³Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119234, Russia

⁴Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nauchnyi, 298409, Russia

⁵Astronomical Institute, Slovak Academy of Sciences, Tatranská Lomnica, 059 60, Slovak Republic

*E-mail: vgcrao@mail.ru

In this article we analyze the properties of the photometric and spectral variability of the young star V718 Per, a member of the cluster IC 348, in terms of its possible binarity. The most realistic is the model where the main component of the system V718 Per A — with an effective temperature of 5200 K — is periodically shielded by two extended dust periods structures consisting of large particles and moving around the star in resonance with two planets. Their orbital periods are 4.7 years and 213 days. Their ratio with high accuracy is 1:8, and the ratio of the large semi-axes is 1:4. The masses of the planets do not exceed $6 M_{Jup}$. At the moments of total eclipses of V718 Per A, the radiation of the system is dominated by a colder component with an effective temperature of 4150 ± 100 K, which explains the reddening of the star observed in the brightness minima, as well as its spectral changes during brightness weakening. Speckle interferometric observations performed on the 2.5-m telescope of the CMO of SAI MSU made it possible to estimate the upper limit of the angular distance between the components of the system: $0.1''$, which is equivalent to a projection distance of 30 a.u. The unique feature of this system is that the planes of the planetary orbits practically coincide with the line of sight. Such an orientation of the system is most favorable for measuring fluctuations in the radial velocity of a star caused by the orbital motion of planets, as well as for observing planetary transits along the disk of the main component of the system.

Keywords: cluster IC 348, V718 Per, pre-main-sequence star, variable circumstellar extinction, periodical eclipses, resonances, planets

ПЯТЕННАЯ АКТИВНОСТЬ КАРЛИКОВОЙ ЗВЕЗДЫ V772 HER

© 2024 г. И. Ю. Алексеев^{1,*}, А. В. Кожевникова², В. П. Кожевников²

¹Крымская астрофизическая обсерватория, Крым, п. Научный, Россия

²Уральский Федеральный Университет им. Первого президента России
Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

*E-mail: ilya-alekseev@mail.ru

Поступила в редакцию 03.04.2024 г.

После доработки 18.07.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Рассмотрено фотометрическое поведение запятненного первичного компонента затменной системы звезд-карликов V772 Her (G0V + M5V) по многолетним многоцветным фотоэлектрическим наблюдениям. Общий фотометрический эффект, вызванный пятнами, доходит до $0.^m19$. Проведенное нами моделирование показало, что площадь запятненных областей может доходить до 13% полной поверхности звезды. Пятна холоднее невозмущенной фотосферы на 1800 К и располагаются в низких широтах.

Ключевые слова: переменные звезды, звездная активность, звездные пятна

DOI: 10.31857/S0004629924100044 EDN: JLVCKA

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время широкое распространение получили исследования активности солнечного типа у различных холодных звезд с конвективной оболочкой. Сейчас выделяют несколько классов таких переменных звезд, различающихся по эволюционному статусу – от молодых звезд, только миновавших стадию T Tauri, до пришедших к асимптотической ветви гигантов (AGB) переменных типа FK Com.

Звезда V772 Her = HD165590 является затменно-двойной переменной ($P_{orb} = 0.88$ суток, G0V + M5V), в свою очередь имеющей третий G5V компонент. Баттен и др. [1] на основе спектроскопических наблюдений получили орбитальные параметры компонентов. Затменная тесная система, кроме небольших затмений, показывает внезатменные вариации блеска, т.н. вращательную модуляцию, вызванную наличием пятен в звездных фотосферах. Эту модуляцию блеска впервые обнаружил Скарфе [2]. Определенный в работе Реглеро и др. [3] фотометрический период находится в хорошем согласии со скоростью вращения главного компонента, что предполагает синхронное вращение компонентов системы.

Возраст звезды был оценен Фекелом [4] около 10^8 лет по соотношению линий Li и Ca I. Наблюдения в различных спектральных диапазонах от радио до рентгена показали явные признаки магнитной активности, характерные для звезд типов

VY Dra и RS CVn, проявляющих активность солнечного типа [5, 6].

Реглеро и др. [3] на основе анализа фотометрических данных показали, что компоненты системы принадлежат Главной Последовательности, а угол наклона орбиты составляет $i=76.2^\circ$. Эти же авторы отметили сильные вариации эмиссии в линиях Ca II H и K со временем. Дальнейшие наблюдения [7–11] подтвердили вращательную модуляцию блеска и выявили переменность среднего блеска звезды от сезона к сезону, что указывает на наличие переменной пятенной активности.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Многоцветные фотометрические наблюдения проводились нами в полосах BVRI на 70-см телескопе Астрономической обсерватории УрФУ (2012 г.) и в полосах UBVRi на 1.25-метровом телескопе АЗТ-11 КраО в 2012, 2014 и 2016 г. Телескоп АЗТ-11 оснащен двухлучевым модулирующим UBVRi фотометром – поляриметром Пииролы [12], работающим в режиме фотометрии и позволяющим квазисовременно измерять яркость звезды и фона неба во всех пяти фильтрах. Время одной экспозиции составляло 10 секунд, каждый час проводились наведения на звезду сравнения, при которых снималось по 4–5 отсчетов. Стандартные ошибки определения блеска звезды и ее показателей цвета не превышают при такой методике $0^m.01$.

Телескоп Коуровской астрономической обсерватории УрФУ оснащен многоканальным (две

звезды и фон) BVRI фотометром. При наблюдениях использовалась разработанная в УрФУ [13] автоматическая система регистрации данных и управления телескопом и фотометром, обеспечивающая автоматическую смену фильтров, микрометрические движения телескопа и автоматическое офсетное гидирование с использованием ПЗС-системы. Объект и звезда сравнения наблюдались с использованием диафрагм 23", а фон неба измерялся в диафрагме размером 30". Используемые ФЭУ термостатировались с точностью $\pm 0.5^\circ\text{C}$, что обеспечивало стабильность светочувствительности каналов звезд в пределах $\pm 0.007^m$ в течение всего периода наблюдений. Стабильность светочувствительности каналов контролировалась путем очередных измерений звезды сравнения в первом и втором канале фотометра перед началом основных наблюдений. Светочувствительность канала фона по отношению к каналам звезд определялась периодически каждые 24 минуты путем кратковременного вывода звезд из диафрагм и измерения фона во всех трех каналах одновременно. Затем различие светочувствительностей каналов по отношению к фону аппроксимировалось многочленным второй степени от времени.

Одновременные измерения фона неба в третьем канале фотометра были вычтены из измерений программной звезды и звезды сравнения с учетом различий в светочувствительности каналов. Затем были найдены разности звездных величин объекта и звезды сравнения. Поскольку угловое разделение между ними не превышает 15', дифференциальные величины оказываются исправленными за атмосферную экстинкцию первого порядка и поглощение света тонкими облаками, появившимися иногда во время наблюдений. Средняя квадратичная ошибка одного измерения, обусловленная фотонным и сцинтилляционным шумами, не превышает $0.^m004$. Все данные были обработаны с помощью комплекса программ, разработанного для методики многоцветных наблюдений на 70-см телескопе Коуровской обсерватории.

В качестве звезды сравнения использовалась HD341601 (G0V, $V = 8.^m43$, $U - V = 0.^m12$, $B - V = 0.^m62$, $V - R = 0.^m53$, $V - I = 0.^m86$). Используя эти данные, мы также измерили блеск и показатели цвета звезд, используемых другими авторами (табл. 1). На рис. 1а–г приведены наши кривые блеска и показателей цвета звезды, свернутые с эфемеридой $JD=2447372.568+0.8795045E$ [9, 10].

На построенных кривых блеска выявлена вращательная модуляция блеска с амплитудами от $0.^m02$ до $0.^m07$ в полосе V в сочетании с двумя затменными минимумами. Также мы приводим кривые блеска звезды в 2011–2022 гг., построенные нами по данным Киотского фотометрического обзора KWS. Из этого обзора мы используем усредненные за ночь значения блеска в полосе V и их погрешности (рис. 2). Данные литературы [2, 7–11], наши наблюдения и данные обзора KWS позволили нам построить сводную кривую блеска звезды с 1977 по 2022 гг. Амплитуда вращательной модуляции за все время наблюдений может достигать до $0.^m11$, а наибольшая фотометрическая переменность звезды вне затмений составляет $0.^m17$ (в 1983 г.) – $0.^m19$ (в 2012 г.). Наибольшего блеска $V_{\max} = 7.^m174$ звезда достигала в 2021 и в 1986 г. ($7.^m191$), а наименьшего – в 1983 и 2012 г. Исходя из этого мы можем заподозрить наличие у звезды цикла активности с характерным временем около 30 лет (29 лет повторяемость минимумов блеска и 35 лет – максимумов).

Анализ фотометрической переменности в полосах UBVRTI вне затмений показал, что звезда краснеет при ослаблении блеска, и изменения блеска в полосах UBRTI за все время наблюдений линейно зависят от изменений в полосе V (рис. 3). Такой характер фотометрической переменности наблюдается у всех известных пятненных звезд независимо от эволюционного статуса и связан с постоянной температурой источника переменности – пятен. Мы будем рассматривать коэффициенты наклона прямых $U(V)$, $B(V)$, $R(V)$, $I(V)$, которые практически совпадают

Таблица 1. Звезды сравнения

Звезда	Sp	V	U – B	B – V	V – R	V – I
HD 341601	G0V	8.43	0.12	0.62	0.53	1.39
HD 165569	F0V	7.78		0.24	0.27	1.38
HD 165524	K3III	6.40	1.17	1.25	0.95	2.50
HD 165825	K0V	7.72	1.24	1.25	0.91	2.47
HD 165570	F0V	7.81		0.33	0.35	1.49

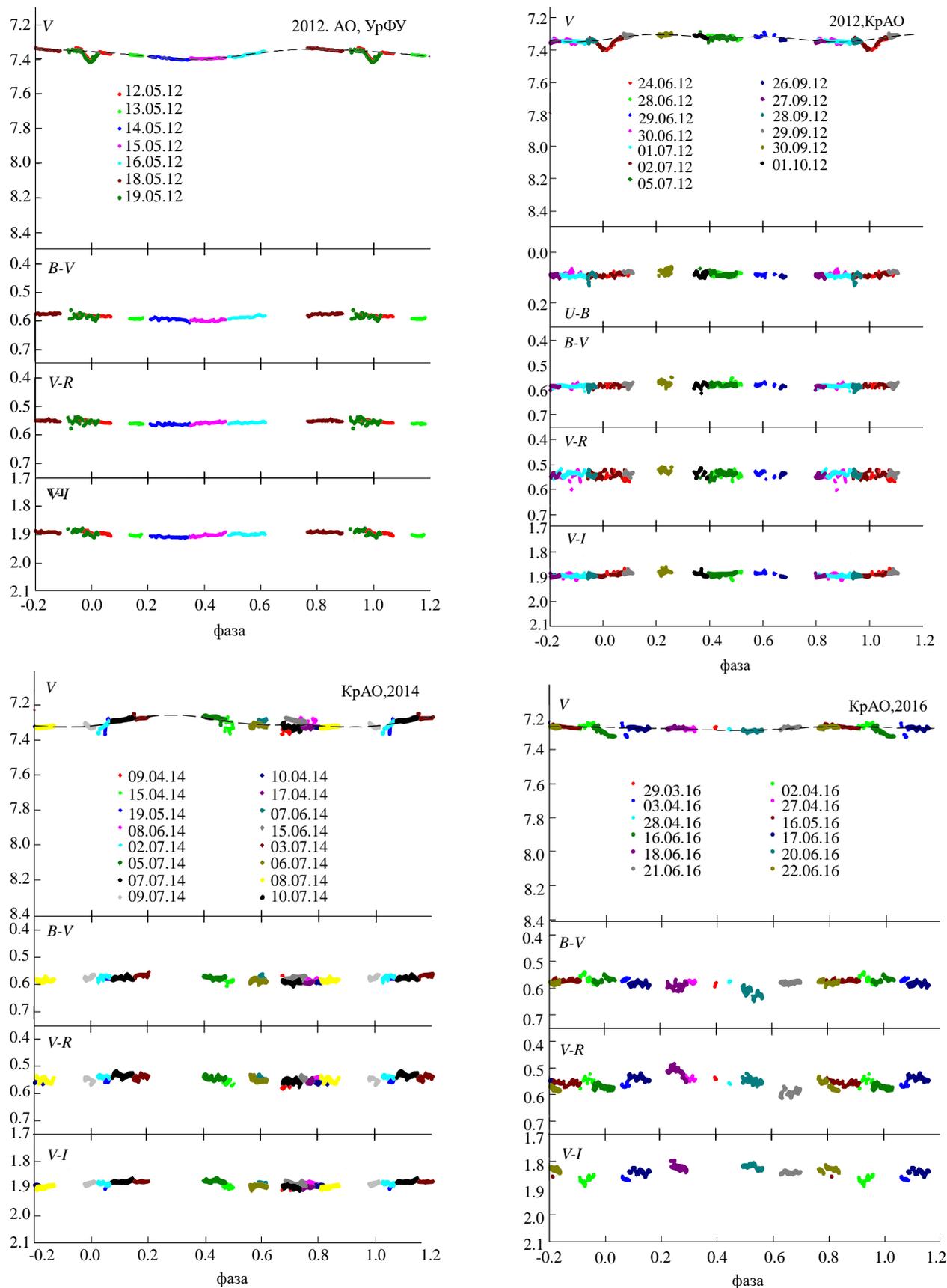


Рис. 1. Кривые блеска и показателей цвета V772 Her. а: 2012 г., УрФУ. б: 2012 г., КрАО. в: 2014 г., КрАО. г: 2016 г., КрАО.

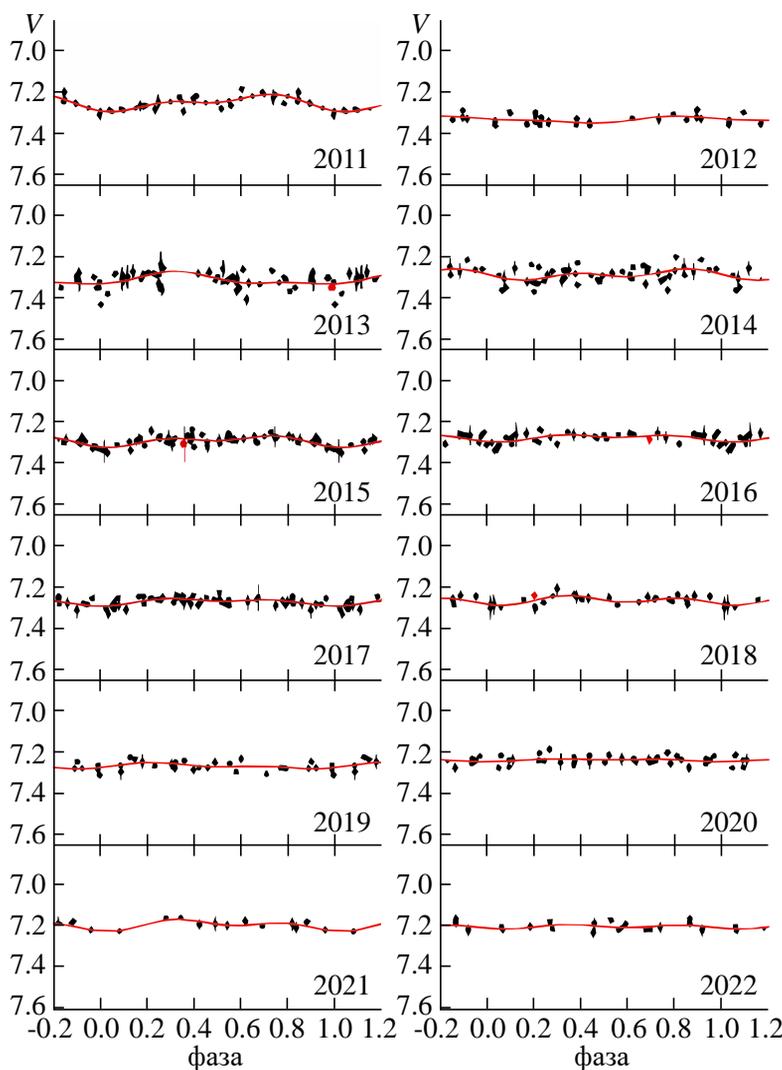


Рис. 2. Кривые блеска V772 Her по данным KWS. Точки с барами — средние за ночь значения блеска в полосе V, красные линии — аппроксимация сезонных кривых блеска двумя первыми Фурье-гармониками.

с отношениями амплитуд переменности в разных полосах. Эти значения составляют:

$$dU/dV = 1.45 \pm 0.03; r = 0.91 \pm 0.05,$$

$$dB/dV = 1.13 \pm 0.01; r = 0.97 \pm 0.04,$$

$$dR/dV = 0.86 \pm 0.02; r = 0.92 \pm 0.03,$$

$$dI/dV = 0.72 \pm 0.01; r = 0.97 \pm 0.04,$$

где r — коэффициенты линейной корреляции между значениями блеска в двух фотометрических полосах. Значения коэффициентов dU/dV , dB/dV , dR/dV , dI/dV будут использованы нами при дальнейших расчетах моделей запятненности V772 Her. Из сравнения коэффициентов dU/dV , dB/dV , dR/dV , dI/dV с блеском звезды в наиболее ярком состоянии (то есть при минимальной наблюдаемой запятненности) мы можем оценить также показате-

ли цвета наиболее яркого состояния звезды за все время наблюдений. Принимая расстояние до V772 Her равным $d = 42$ pc [3, 14], мы получаем следующие характеристики звезды в незапятненном состоянии: $M_V = 4.^m609$, $U - B = 0.^m097$, $B - V = 0.^m560$, $V - R = 0.^m523$, $V - I = 1.^m846$, вполне характерные для звезды класса G0V.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАПЯТНЕННОСТИ

Параметры пятен были получены в рамках разработанной в КрАО зональной модели запятненности, учитывающей присутствие на звезде двух активных долгот [15], а позднее примененной к молодым pTTS звездам [16], системам типа RS CVn [17] и звездам-карликам [18, 19]. В предложенной модели рассматриваются общие характерис-

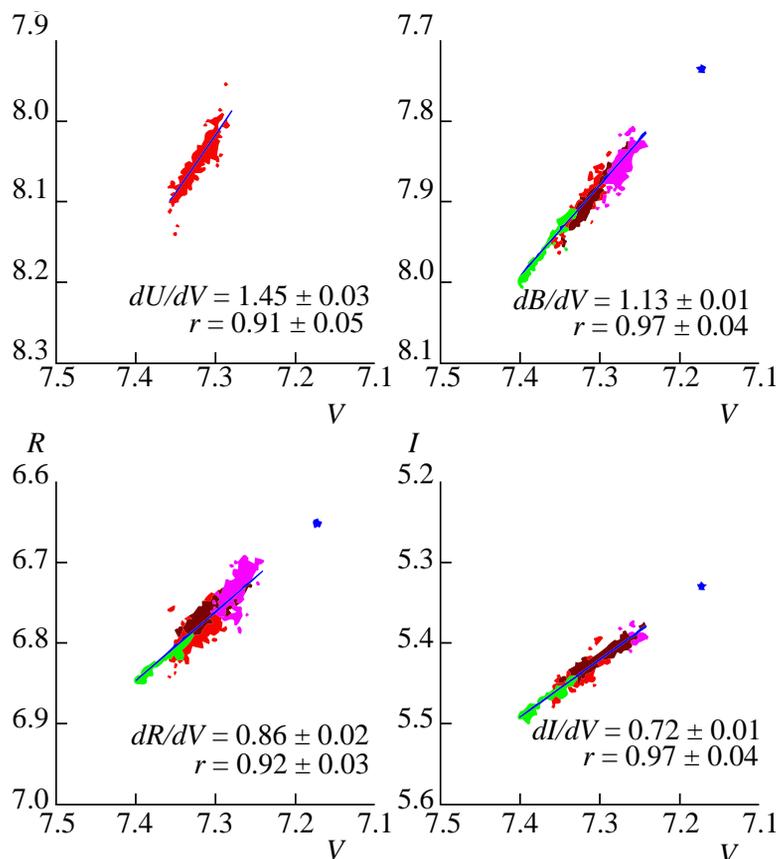


Рис. 3. Двухцветные диаграммы: УрФУ — зеленые кружки, КраО 2012 — красные, КраО 2014 — темно-красные, КраО 2016 — розовые. Синие звездочки — положение звезды в самом ярком состоянии блеска.

тики запятненной области в целом, и описывается фотометрическое поведение запятненных звезд с помощью картины многочисленных мелких пятен, расположенных в двух симметричных относительно экватора широтных поясах. Эти пояса занимают области с широтами от $\pm\varphi_0$ до $\pm(\varphi_0 + \Delta\varphi)$ с плотностью заполнения пятнами, меняющейся по долготе от единицы в главном минимуме блеска звезды до некоторых чисел f_1 и f_2 в сезонном максимуме и вторичном минимуме соответственно, причем $0 < f_1 < f_2 < 1$. Такая модель не накладывает никаких ограничений на широту нахождения пятен, кроме естественного $\varphi_0 + \Delta\varphi < 90^\circ$. В таком случае мы используем для каждого сезона три экстремальных точки кривой блеска: локального максимума, первичного и второго минимумов блеска (ΔV_{\max} , ΔV_1 и ΔV_2 соответственно) относительно максимального блеска системы за все время наблюдений. Эти значения являются входными переменными решаемой системы уравнений. При расчетах запятненности используются наблюдения в полосах Джонсоновской системы BVRI, которые позволяют не только корректно отделить геометри-

ческий эффект запятненности от температурного, но и учесть широтные эффекты в распределении пятен. Коэффициенты dB/dV , dR/dV , dI/dV позволяют снизить число входных переменных и не рассматривать экстремальные точки ΔB_{\max} , ΔB_1 и ΔB_2 и т.д. Данные в фотометрической полосе U мы не использовали, так как излучение в этой полосе для всех типов запятненных звезд искажается хромосферной активностью. В расчетах важную роль играет предположение о распределении энергии в спектре холодного пятна. Мы предполагаем, что эта энергия распределена так же, как в спектре звезды более позднего спектрального класса. Важными входными параметрами моделей являются значения угла наклона оси вращения звезды i , эффективной температуры звезды T_{eff} и ускорения силы тяжести $\lg g$, необходимые для выбора коэффициентов потемнения к краю. При расчетах мы принимали значения $T_{\text{eff}} = 5890$ К, $\lg g = 4.56$, $V \sin i = 75$ км/с, $R = R_\odot$, что согласуется с оценкой $i = 76^\circ.2 \pm 0.07$ [3]. Определяемыми характеристиками в рассматриваемой модели являются значения расстояния запятненных поясов от экватора

$\pm\phi_0$, ширина этих поясов $\Delta\phi$, параметры скважности f_1 и f_2 , контраст пятен в какой-либо полосе (например, β_V). Из этих величин определяются средняя широта пятен $\langle\phi\rangle = \phi_0 + \Delta\phi/2$, площадь пятен в процентах от полной поверхности звезды S , а также разность температур ΔT между спокойной фотосферой и пятнами.

Точности определения параметров запятненных областей зависят от неопределенности входных параметров моделей [20]. Точность определения величин ϕ_0 и $\Delta\phi$ определяется, главным образом, ошибками в оценке угла i . Для V772 Her величина ϕ_0 равняется нулю при любой оценке угла наклона от 70 до 80 градусов. Точность определения параметра $\Delta\phi$ составляет не более 0.3 градуса. Ошибки параметров скважности f_1 и f_2 зависят, прежде всего, от неопределенности экстремальных точек кривой блеска (т.е. переменных ΔV_{\max} , ΔV_1 и ΔV_2) и угла i и, как правило, не превышают 0.04. Площадь запятненности S оценивается с точностью не хуже 1% полной поверхности звезды. Ошибка в определении температуры пятна задается неопределенностью в оценке коэффициентов dB/dV , dR/dV , dI/dV и при их ошибке 0.01–0.02 составляет 50–70 К. Важно, что при моделировании анализируется долговременное поведение звезды за все время проведенных когда-либо наблюдений. Это позволяет оценить значение исторически наибольшего блеска звезды и с большой вероятностью рассматривать эту величину, как блеск звезды в состоянии, когда хотя бы одно полушарие звезды свободно от пятен.

Мы провели расчет запятненности V772 Her в 1977–2022 гг. для 33 фотометрических эпох (табл. 2). Согласно нашим оценкам, фотометрическое поведение звезды описывается с помощью зональной модели, в которой полосы запятненности сливаются на экваторе ($\phi_0 = 0^\circ$) при ширине пояса пятен $\Delta\phi$ от 2.4 до 9.2° и значениях параметров плотности заполнения поясов пятнами $f_1 = 0.00$ –0.74 и $f_2 = 0.51$ –1.00, что дает общую площадь пятен $S = 3$ –13% полной поверхности звезды (рис. 4), при температуре тени пятен $T_{\text{spot}} = 4060$ –4170 К (или разности температур тени пятен и незапятнанной фотосферы $\Delta T = 1720$ –1830 К, соответствующая контрасту пятен $\beta_V = 0.14$ –0.16).

На рис. 4 приведены изменения полной площади и средней широты пятен со временем, совмещенные со сводной кривой блеска звезды в 1977–2022 гг. Отметим, что изменения полной площади пятен S в целом отражают колебания среднего блеска звезды и возможно показывают цикличность

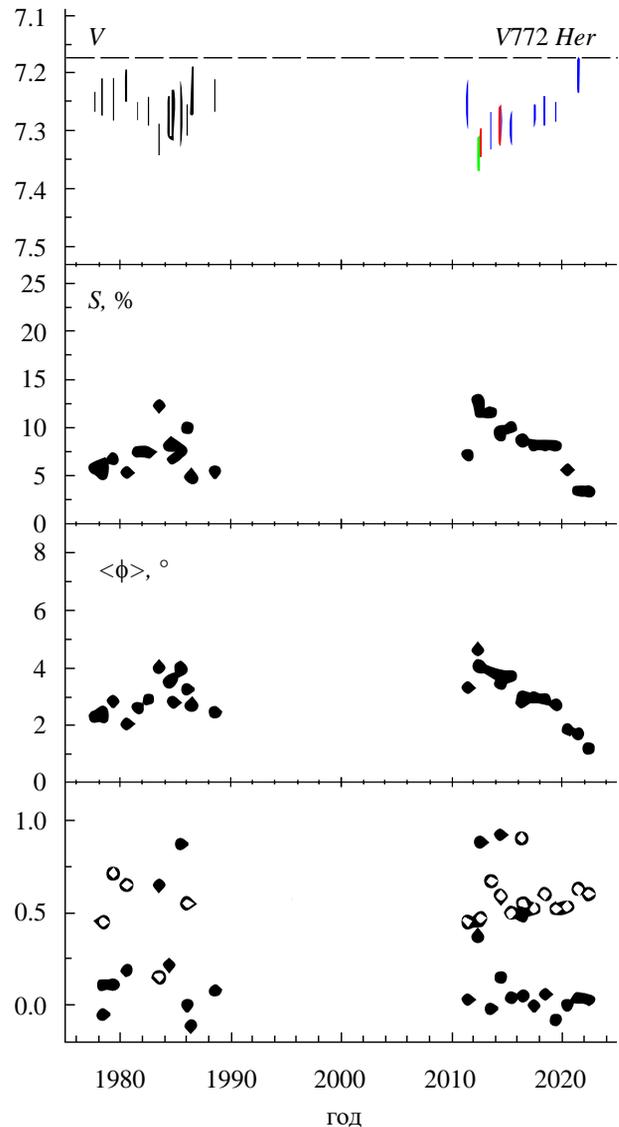


Рис. 4. Сводная кривая блеска V772 Her в фильтре V (черные вертикальные линии — данные литературы, зеленая — УрФУ, красные — КраО, синие — KWS); временной ход полной площади и средней широты пятен; изменения положения активных долгот (черные кружки — главная, открытые — вторичная).

с характерным временем около 30 лет. Изменения средней широты пятен $\langle\phi\rangle$ и полной площади S показывают линейную корреляцию с коэффициентом $R(\langle\phi\rangle, S) = 0.84 \pm 0.20$, то есть наблюдается тенденция увеличения широты пятен с ростом их полной площади, ранее отмеченная нами для ряда холодных красных карликов спектральных классов KM и короткопериодических систем типа RS CVnr [17, 18]. Мы считаем это грубым аналогом антисолнечной диаграммы бабочек [21], которая указывает на дрейф запятненных областей к полюсу звезды

Таблица 2. Модели запятненности V772 Her. Буквами kws обозначены данные Киотского обзора KWS, ufu — наши наблюдения на 70-сантиметровом телескопе АО УрФУ, azt — наши наблюдения на АЗТ-11 КраО.

эпоха	ΔV_{\max}	ΔV_1	ΔV_2	Φ_0	$\Delta\Phi$	f_1	f_2	β_V	S, %	Θ_1	Θ_2	ссылка
1977.68	0.059	0.032		0	4.6	0.43		0.15	5.7			[2, 8, 9]
1978.38	0.055	0.040		0	4.9	0.44		0.15	6.2	0.11		[9]
1978.43	0.036	0.050	0.02	0	4.6	0.25	0.55	0.15	5.2	0.95	0.45	[8]
1979.36	0.036	0.070	0.044	0	5.7	0.16	0.69	0.15	6.7	0.11	0.71	[9]
1980.56	0.021	0.053	0.047	0	4.1	0.10	0.90	0.15	5.3	0.19	0.65	[9]
1981.57	0.077	0.028		0	5.2	0.64		0.15	7.4			[9]
1982.54	0.068	0.047		0	5.8	0.46		0.15	7.4			[9]
1983.51	0.115	0.051	0.046	0	8.0	0.59	0.96	0.14	12.3	0.65	0.15	[9]
1984.42	0.066	0.071	—	0	7.0	0.33	—	0.14	8.1	0.22	—	[7]
1984.66	0.066	0.075		0	7.2	0.32		0.14	8.3			[8]
1984.79	0.056	0.052	—	0	5.6	0.37	—	0.15	6.7			[11]
1985.46	0.04	0.11		0	8.0	0.09		0.14	7.6			[8]
1985.50	0.042	0.105	—	0	7.8	0.11	—	0.14	7.5	0.87	—	[7]
1986.06	0.081	0.050	0.050	0	6.5	0.50	1.00	0.15	10.0	0.00	0.55	[8]
1986.38	0.022	0.076		0	5.4	0.04		0.14	4.9	0.89		[7]
1986.50	0.017	0.081		0	5.4	0.00		0.14	4.7			[8]
1988.57	0.038	0.053	—	0	4.9	0.25	—	0.15	5.3	0.08	—	[3]
2011.44	0.039	0.084	0.040	0	6.6	0.14	0.55	0.14	7.1	0.03	0.45	kws
2012.37	0.135	0.059	—	0	9.2	0.60	—	0.14	12.8	0.37	—	ufu
2012.42	0.142	0.034	—	0	8.2	0.74	—	0.14	12.4	0.45	—	kws
2012.61	0.123	0.046	0.019	0	8.0	0.64	0.79	0.14	11.6	0.88	0.47	azt
2013.58	0.095	0.061	0.057	0	7.7	0.49	0.97	0.14	11.5	0.98	0.67	kws
2014.39	0.080	0.069	—	0	7.5	0.40	—	0.14	9.1	0.92	—	azt
2014.45	0.082	0.056	0.039	0	6.9	0.47	0.89	0.14	9.7	0.15	0.59	kws
2015.41	0.093	0.056	0.024	0	7.4	0.51	0.72	0.14	9.9	0.04	0.50	kws
2016.36	0.092	0.023	0.013	0	5.6	0.73	0.88	0.15	8.7	0.48	0.90	azt
2016.47	0.088	0.035	0.013	0	6.0	0.62	0.76	0.15	8.5	0.05	0.55	kws
2017.47	0.081	0.037	0.013	0	5.9	0.58	0.73	0.15	8.1	0.00	0.52	kws
2018.45	0.067	0.048	0.034	0	5.8	0.45	0.84	0.15	8.1	0.06	0.60	kws
2019.46	0.077	0.031	0.021	0	5.4	0.61	0.87	0.15	8.0	0.92	0.52	kws
2020.46	0.060	0.015	0.005	0	3.7	0.72	0.81	0.16	5.5	0.00	0.53	kws
2021.46	0.000	0.057	0.029	0	3.4	0.00	0.51	0.15	3.4	0.04	0.63	kws
2022.42	0.023	0.021	0.016	0	2.4	0.37	0.85	0.16	3.3	0.03	0.60	kws

по мере увеличения полной площади пятен в течение цикла активности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренное моделирование запятненности главного компонента короткопериодической затменной системы V772 Her на временном интервале с 1977 г. до настоящего времени показало, что фотометрическое поведение переменной хорошо описывается при помощи усовершенствованной зональной модели пятен, которая позволяет описывать одновременное присутствие на звезде пятен на двух активных долготах. Полученные параметры запятненных областей показывают, что пятна находились в основном в низких широтах, и их площадь достигала до 13% полной поверхности звезды. При этом пятна были холоднее спокойной фотосферы на 1720–1830 К. Такое значение типично для пятен у других GK звезд, как карликов, так и гигантов [17–19]. Оно сходно с температурой тени солнечных пятен и соответствует гипотезе, что температуры звездных пятен не зависят от эволюционного статуса переменной [22].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023–0019.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны рецензенту за конструктивные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A.H. Batten, C.L. Morbey, F.C. Fekel, J. Tomkin*, Publ. Astron. Soc. Pacif. 91, 304 (1979).
2. *C.D. Scarfe*, Inform. Bull. Var. Stars. 1357 (1977).
3. *V. Reglero, M.J. Fernández-Figueroa, A. Giménes, et al.*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 88, 545 (1991).
4. *F.C. Fekel*, Astrophys. J. 246, 879 (1981).
5. *S.A. Drake, T. Simon, J.L. Linsky*, Astrophys. J. 91, 1229 (1986).
6. *M. Landini, C.M.F. Brunella, F. Paresce, R.A. Stern*, Astrophys. J. 289, 709 (1985).
7. *K.G. Strassmeier, D.S. Hall, L.J. Boyd, and R.M. Genet*, Astrophys. J. Suppl. Ser. 69, 141 (1989).
8. *J.R. Bruton, D.S. Hall, L.J. Boyd, et al.*, Astrophys. Space Sci. 155, 27 (1989).
9. *G.A. Bakos and J. Tremko*, Co. Ska. 12, 65 (1984).
10. *G.A. Bakos and J. Tremko*, Astrophys. Space Sci. Lib. 98, 67 (1982).
11. *L.J. Boyd, R.M. Genet, D.S. Hall, and W.T. Persinger*, Inform. Bull. Var. Stars. 2747 (1985).
12. *V. Pirola*, Observ. Astrophys. Lab. Univ. Helsinki. Rep. 6, 151 (1984).
13. *V.P. Kozhevnikov, P.E. Zakharova*, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser. 219, 381 (2000).
14. *R.F. Stern and A. Skumanich*, Astrophys. J. 267, 232 (1983).
15. *И.Ю. Алексеев*, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 104, 272 (2008).
16. *И.Ю. Алексеев*, Астрофизика 57, 275 (2014).
17. *А.В. Кожевникова, И.Ю. Алексеев*, Астрон. журн. 92, 818 (2015).
18. *И.Ю. Алексеев, А.В. Кожевникова*, Астрон. журн. 94, 240 (2017).
19. *И.Ю. Алексеев, А.В. Кожевникова*, Астрон. журн. 95, 421 (2018).
20. *А.В. Кожевникова, И.Ю. Алексеев, В.П. Кожевников*, Астрон. журн. 100, 811 (2023).
21. *I. Yu. Alekseev*, Solar Phys. 224, 187 (2004).
22. *И.Ю. Алексеев, А.В. Кожевникова*, Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 118 (3), 27 (2022).

STARSPOT ACTIVITY OF THE RED DWARF STAR V772 HER**I. Yu. Alekseev^{1,*}, A. V. Kozhevnikova², V. P. Kozhevnikov²**¹*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Crimea, Nauchny, Russia*²*B.N. Yeltsin Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia***E-mail: ilya-alekseev@mail.ru*

The photometric behavior of the spotted primary component of the eclipsing dwarf system V772 Her (G0V + M5V) is considered based on long-term multicolor photoelectric observations. The total photometric effect caused by starspots reaches up to 0.^m19. Our simulations showed that the area of the spotted regions can reach up to 13% of the total surface of the star. The spots are 1800 K cooler than the unspotted photosphere and are located at low latitudes.

Keywords: variable stars, stellar activity, starspots

НОВАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЖИДКИХ ФИГУР РАВНОВЕСИЯ

© 2024 г. Б. П. Кондратьев^{1,2}

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ, Москва, Россия

²Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: work@boris-kondratyev.ru

Поступила в редакцию 03.07.2024 г.

После доработки 03.08.2021 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Целью работы является вывод новой динамической формулы для угловой скорости вращения фигур равновесия гравитирующей жидкости с политропным уравнением состояния. В этой формуле угловая скорость вращения зависит не только от показателя политропы $0 \leq n \leq 5$, но, и это главное, от компонентов внутренней и внешней гравитационной энергии фигуры. При решении задачи постоянную интегрирования в полном потенциале удалось выразить через три глобальные характеристики: массу, полную гравитационную энергию и энергию вращения фигуры равновесия. Справедливость новой формулы подтверждена при $n = 0$ предельным переходом к классическим однородным сфероидам Маклорена и эллипсоидам Якоби. Результаты работы расширяют область применения теории фигур равновесия.

Ключевые слова: фигуры равновесия, однородные и неоднородные, политропы, уровенные поверхности, компоненты внешней и внутренней гравитационной энергии тела, угловая скорость вращения

DOI: 10.31857/S0004629924100059 EDN: JLUFZX

1. ВВЕДЕНИЕ

Теория фигур равновесия гравитирующей вращающейся жидкости глубоко разработана во многих аспектах и имеет много приложений в астрономии, физике и астрофизике, см. обзор Тодхантера [1], книги Аппеля [2] и Чандрасекара [3]. На практике теорию фигур равновесия применяют не только к планетам и спутникам, см., например, Пицетти [4], Мюррей и Дермотт [5], но и к вращающимся звездам (см. монографии Тассуля [6] и Кокса [7]), а также к звездным системам и к галактикам (см., например, Огородников [8], Binney и Tremaine [9], Кондратьев [10]).

Для любой фигуры равновесия надо знать, прежде всего, угловую скорость вращения; именно эта характеристика задает форму и динамику тела, а также определяет всю последовательность фигур равновесия. В аналитическом виде угловая скорость известна только для классических однородных сфероидов Маклорена и трехосных эллипсоидов Якоби. Для сфероидов Маклорена с полуосями $a_1 \geq a_3$ и плотностью ρ квадрат нормализованной угловой скорости равен (см., например, [2, 3, 10]):

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} = A_1 - (1 - e^2)A_3, \quad (1)$$

где коэффициенты A_i внутреннего потенциала однородного сжатого сфероида зависят от его эксцен-

триситета $e = \sqrt{1 - \frac{a_3^2}{a_1^2}} \leq 1$ и равны

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \arcsin e - \frac{1 - e^2}{e^2}; \\ A_3 &= \frac{2}{e^2} - 2 \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \arcsin e. \end{aligned} \quad (2)$$

Что касается трехосных эллипсоидов Якоби, то здесь ситуация несколько сложнее. Во-первых, для них вместо (1) имеем выражение для квадрата угловой скорости

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} = \frac{A_1 - e_{12}^2 A_2}{e_{12}^2}, \quad (3)$$

где $e_{12} = \sqrt{1 - \frac{a_2^2}{a_1^2}}$ и $e_{13} = \sqrt{1 - \frac{a_3^2}{a_1^2}}$ — эксцентриситеты сечений эллипсоида с полуосями $a_1 \geq a_2 > a_3$. Во-вторых, для эллипсоидов Якоби есть добавочное соотношение

$$a_1^2 a_2^2 \frac{A_2 - A_1}{a_1^2 - a_2^2} = A_3 a_3^2, \quad (4)$$

в неявном виде связывающее e_{12} и e_{13} . Сами коэффициенты A_i для трехосного эллипсоида сложным образом (через стандартные неполные эллиптиче-

ские интегралы Лежандра) зависят от отношений полуосей (см., например, [3, 10]).

Согласно формулам (1) и (3), угловая скорость вращения определяется геометрической формой фигуры равновесия. И хотя эта связь не всегда однозначна (так, для сфероидов Маклорена в интервале $0 \leq \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho} < 0.224665$ для каждого значения $\frac{\Omega^2}{2\pi G\rho}$ существуют два сфероида разной сплюснутости), именно знание угловой скорости и позволило ввести понятие последовательности фигур равновесия. К сожалению, для подавляющего большинства других фигур равновесия, например, для неэллипсоидальных фигур, открытых Пуанкаре и Ляпуновым (см. [2, 13, 10]), аналогичных формул для угловой скорости не существует. По этой причине, для каждой неэллипсоидальной серии фигур равновесия приходится подбирать свой главный параметр.

В данной работе получена новая формула для угловой скорости неоднородных фигур равновесия вращающейся жидкой массы с политропным уравнением состояния. Важной особенностью этой формулы является то, что угловая скорость выражается через компоненты внутренней и внешней гравитационной энергии фигуры, введенные ранее в монографии [10]. Статья организована следующим образом. В разделе 2 мы напомним определение понятий внутренней и внешней частей гравитационной энергии тела. В разделе 3 изложен метод вывода новой формулы для угловой скорости на примере однородных фигур равновесия. Здесь в 3.1. дана постановка задачи и получена сама формула для угловой скорости вращения. В 3.2. установлена адекватность данной формулы и показано, что она дает правильные значения угловой скорости для классических фигур равновесия однородных сфероидов Маклорена и трехосных эллипсоидов Якоби. В разделах 4 и 5 дано решение основной задачи для неоднородных тел и получено выражение для угловой скорости фигур равновесия с политропным уравнением состояния. В разделе 4.1. получено выражение уровня поверхности. В разделе 4.2. решена оригинальная вспомогательная задача и постоянная интегрирования уравнений равновесия выражена через три глобальные характеристики фигуры равновесия. В разделе 5 подробно излагается метод получения выражения угловой скорости для политропных фигур равновесия.

2. КОМПОНЕНТЫ ВНУТРЕННЕЙ И ВНЕШНЕЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ ЭНЕРГИИ ТЕЛА

По определению (см. [3, 10]), ньютоновская (потенциальная) энергия гравитирующей массы объемом V , распределением плотности $\rho(x)$ и внутренним потенциалом $\phi(x)$ равна

$$W_t = -\frac{1}{2} \int_V \rho \phi dV. \quad (5)$$

Это выражение после замены под знаком интеграла плотности $\rho(x)$ с помощью уравнения Пуассона

$$\Delta \phi = -4\pi G\rho \quad (6)$$

и применения второй формулы Грина приводится к сумме двух членов

$$W_t = -\frac{1}{8\pi G} \int_V (\text{grad}\phi)^2 dV + \frac{1}{8\pi G} \oint_S \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} dS, \quad (7)$$

где n есть внутренняя нормаль к поверхности S . Если распространить интегрирование в (7) на все пространство, второй член исчезнет, и мы приходим к формуле Дирихле

$$W_t = -\frac{1}{8\pi G} \int_V \left(\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_3} \right)^2 \right) dV. \quad (8)$$

Возвращаясь к выражению (7) заметим, что с физической точки зрения первый член здесь

$$W_{in} = -\frac{1}{8\pi G} \int_V (\text{grad}\phi)^2 dV \quad (9)$$

можно рассматривать (см. Кондратьев [10, 11]) как «внутреннюю» часть гравитационной энергии тела. Тогда второй член

$$\begin{aligned} W_{out} &= -\frac{1}{8\pi G} \int_{R_E-V} (\text{grad}\phi)^2 dV = \\ &= \frac{1}{8\pi G} \oint_S \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} dS \end{aligned} \quad (10)$$

будет представлять «внешнюю» гравитационную энергию тела. Полная гравитационная энергия тела есть сумма его внутренней и внешней частей

$$W_t = W_{in} + W_{out} = -\frac{1}{2} \int_V \rho \phi dV. \quad (11)$$

Введение понятий внутренней и внешней частей гравитационной энергии тела оказывается полезным в задачах при расчете работы по заполнению веществом полостей и рассеянию вещества тела на ограниченные расстояния. Как показано в [11], для однородного сжатого сфероида с полуосями $a_1 \geq a_3$, эксцентриситетом e и плотностью

ρ внешняя и внутренняя части гравитационной энергии будут соответственно равны:

$$W_{\text{out}} = -\frac{3}{20} \frac{M^2 G}{a_1} \left\{ -\sqrt{1-e^2} \frac{3-2e^2}{e^4} \left(\frac{\arcsin e}{e} \right)^2 + 2 \left(2 + 3 \frac{1-e^2}{e^4} \frac{\arcsin e}{e} - \sqrt{1-e^2} \frac{3-2e^2}{e^4} \right) \right\}; \quad (12)$$

$$W_{\text{in}} = -\frac{3}{20} \frac{M^2 G}{a_1} \left[\frac{A_1^2(e)}{\sqrt{1-e^2}} + \frac{A_3^2(e)}{2} \sqrt{1-e^2} \right],$$

где коэффициенты потенциала $A_i(e)$ даны в (2).

В частном случае шара $e = 0$, формулы (12) упрощаются и дают

$$W_{\text{in}} = -\frac{1}{10} \frac{M^2 G}{R}; W_{\text{out}} = -\frac{1}{2} \frac{M^2 G}{R}, \quad (13)$$

так что

$$\frac{W_{\text{out}}}{W_{\text{in}}} = 5. \quad (14)$$

Подчеркнем, что среди всех однородных тел результат (14) для шара является абсолютным минимумом. Так, для сжатого сфероида с компонентами энергии (12) отношение $\frac{W_{\text{out}}}{W_{\text{in}}}$ медленно увеличивается от 5 до 6 с ростом эксцентриситета от 0 до 0.90, а при бóльших сжатиях возрастает очень быстро (см. рис. 63 в монографии [11]).

3. УГЛОВАЯ СКОРОСТЬ ДЛЯ ОДНОРОДНЫХ ФИГУР РАВНОВЕСИЯ

3.1. Постановка задачи и вывод основной формулы

Рассмотрим уравнение равновесия жидкой гравитирующей массы, вращающейся с угловой скоростью Ω вокруг оси Ox_3 :

$$\text{grad} p = \rho \text{grad} \Phi. \quad (15)$$

Здесь $p(x)$ — давление в жидкости, $\Phi(x)$ — полный потенциал, равный сумме гравитационного и центробежного потенциалов

$$\Phi(x_1, x_2, x_3) = \varphi(x_1, x_2, x_3) + \frac{1}{2} \Omega^2 (x_1^2 + x_2^2). \quad (16)$$

Для равномерно вращающихся однородных конфигураций уравнение (15) дает формулу, описывающую внутреннюю поверхность уровня:

$$\frac{p(x)}{\rho} = \varphi(x) + \frac{1}{2} \Omega^2 (x_1^2 + x_2^2) + \text{const}. \quad (17)$$

Применяя оператор Лапласа

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \quad (18)$$

к выражению $\frac{p}{\rho}$ из (17), получаем

$$\Delta \frac{p}{\rho} = -2 \left(2\pi G \rho - \Omega^2 \right). \quad (19)$$

Кроме того, из уравнения (15) следует выражение

$$(\text{grad} \varphi)^2 = \left(\text{grad} \frac{p}{\rho} \right)^2 + \Omega^4 r^2 - 2\Omega^2 r \cdot \text{grad} \frac{p}{\rho}. \quad (20)$$

Интегрируя выражение (20) по объему фигуры V получим

$$-8\pi G W_{\text{in}} = \int_V \left(\text{grad} \frac{p}{\rho} \right)^2 dV + \frac{\Omega^4}{\rho} I_3 - 2\Omega^2 \int_V r \cdot \text{grad} \frac{p}{\rho} dV. \quad (21)$$

Здесь

$$I_3 = \int_V \rho \cdot r^2 dV \quad (22)$$

— момент инерции фигуры относительно оси Ox_3 .

Обратим внимание, что в левой части (21) появилась величина внутренней гравитационной энергии W_{in} введенная выше в (9). Рассмотрим подробнее первый член в правой части (21)

$$Z = \int_V \left(\text{grad} \frac{p}{\rho} \right)^2 dV \quad (23)$$

и применим к нему теорему Грина. Тогда, поскольку давление на граничной поверхности фигуры равно нулю

$$p_S = 0, \quad (24)$$

получим

$$Z = - \int_V \frac{p}{\rho} \cdot \Delta \left(\frac{p}{\rho} \right) dV = \frac{4\pi G \rho - 2\Omega^2}{\rho} \cdot \Pi, \quad (25)$$

где мы учли формулу (19). Величина Π (тепловой член) в (25) есть интеграл от давления

$$\Pi = \int_V p(x) dV. \quad (26)$$

Далее, третий член в правой части (21) после интегрирования по частям оказывается равен

$$2\Omega^2 \int_V r \cdot \text{grad} \frac{p}{\rho} dV = -\frac{4\Omega^2}{\rho} \cdot \Pi. \quad (27)$$

Таким образом, выражение (21) приводится к виду

$$-8\pi G W_{\text{in}} = \left(\frac{2\Omega^2}{\rho} + 4\pi G \right) \cdot \Pi + \frac{\Omega^4 I_3}{\rho}. \quad (28)$$

С другой стороны, согласно теореме вириала,

$$-3\Pi = 2T_{\text{rot}} + W_t = \Omega^2 I_3 + W_t. \quad (29)$$

Здесь T_{rot} — энергия вращения тела. Исключая Ω из (28) с помощью (29), получаем биквадратное уравнение для нормированной угловой скорости

$$\Omega = \frac{\Omega}{\sqrt{\pi G \rho}}$$

$$\Omega^4 - 4\Omega^2(1 - \eta) + 4 \frac{6W_{\text{in}} - W_t}{\pi G \rho I_3} = 0, \quad (30)$$

где

$$\eta = -\frac{W_t}{2\pi G \rho I_3} > 0 \quad (31)$$

(см. также неравенство (34)).

Корни уравнения (30) равны

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} = 1 - \eta \pm \sqrt{(1 - \eta)^2 - \frac{6W_{\text{in}} - W_t}{\pi G \rho I_3}}. \quad (32)$$

Решение (32) и определяет квадрат угловой скорости однородной фигуры относительного равновесия через внутреннюю (9) и полную (11) гравитационную энергию.

3.2. Некоторые свойства выражения (32)

Главная особенность формулы (32) в том, что выражение угловой скорости вращения $\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho}$ для однородных гравитирующих фигур относительного равновесия выражается через компоненты внутренней W_{in} и внешней W_{out} гравитационной энергии фигуры. Формулу (32) можно записать в эквивалентном виде

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} = 1 - \eta \pm \sqrt{(1 - \eta)^2 - 2\eta - \frac{6W_{\text{in}}}{\pi G \rho I_3}}. \quad (33)$$

Здесь

$$\eta = -\frac{W_t}{2\pi G \rho I_3} \geq 1, \quad (34)$$

причем точное равенство в (34) выполняется только для шара.

Формула (33) была проверена нами в монографии [11] и, особенно тщательно, в статье [12]. Установлено, что только при знаке «—» перед радикалом она дает правильные значения угловой скорости для классических фигур равновесия однородных сфероидов Маклорена (1) и трехосных эллипсоидов Якоби (3)

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho} = 1 - \eta - \sqrt{(1 - \eta)^2 - 2\eta - \frac{6W_{\text{in}}}{\pi G \rho I_3}}. \quad (35)$$

4. ЗАДАЧА ДЛЯ НЕОДНОРОДНЫХ ФИГУР С ПОЛИТРОПНЫМ УРАВНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ

До сих мы рассматривали однородные фигуры относительного равновесия. Однако большинство реальных небесных тел (астероиды, планеты и спутники, а также звезды и галактики) имеют сложное строение и являются неоднородными системами. Возникает актуальный вопрос: допускает ли формула (35) обобщение на неоднородные конфигурации? В этом разделе будет показано, что для широкого класса неоднородных тел, описываемых политропным уравнением состояния, аналог формулы (35) действительно существует, и угловую скорость вращающихся политроп можно представить как функцию от компонентов внешней и внутренней гравитационной энергии фигуры.

4.1. Уравнение урвенной поверхности

Вновь рассмотрим уравнение равновесия жидкой гравитирующей массы, вращающейся с угловой скоростью Ω вокруг оси Ox_3 . Уравнение (15) запишем в виде

$$\frac{\text{grad } p}{\rho} = \text{grad } \Phi. \quad (36)$$

Напомним, здесь $p(x)$ — давление в жидкости, $\rho(x)$ — плотность, $\Phi(x)$ — полный (гравитационный плюс центробежный) потенциал тела из (16).

Полагаем теперь, что внутри конфигурации выполняется политропное уравнение состояния, связывающее давление вещества и плотность известной формулой

$$p = K \rho^{\frac{n+1}{n}}, \quad (37)$$

где n — индекс политропы, изменяющийся в интервале

$$0 \leq n \leq 5. \quad (38)$$

Для решения поставленной задачи прежде всего заметим, что с помощью (37) входящее в уравнение равновесия (36) отношение $\frac{\text{grad } p}{\rho}$ можно записать в виде полного дифференциала от функции плотности

$$\frac{dp}{\rho} = K \left(\frac{n+1}{n} \right) \rho^{\frac{1-n}{n}} d\rho = K(n+1) d \left(\frac{1}{\rho^n} \right). \quad (39)$$

Подставляя выражение (39) в левую часть (36) и интегрируя, получим уравнение урвенной поверхности

$$(n+1) \frac{p}{\rho} = \varphi(x) + \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 + \text{const}, \quad r^2 = x_1^2 + x_2^2. \quad (40)$$

Значение постоянной интегрирования в (40) $\text{const} \equiv C$ можно выбрать так, чтобы на поверхно-

сти фигуры $S(x) = 0$ давление тождественно обращалось в нуль

$$p_S = 0. \quad (41)$$

4.2. Нахождение постоянной интегрирования через глобальные характеристики фигуры равновесия.

Для большинства задач в теории фигур равновесия обычно принимаются во внимание только силы, и при этом нет необходимости рассматривать входящую в уравнение (40) постоянную интегрирования $\text{const} \equiv C$. Однако особенность поставленной здесь задачи в том, что для ее решения эту постоянную интегрирования необходимо рассматривать как функцию от интегральных характеристик фигуры. Как установлено в монографии [10] (см. форм. (1.13)), для однородных фигур равновесия постоянная в формуле (40) равна

$$C = \text{const} = \frac{5}{3} \frac{W_t - T_{\text{rot}}}{M}, \quad (42)$$

где M — масса, W_t — полная гравитационная энергия, $T_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \Omega^2 I_3$ — энергия вращения тела.

При рассмотрении неоднородного случая, метод нахождения константы C следует обобщить. Для этого умножим обе части выражения (40) на $\rho(x)$

$$(n+1)p = \rho\varphi(x) + \frac{1}{2} \Omega^2 \rho r^2 + C \cdot \rho, \quad (43)$$

и проинтегрируем уравнение (43) по объему фигуры. Получим

$$(n+1)\Pi = -2W_t + \frac{1}{2} \Omega^2 I_3 + C \cdot M, \quad (44)$$

где появляется тепловой член Π из (26). Исключая этот тепловой член в (44) с помощью теоремы вириала (29), в итоге находим значение постоянной интегрирования

$$C = \frac{(5-n)W_t - (5+2n)T_{\text{rot}}}{3M} = \frac{(5-n)W_t - (5/2+n)\Omega^2 I_3}{3M}. \quad (45)$$

В частности, при $n = 0$ из (45) получим известное уже нам из (42) значение постоянной C для однородного случая.

5. УГЛОВАЯ СКОРОСТЬ ДЛЯ НЕОДНОРОДНОЙ ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ

5.1. Моментное уравнение для угловой скорости

Перепишав выражение (40) в виде

$$\frac{p}{\rho} = \frac{1}{n+1} \left(\varphi(x) + \frac{1}{2} \Omega^2 (x_1^2 + x_2^2) + \text{const} \right), \quad (46)$$

применим к нему оператор Лапласа (18), получим

$$\Delta \left(\frac{p}{\rho} \right) = \frac{2}{n+1} \left(\Omega^2 - 2\pi G \rho \right). \quad (47)$$

Далее из (40) находим $\text{grad} \varphi$

$$\text{grad} \varphi = (n+1) \text{grad} \frac{p}{\rho} - \Omega^2 r. \quad (48)$$

Возводя в квадрат левую и правую части (48) и интегрируя по объему фигуры V , получим

$$\begin{aligned} -8\pi G \cdot W_{\text{in}} &= (n+1)^2 \int_V \left(\text{grad} \frac{p}{\rho} \right)^2 dV + \Omega^4 \int_V r^2 dV - \\ &- 2(n+1)\Omega^2 \int_V r \cdot \text{grad} \frac{p}{\rho} dV, \end{aligned} \quad (49)$$

где при записи левой части было использовано равенство (9).

5.2. Анализ уравнения (49)

Рассмотрим первый член в правой части (49)

$$Z_1 = (n+1)^2 \int_V \left(\text{grad} \frac{p}{\rho} \right)^2 dV. \quad (50)$$

Применяя к нему интегральную формулу Грина, получим

$$\begin{aligned} Z_1 &= (n+1)^2 \int_V \left(\text{grad} \frac{p}{\rho} \right)^2 dV = \\ &= -(n+1)^2 \int_V \frac{p}{\rho} \Delta \left(\frac{p}{\rho} \right) dV + \\ &+ (n+1)^2 \int_S \frac{p}{\rho} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{p}{\rho} \right) dS. \end{aligned} \quad (51)$$

В силу равенства нулю давления на поверхности фигуры (24), второй член в правой части (51) также обратится в нуль, и мы получим

$$Z_1 = 2(n+1) \int_V \frac{p}{\rho} \left(2\pi G \rho - \Omega^2 \right) dV. \quad (52)$$

Учитывая тепловой член (26), приводим Z_1 к виду

$$Z_1 = 4\pi G(n+1)\Pi - 2(n+1)\Omega^2 \int_V \frac{p}{\rho} dV. \quad (53)$$

Далее рассмотрим третий член в правой части (51)

$$Z_2 = -2(n+1)\Omega^2 \int_V \mathbf{r} \cdot \text{grad} \frac{p}{\rho} dV, \quad (54)$$

который также преобразуем. Для этого раскроем подынтегральное выражение

$$\mathbf{r} \cdot \text{grad} \frac{p}{\rho} = x_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{p}{\rho} + x_2 \frac{\partial}{\partial x_2} \frac{p}{\rho}. \quad (55)$$

Учитывая тождество

$$x_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \frac{p}{\rho} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{p}{\rho} x_1 \right) - \frac{p}{\rho}, \quad (56)$$

сложим два таких выражения, получим

$$\mathbf{r} \cdot \text{grad} \frac{p}{\rho} = \text{div} \left(\frac{p}{\rho} \mathbf{r} \right) - 2 \frac{p}{\rho}. \quad (57)$$

Тогда, в силу известного векторного равенства и дополнительного условия (24), интеграл по объему тела от первого члена в (57) исчезает

$$\int_V \text{div} \left(\frac{p}{\rho} \mathbf{r} \right) dV = \int_S \left(\frac{p}{\rho} \mathbf{r} \right) dS = 0, \quad (58)$$

поэтому

$$Z_2 = 4(n+1)\Omega^2 \int_V \frac{p}{\rho} dV. \quad (59)$$

Подставляя теперь Z_1 из (53) и Z_2 из (59) в (49), после некоторых сокращений приведем последнее выражение к виду

$$\begin{aligned} -8\pi G \cdot W_{\text{in}} &= 4\pi G(n+1)\Pi + \\ &+ 2(n+1)\Omega^2 \int_V \frac{p}{\rho} dV + \Omega^4 \int_V r^2 dV. \end{aligned} \quad (60)$$

Исключая здесь тепловой член с помощью теоремы вириала (29), запишем (60) в виде

$$\begin{aligned} -8\pi G \cdot W_{\text{in}} &= -\frac{4}{3}\pi G(n+1)(\Omega^2 I_3 + W_{\text{tot}}) + \\ &+ 2(n+1)\Omega^2 \int_V \frac{p}{\rho} dV + \Omega^4 \int_V r^2 dV. \end{aligned} \quad (61)$$

5.3. Биквадратное уравнение для угловой скорости и его корни

Рассмотрим в правой части (61) интеграл

$$I_n = (1+n) \int_V \frac{p}{\rho} dV, \quad (62)$$

и подставим в него отношение $(1+n) \frac{p}{\rho}$ из уравне-

ния уровенной поверхности (40). При этом важно заметить, что вначале само уравнение (40) следует записать с учетом значения постоянной интегрирования из (45) в виде

$$\begin{aligned} (1+n) \frac{p}{\rho} &= \varphi(\mathbf{x}) + \frac{1}{2}\Omega^2(x_1^2 + x_2^2) + \\ &+ \frac{(5-n)W_t - (5/2+n)\Omega^2 I_3}{3M}. \end{aligned} \quad (63)$$

Введем теперь среднюю плотность фигуры ρ_m , а также вспомогательные интегралы

$$h_1 = \int_V r^2 dV; \quad h_2 = \int_V \varphi(\mathbf{x}) dV. \quad (64)$$

Интегрируя выражение (63) по объему фигуры, с учетом формул (64) находим

$$\begin{aligned} I_n &= (1+n) \int_V \frac{p}{\rho} dV = h_2 + \frac{1}{2}\Omega^2 h_1 + \\ &+ \frac{(5-n)W_t}{3\rho_m} - \frac{(5+2n)}{6\rho_m} I_3 \Omega^2. \end{aligned} \quad (65)$$

Подставляя теперь (65) в (61), после преобразований (см. Приложение) получим биквадратное уравнение для $\frac{\Omega}{\sqrt{2\pi G\rho}}$

$$a \cdot \Omega^4 - 2b \cdot \Omega^2 + c = 0. \quad (66)$$

Коэффициенты в уравнении (66) равны

$$\begin{aligned} a &= \frac{6\rho_m h_1}{I_3} - 2n - 5; \\ b &= 1+n - \frac{3h_2}{2\pi G I_3} - (5-n) \frac{W_t}{2\pi G \rho_m I_3}; \\ c &= \frac{6W_{\text{in}} - (1+n)W_t}{\pi G \rho_m I_3}. \end{aligned} \quad (67)$$

Корни уравнения (66) равны

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho_m} = \frac{b \pm \sqrt{b^2 - ac}}{a}. \quad (68)$$

Формула (68) и дает решение поставленной задачи. При выборе знака перед радикалом следует учитывать, как будет показано в следующем разделе, только при знаке «-» перед радикалом формула

$$\frac{\Omega^2}{2\pi G \rho_m} = \frac{b - \sqrt{b^2 - ac}}{a} \quad (69)$$

позволяет получить правильные значения угловой скорости для однородных классических сфероидов Маклорена и эллипсоидов Якоби.

5.4. Проверка: частный случай однородных фигур равновесия

Для проверки сложных расчетов рассмотрим частный случай однородных фигур, для которых выполняются соотношения

$$n = 0; \rho_m = \rho; h_1 = \frac{I_3}{\rho}; h_2 = -\frac{2W_t}{\rho}. \quad (70)$$

Подставляя равенства (70) в формулы (67), получим значения коэффициентов

$$a = 1; b = 1 + \frac{W_t}{2\pi G \rho I_3}; \quad (71)$$

$$c = \frac{6W_{in} - W_t}{\pi G \rho I_3},$$

при которых уравнение (66) переходит в полученное ранее уравнение (30). Следовательно, решение (69) действительно сводится в однородном случае к известному нам решению (35). Доказательство новой формулы закончено.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ

Целью работы является вывод новой динамической формулы для угловой скорости вращения фигур равновесия гравитирующей жидкости с политропным уравнением состояния. В этой формуле угловая скорость вращения зависит не только от показателя политропы $0 \leq n \leq 5$, но и от компонентов внутренней и внешней гравитационной энергии фигуры равновесия.

Ранее [10, 11, 12] нами было доказано, что новая формула (35) для однородных фигур дает известные значения угловой скорости для классических фигур равновесия сфероидов Маклорена и трехосных эллипсоидов Якоби.

Здесь получена новая формула для угловой скорости неоднородных фигур равновесия политроп с жестким вращением. При решении этой задачи впервые возникла необходимость представления постоянной интегрирования уравнений движения через показатель политропы и три глобальные характеристики: массу, полную гравитационную энергию и энергию вращения тела.

Справедливость новой формулы для угловой скорости (69) подтверждается предельным переходом к однородным фигурам равновесия.

Другой проверкой новой формулы (69) является ее применение к уникальной быстро вращающейся карликовой планете Наумеа. Подробный анализ расчетов по Наумеа будет дан в нашей следующей работе [14].

Отметим также следующее. В теории фигур равновесия до сих пор нет общего метода построения даже однородных фигур равновесия. Это связано с тем, что основное функциональное уравнение не имеет, как известно, общего решения. Все известные решения сначала как бы угадываются, а уже потом строго проверяются и изучаются.

Формула для угловой скорости (69) также не может рассматриваться как самостоятельный способ построения новых фигур равновесия. Но достаточно того, что в этой формуле указана ранее неизвестная связь между угловой скоростью и отношением внутренней и внешней частей гравитационной энергии фигуры равновесия. Поэтому формула (69) может быть полезна при анализе разных моделей фигур равновесия небесных тел.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *И. Тодхантер* История математических теорий притяжения и фигуры Земли от Ньютона до Лапласа (М.: Эдиториал УРСС, 2002).
2. *П. Анпель* Фигуры равновесия вращающейся однородной жидкости (Л.-М.: ОНТИ, 1936).
3. *С. Чандрасекар* Эллипсоидальные фигуры равновесия (М.: Мир, 1972).
4. *П. Пицетти* Основы механической теории фигуры планет (М.: ГТТИ, 1933).
5. *К. Мюррей, С. Дермотт* Динамика Солнечной системы (М.: Физматлит, 2009).
6. *Ж.Л. Тассуль* Теория вращающихся звезд (М.: Мир, 1978).
7. *Дж. П. Коке* Теория звездных пульсаций (М.: Мир, 1983).
8. *К.Ф. Огородников* Динамика звездных систем (М.: Физматгиз, 1958).
9. *J. Binney, S. Tremaine* Galactic dynamics (Princeton University Press, 1987).
10. *Б.П. Кондратьев* Теория потенциала и фигуры равновесия (Москва-Ижевск: РХД, 2003).
11. *Б.П. Кондратьев* Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями (М.: Мир, 2007).
12. *В.Р. Кондратьев*, *Astrophys. and Space Sci.* 368, 10, id. 84 (2023).
13. *Y. Hagihara* Theories of Equilibrium Figures of a Rotating Homogeneous Fluid Mass (NASA, Washington, 1970).
14. *Б.П. Кондратьев*, *Астрон. журн.* (принято в печать) (2025).

**ПРИЛОЖЕНИЕ.
ВЫВОД КОЭФФИЦИЕНТОВ (67)**

Запишем выражение (61) с учетом интеграла (65) в полном виде

$$-8\pi G \cdot W_{in} = -\frac{4}{3}\pi G(n+1)(\Omega^2 I_3 + W_t) + \Omega^4 \int_V r^2 dV + 2\Omega^2 \left(h_2 + \frac{1}{2}\Omega^2 h_1 + \frac{(5-n)W_t}{3\rho_m} - \frac{(5+2n)}{6\rho_m} I_3 \Omega^2 \right). \quad (\text{П1})$$

Разделим обе части этого выражения на $\frac{4}{3}\pi G$, получим

$$-6W_{in} = -(n+1)(\Omega^2 I_3 + W_t) + \frac{3h_1}{4\pi G} \Omega^4 + \quad (\text{П2})$$

$$+ 2\Omega^2 \left(\frac{3h_2}{4\pi G} + \frac{3h_1}{8\pi G} \Omega^2 + \frac{(5-n)W_t}{6\pi G\rho_m} - \frac{(5+2n)}{8\pi G\rho_m} I_3 \Omega^2 \right).$$

Для дальнейших преобразований удобно ввести безразмерные величины

$$\Omega^2 \rightarrow \frac{\Omega^2}{2\pi G\rho_m}, W_{in} \rightarrow \frac{W_{in}}{\pi G\rho_m I_3}, W_t \rightarrow \frac{W_t}{\pi G\rho_m I_3}. \quad (\text{П3})$$

Раскрывая (П2), запишем это выражение в виде (66) с коэффициентами

$$a = (2\pi G\rho_m)^2 I_3 \left[\frac{3h_1}{2\pi G I_3} - \frac{5+2n}{4\pi G\rho_m} \right];$$

$$b = (2\pi G\rho_m) I_3 \left[\frac{1+n}{2} - \frac{3h_2}{4\pi G I_3} - \frac{(5-n)}{4} W_t \right]; \quad (\text{П4})$$

$$c = (6W_{in} - (1+n)W_t) \pi G\rho_m I_3.$$

Сокращая теперь все коэффициенты (П4) на $\pi G\rho_m I_3$ и вновь переходя к размерным компонентам W_{in} и W_t , в итоге получим искомые коэффициенты (67).

NEW FORMULA FOR THE ANGULAR VELOCITY OF ROTATION OF LIQUID EQUILIBRIUM FIGURES

B. P. Kondratyev^{1,2}

¹*Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, Saint Petersburg, Russia*

*E-mail: work@boris-kondratyev.ru

The aim of the work is to derive a new dynamic formula for the angular velocity of rotation of equilibrium figures of a gravitating fluid with a polytropic equation of state. In this formula, the angular velocity of rotation depends not only on the polytropic index $0 \leq n \leq 5$, but, and this is the main thing, on the components of the internal and external gravitational energy of the figure. When solving the problem, the integration constant in the full potential was expressed through three global characteristics: mass, full gravitational energy and rotation energy of the equilibrium figure. The validity of the new formula was confirmed by the limiting transition at $n = 0$ to classical homogeneous Maclaurin spheroids and Jacobi ellipsoids. The results of the work expand the scope of application of the theory of equilibrium figures.

Keywords: equilibrium figures, homogeneous and inhomogeneous, polytropic equation of state, level surfaces, components of external and internal gravitational energy, angular velocity of rotation

СЛЕДУЕТ ЛИ ОЖИДАТЬ ДАЛЬНЕЙШЕГО УСКОРЕНИЯ ВРАЩЕНИЯ ЗЕМЛИ В БЛИЖАЙШИЕ ГОДЫ?

© 2024 г. З. М. Малкин

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория
Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: malkin@gaoran.ru

Поступила в редакцию 16.04.2024 г.

После доработки 08.07.2024 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Недавно в печати было высказано предположение о том, что разница между всемирным и координированным временем UT1–UTC может достичь в ближайшие годы большого положительного значения (Agnew 2024). Это может сделать необходимым впервые в истории ввести в шкалу UTC отрицательную дополнительную секунду, что, в свою очередь, вызовет серьезные проблемы в системах хранения и синхронизации времени по всему миру. В настоящей работе на основе последних данных о вращении Земли и всемирном времени, публикуемых Международной службой вращения Земли и опорных систем отсчета (IERS), и их прогноза, показано, что тенденция к ускорению вращения Земли, наблюдаемая в течение последних четырех лет, скорее всего вскоре вернется к замедлению. Следовательно, опасения о возможной необходимости введения в ближайшие несколько лет отрицательной дополнительной секунды в шкалу времени UTC в свете последних наблюдательных данных выглядят безосновательными.

Ключевые слова: вращение Земли, скорость вращения Земли, шкалы времени, всемирное время

DOI: 10.31857/S0004629924100061 EDN: JLRWYX

1. ВВЕДЕНИЕ

Практически все шкалы времени, используемые человечеством, так или иначе связаны с наблюдениями за вращением Земли. Основной шкалой времени, непосредственно связанной с вращением Земли, служит всемирное время UT1, которое определяется угловым поворотом Земли вокруг своей оси вращения относительно небесной системы отсчета [1, 2, 3]. Таким образом, UT1 – это астрономическая шкала времени. Однако, вращение Земли является очень сложным и, вообще говоря, нестационарным геофизическим процессом, что вызывает неравномерность шкалы времени UT1. Это делает UT1 неудобным для большинства повседневных практических применений.

Другой шкалой времени, широко используемой для хранения и распространения времени, служит международное атомное время (TAI), которое основано на комбинации (усреднении) шкал времени сотен атомных часов, работающих в десятках лабораторий, расположенных по всему миру [4]. TAI очень однородная и равномерная шкала времени, но она также не всегда удобна для повсеместного использования из-за расхождения с астрономическим временем UT1, растущего со временем. Разница TAI–UT1, составлявшая в 1961 г. около 1.4 с, сейчас превышает 37 с.

Для преодоления этих проблем и обеспечения более подходящей шкалы времени, которая, с одной стороны, была бы близка к углу поворота Земли, а с другой стороны, была бы максимально однородной, в 1961 г. была введена новая шкала времени – всемирное координированное время (UTC) [5, 6]. UTC – атомное время, совпадающее по скорости с TAI, но отличающееся от него на целое число секунд (после 1 января 1972 г., до этой даты разница между TAI и UTC вычислялась по более сложной процедуре). Согласно последнему международному соглашению абсолютная величина разности UT1–UTC не должна превышать 0.9 с. За этим следит Международная служба вращения Земли и систем отсчета (IERS), которая отвечает за введение дополнительной секунды, обычно в конце июня или в конце декабря, когда это необходимо для компенсации накопленной разницы между TAI и UTC. Резервными датами введения дополнительной секунды могут быть также конец марта и сентября, но они пока ни разу не использовались. Таким образом, UTC представляет собой ступенчатую шкалу времени (см. рис. 1 ниже). В настоящее время UTC является основной шкалой времени для гражданского использования в большинстве стран мира.

Разность между астрономической шкалой всемирного времени UT1 и атомной шкалой времени TAI, обычно обозначаемая как TAI–UT1, монотонно росла с 1961 г. (когда была введена шкала UTC) до начала 2020-х гг. (не считая небольших декадных и сезонных вариаций), после чего стало наблюдаться аномальное ускорение вращения Земли, что выразилось в тенденции к уменьшению TAI–UT1 в последние годы (см. рис. 2 ниже).

В период устойчивого замедления вращения Земли все дополнительные секунды, введенные до сих пор в шкалу времени UTC, были «положительными», они были вставлены между моментами $23^{\text{h}}53^{\text{m}}59^{\text{s}}$ даты коррекции и $0^{\text{h}}0^{\text{m}}00^{\text{s}}$ следующего дня. С годами пользователи шкал времени UT1 и UTC адаптировались к этой процедуре.

Если тенденция ускорения вращения Земли сохранится в течение длительного времени, возможно, придется ввести в UTC «отрицательную» секунду, что может привести к серьезным сбоям в системах хранения и синхронизации времени. Такой сценарий недавно обсуждался в работе [7]. В данной работе предпринята попытка выяснить, исходя из последних наблюдательных данных, насколько оправданы подобные опасения.

2. АНАЛИЗ ДАННЫХ О ВСЕМИРНОМ ВРЕМЕНИ UT1

Это исследование основано на анализе ряда всемирного времени UT1, вычисляемого IERS. Структура IERS состоит из нескольких компонентов, включая несколько центров анализа данных и вычисления различных сводных решений (Product Centers). Один из них, Earth Orientation Center, расположенный в Парижской обсерватории (OPA), вычисляет ряды параметров вращения Земли (ПВЗ) IERS на основе комбинации различных данных, получаемых с помощью нескольких методов космической геодезии.

Основным рядом ПВЗ IERS можно, пожалуй, считать ряд ПВЗ C04, который наиболее широко используется в современных научных исследованиях и практических приложениях [8]. Ряд C04 обновляется ежедневно и содержит ежесуточные значения восьми ПВЗ (координаты полюса Земли и скорости их изменения, координаты небесного полюса, UT1–UTC и длительность суток) на 0^{h} даты, начиная с 1 января 1962 г. Последняя эпоха этого ряда приходится на 30 дней назад по отношению к текущей дате (дате публикации ряда C04 на сайте IERS). Ряд IERS C04 UT1–UTC представлен на рис. 1.

На рис. 1 видно, как атомная шкала времени UTC корректируется по астрономической шкале времени UT1, удерживая разность шкал UT1–UTC в пределах ± 0.9 с. В период с 1 января 1961 г. по 31 декабря 1971 г. в шкалу UTC было внесено 13 небольших корректировок, включая изменения ее скорости. Поэтому этот участок шкалы UTC не представляет большого интереса для научного анализа и дальнейшего рассмотрения в настоящей работе. Начиная с 1972 г., коррекция шкалы времени UTC производится только путем введения целых дополнительных секунд. Всего с начала 1972 г. было введено 28 дополнительных секунд, последняя из них на сегодняшний день 31 декабря 2017 г.

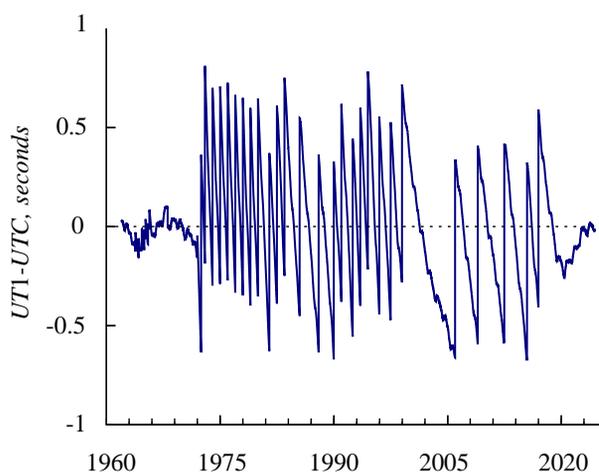


Рис. 1. Ряд IERS C04 UT1–UTC.

Обычным поведением разности шкал времени UT1–UTC до начала 2020-х гг. являлось ее уменьшение со временем, не считая небольших отклонений от монотонности из-за сезонных и декадных вариаций скорости вращения Земли. Поэтому до сих пор дополнительная секунда всегда вводилась при приближении UT1–UTC к нижней границе допустимой разности UT1–UTC, то есть к -0.9 с с некоторым запасом по времени, поскольку такая процедура всегда делается заранее и объявляется за несколько месяцев до фактической корректировки шкалы UTC. Такой запас времени необходим пользователям шкал всемирного и координированного времени для заблаговременной подготовки оборудования и программного обеспечения к скачку в UTC. Поэтому практически введение дополнительной секунды производится при приближении UT1–UTC к -0.7 с (рис. 1).

Недавнее нарушение этого ритма из-за довольно резкого перехода к существенному ускорению вращения Земли, начиная примерно с 2020 г., привело к предположению (см., напр., [7]) о вероятной необходимости введения отрицательной дополнительной секунды в шкалу времени UTC в конце текущего десятилетия, что стало бы первым случаем в истории ведения шкалы времени UTC. Ниже этот вопрос рассмотрен более подробно с целью оценить, насколько реалистичен такой сценарий в свете данных последних астрономических наблюдений за вращением Земли.

На верхней панели рис. 2 представлен ряд TAI–UT1, пересчитанный из ряда C04 UT1–UTC с использованием выражения

$$TAI - UT1 = (TAI - UTC) - (UT1 - UTC), \quad (1)$$

где TAI–UTC – поправка к шкале UTC, также распространяемая центрами вычисления ПВЗ IERS. Сейчас TAI–UTC составляет 37 с.

Ряд C04 TAI–UT1 был аппроксимирован полиномиальной моделью для определения глобально тренда всемирного времени на интервале последних 50+ лет поддержания шкалы UTC. Вычисления были проведены с полиномами от второй до шестой степени. Результаты этого моделирования показаны в левой части рис. 2, где представлены сравнение модели с рядом C04 (верхняя панель), отклонения «модель минус C04» (средняя панель) и результаты экстраполяции модели до 2030 г. (внизу).

Необходимость введения в UTC отрицательной дополнительной секунды может возникнуть при уменьшении TAI–UT1 до величины, меньшей

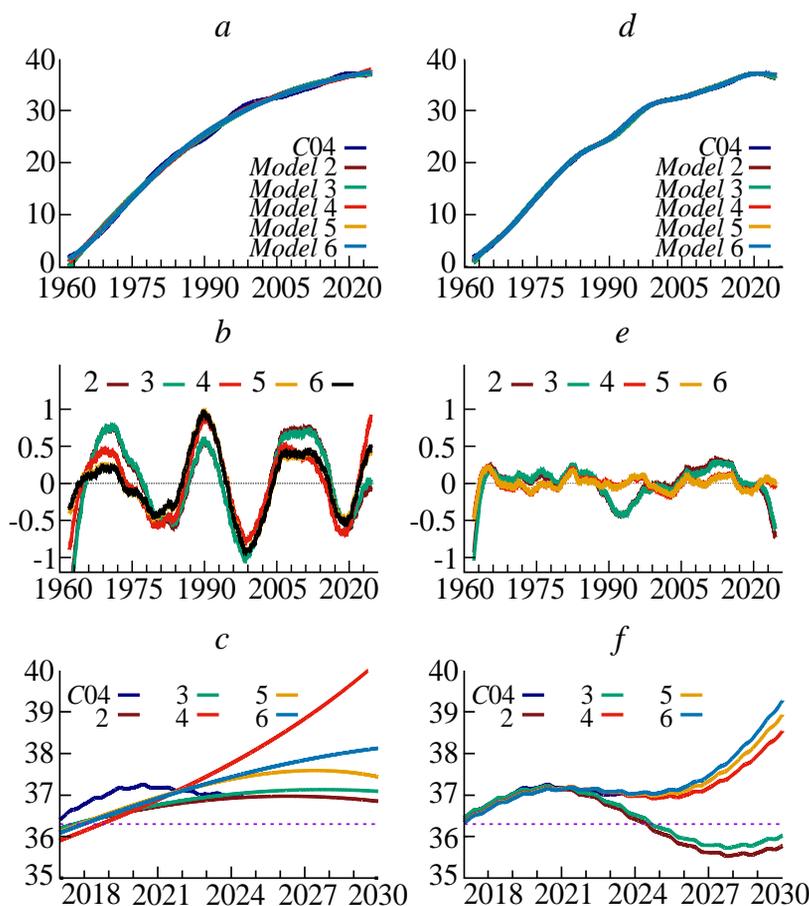


Рис. 2. Результаты аппроксимации изменений TAI–UT1 (в секундах) на интервале 1962–2024 гг. Левый столбец соответствует аппроксимации полиномом степени от 2 до 6 (порядок полинома указан в подписях к графикам), правый столбец соответствует аппроксимирующей модели, состоящей из полинома степени от 2 до 6 и четырех гармоник. В каждом столбце графики показывают: сверху — сравнение ряда IERS C04 с аппроксимирующей моделью, в центре — разности между моделью и наблюдениями, внизу — последние 7 лет данных графиков верхнего ряда с экстраполяцией до 2030 г. На нижних графиках пунктирной линией обозначено приблизительное пороговое значение TAI–UT1 (36.3 с) для принятия решения о введении отрицательной дополнительной секунды.

примерно 36.3 с или, что эквивалентно, при увеличении UT1–UTC до величины большей примерно 0.7 с. Результаты, полученные с полиномиальной моделью, показали, что все варианты модели не предсказывают достижения этого порога до начала 2030-х гг. В то же время, надо заметить, что полиномиальная модель – не лучший метод прогноза на горизонте прогноза в несколько лет, потому что она предполагает сохранение общего долговременного тренда и не учитывает последние наблюдательные данные, которые могут критическим образом повлиять на краткосрочный (по сравнению с длиной всего ряда C04) прогноз.

На рис. 2а на фоне плавного изменения TAI–UT1 хорошо заметны декадные вариации. Поэтому была предпринята попытка учесть их в уточненной модели, в которую были добавлены четыре гармонические составляющие с периодами 18.613, 12, 1 и 0.5 г., которые детальнее обсуждаются ниже. Результаты применения полиномиально–гармонической модели приведены в правой части рис. 2. Хорошо видно, что такая модель намного лучше описывает реальные вариации всемирного времени. При этом были получены близкие результаты для полиномов второй и третьей степени с одной стороны и для полиномов степени от 4 до 6 с другой стороны. Вторая группа моделей показала существенно лучшую точность аппроксимации, особенно на конце ряда, где аппроксимирующие функции с полиномами степени 2 и 3 показали существенно большие отличия от реальных данных, что может критическим образом сказаться на точности прогноза, который особенно важен для настоящей работы.

Экстраполированные данные, представленные на рис. 2f, действительно показывают неудовлетворительный результат для вариантов модели с полиномами второй и третьей степени: они резко расходятся с реальными данными, предсказывая необходимость введения отрицательной дополнительной секунды в UTC уже в середине 2024 г., чего, очевидным образом, не наблюдается. Поэтому для окончательных вычислений был выбран вариант с наименьшим во второй группе порядком полинома – четвертым. Таким образом, окончательная модель, использованная в настоящей работе, имеет вид:

$$(TAI - UT1)_{\text{mod}} = \sum_{i=0}^4 a_i^p t^i + \sum_{i=1}^4 \left(a_i^s \sin \frac{2\pi t}{P_i} + a_i^c \cos \frac{2\pi t}{P_i} \right), \tag{2}$$

где $t = t_{C04} - t_0$, t_{C04} – эпоха ряда IERS C04 в годах, t_0 – средняя эпоха ряда (при таком выборе начальной эпохи обеспечивается минимум ошибок коэффициентов), P_i – периоды гармоник в годах. Коэффициенты формулы, аппроксимирующей ряд TAI–UT1 на всем интервале с 1 января 1962 г. по 5 июня 2024 г., приведены в табл. 1. Из гармонических составляющих модели выделяется первая гармоника с периодом 18.613 лет и амплитудой 0.64 с, связанная с приливом, соответствующим периоду прецессии лунной орбиты. Ранее она уже рассматривалась в литературе [9, 10, 11]. Годовая и полугодовая периодичности в скорости вращения Земли также давно и хорошо известны. Эти две гармоники добавлены в модель для полноты, они практически не влияют на результаты настоящей работы ввиду малости их амплитуд: 24 мс и 9 мс соответственно, но могут представлять самостоятельный интерес для изучения сезонных вариаций

Таблица 1. Коэффициенты аппроксимирующей формулы для TAI–UT1 в секундах

Коэффициент	Значение	Ошибка
a_0^p	$2.7525 \times 10^{+1}$	1.1096×10^{-3}
a_1^p	5.8075×10^{-1}	8.1162×10^{-5}
a_2^p	-1.1503×10^{-2}	7.5677×10^{-6}
a_3^p	9.1062×10^{-6}	1.2736×10^{-7}
a_4^p	2.8159×10^{-6}	9.1339×10^{-9}
a_1^s	5.7398×10^{-1}	8.5065×10^{-4}
a_1^c	-2.9036×10^{-1}	9.4552×10^{-4}
a_2^s	1.8905×10^{-1}	8.5578×10^{-4}
a_2^c	-6.9516×10^{-2}	8.6960×10^{-4}
a_3^s	1.0162×10^{-2}	8.2469×10^{-4}
a_3^c	2.1670×10^{-2}	8.2520×10^{-4}
a_4^s	7.4285×10^{-3}	8.2493×10^{-4}
a_4^c	-5.3899×10^{-3}	8.2468×10^{-4}

всемирного времени.

Гармоника с периодом в 12 лет и амплитудой 0.2 с была найдена эмпирически в настоящей работе. Включение такой гармоника в модель обеспечило уменьшение остаточных разностей по сравнению с вариантом использования гармоника с периодом 11 лет, ассоциируемой с циклом Швабе солнечной активности. Наличие 11-летней периодичности в скорости вращения Земли тоже уже отмечалось в предыдущих исследованиях [10]. Очевидно, 12-летняя гармоника аккумулировала в себя некоторые дополнительные вариации всемирного времени. С другой стороны, средняя продолжительность солнечного цикла за последние 50 лет (то есть на рассматриваемом интервале дат) немного превышает 11 лет¹. В любом случае, детальное изучение этого вопроса выходит за рамки целей настоящей работы.

Гармоники с теми же периодами 18.6 и 12.0 лет и с амплитудами 0.63 с и 0.20 с соответственно, что близко к результатам настоящей работы, были также найдены Тиссенем и Малкиным [12] из обработки 100-летнего ряда наблюдений.

В изменениях всемирного времени в первую очередь выделяется общая тенденция к постепенному снижению скорости роста TAI–UT1, однако говорить о переходе к стадии значительного уменьшения TAI–UT1, по крайней мере до начала 2030-х годов, преждевременно, имея в виду сложное и плохо предсказуемое поведение скорости вращения Земли в прошлом [13, 14]. Также имеющиеся наблюдательные данные показывают чередование периодов относительного ускорения и замедления вращения Земли с основным периодом около 18.6 г. Амплитуда этих декадных колебаний не очень стабильна и изменяется примерно в интервале от 0.5 до 1 с. Увеличение разности TAI–UT1 соответствует замедлению вращения Земли, а ее уменьшение – ускорению вращения Земли. Соответственно, увеличение разности UT1–UTC, наоборот, соответствует ускорению вращения Земли, а ее уменьшение – замедлению вращения Земли.

Периоды относительного ускорения вращения Земли на фоне общего тренда наблюдаются в 1985–1990 гг., в 2000–2005 гг. и, наконец, в текущий период после 2020 г. Таким образом, интервалы времени, на которых наблюдается относительное ускорение вращения Земли, длятся около пяти лет. В эти периоды введение дополнительной

секунды в UTC требуется реже, что видно на рис. 1. Интересно отметить, что периоды уменьшения скорости вращения Земли длятся дольше периодов ее увеличения, что само по себе любопытно и заслуживает отдельного исследования.

Из данных, приведенных на рис. 1, можно видеть, что темп возрастания разности шкал времени UT1–UTC существенно снизился в последние один-два года по сравнению с началом 2020-х гг. Поэтому интересно оценить возможное поведение UT1 в ближайшем будущем, пользуясь хорошо развитыми в специализированных службах методами прогноза ПВЗ.

Кроме долговременных окончательных рядов ПВЗ IERS, вычисляемых в OPA, другой центр IERS, Rapid Service/Prediction Center², расположенный в Военно-морской обсерватории США (USNO), вычисляет официальные оперативные данные ПВЗ IERS с прогнозом на один год вперед [15, 16, 17, 18].

На рис. 3 показаны последние 7 лет ряда всемирного времени IERS C04 с годовым прогнозом USNO и с двухлетним прогнозом, рассчитанный автором методом, описанным в работе [19]. На рисунке также представлен результат экстраполяции аппроксимирующей функции, заданной формулой (2), с коэффициентами, приведенными в табл. 1, на ближайшие два года. Прогноз на более длительный период не выглядит разумным. Примечательно хорошее согласие между прогнозом, основанным на экстраполяции аппроксимирующей функции (коричневая линия), и прогнозами, вычисленными другими методами в USNO и автором (ZM).

График прогноза из работы [7] на рис. 3 построен на основе числовых файлов, прилагаемых к онлайн-версии этой статьи. При этом учтено, что и в статье и в файлах фактически приведены данные не для TAI, как указано, а для TT = TAI + + 32.184 (С.А. Agnew, частное сообщение). Хорошо заметно, что этот прогноз показывает значительное смещение по вертикальной оси начала прогноза относительно конца ряда IERS C04 величиной около 0.3 с, наблюдаемое также в работе [7, рис. 2d]. Предположительно, такое смещение может быть вызвано неполнотой геофизической модели, использованной для описания реального вращения Земли.

¹ <https://www.sidc.be/SILSO/cyclesmm>

² <https://maia.usno.navy.mil/>

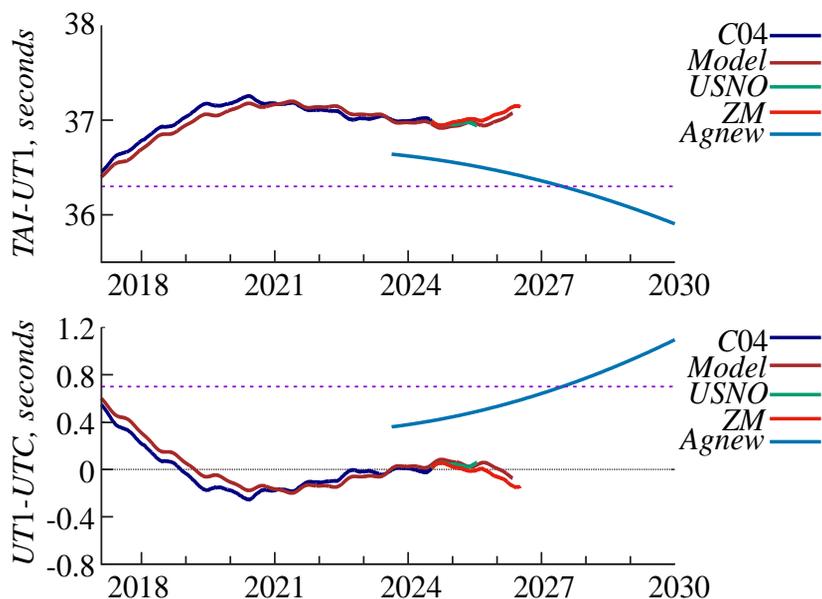


Рис. 3. Последние 7 лет ряда всемирного времени IERS C04 в виде TAI–UT1 (верхняя панель) и UT1–UTC (нижняя панель) с годовым прогнозом USNO, двухлетним прогнозом автора (ZM) и прогнозом из работы [7]. Коричневая линия соответствует аппроксимирующей модели, описываемой формулой (2). Пунктирными линиями обозначены приблизительные пороговые значения TAI–UT1 (36.3 с) и UT1–UTC (0.7 с) для принятия решения о введении отрицательной дополнительной секунды.

Хотя результаты прогнозов всемирного времени, представленные на рис. 3, несколько различаются, все они предсказывают, что ускорение вращения Земли должно прекратиться в течение ближайшего времени и не предполагают возобновления ускорения вращения Земли до 2030-х годов. Это противоречит выводу, сделанному в работе [7], который предполагает, наоборот, рост ускорения вращения Земли после 2023–2024 г.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем исследовании изучалось поведение всемирного времени UT1 в последние десятилетия с использованием данных о вращении Земли IERS и их прогноза. В результате этой работы было показано, что аномальное ускорение вращения Земли, наблюдаемое с начала 2020-х гг., в последнее время значительно замедлилось. Текущий прогноз всемирного времени говорит о том, что период ускорения вращения Земли должен закончиться в течение ближайших двух лет и, скорее всего, смениться замедлением, что более характерно для поведения скорости вращения Земли в последние десятилетия, так же как в более отдаленной ретроспективе, хотя и на фоне декадных флуктуаций [13, 14].

Таким образом, высказанное в работе [7] предположение об ожидающемся нарастающем

увеличении скорости вращения Земли в ближайшие годы и, как следствие, о возможной необходимости впервые с начала существования шкалы времени UTC введения в нее отрицательной дополнительной секунды во второй половине 2020-х гг., по всей видимости, не имеет под собой достаточных оснований. Причиной такого существенного расхождения между результатами настоящей работы и результатами [7], по-видимому, является неполнота принятой в работе [7] геофизической модели, не отражающей с достаточной точностью реальных особенностей вращения Земли, а также различный подход к прогнозу всемирного времени.

Несколько последних прогнозов всемирного времени, представленные на рис. 3, не предсказывают существенного уменьшения разности TAI–UT1 во второй половине 2020-х гг., а скорее показывают намечающуюся тенденцию к переходу к стадии ее роста. Таким образом, результаты, полученные в настоящей работе, являются существенным уточнением результата [7] в свете последних наблюдательных данных.

Из рассмотрения всего 60-летнего ряда всемирного времени, используемого в настоящей работе, видно, что результаты астрономических наблюдений показывают общую тенденцию к замедле-

нию скорости вращения Земли. Это отражается в увеличении разности шкал времени TAI–UT1. Однако, скорость роста этой разности со временем падает и величина TAI–UT1 даже немного уменьшилась после 2020 г. (рис. 2). Однако, говорить о долговременной тенденции к дальнейшему уменьшению этой разности явно преждевременно. Последние прогнозы всемирного времени, сделанные автором и в USNO, показывают, что если трендовые и декадные изменения скорости вращения Земли останутся устойчивыми в ближайшем году, можно с большой вероятностью утверждать, что в ближайшие годы не произойдет достижения верхней границы допустимой разности UT1–UTC. В настоящее время мы находимся на нисходящей ветви 18-летнего цикла (для TAI–UT1, см. рис. 2 и 3), которая вскоре должна смениться восходящей.

В этой связи интересно также отметить результаты, полученные в работах [11, 20]. Авторы изучили декадные вариации длительности суток (LOD) на интервале времени 1830–2020 гг. и выделили в них гармоническую составляющую с периодом около 60 лет и значительной амплитудой около 2 мс (которая, согласно предположению авторов, может быть суперпозицией 90-летних и 20–40-летних колебаний). Согласно этим результатам эта (квази)60-летняя волна вносит основной вклад в отклонение наблюдаемых изменений LOD от линейного тренда, определяемого вековым приливным замедлением Земли. В настоящее время эта декадная волна в LOD находится на минимуме и вскоре должен начаться новый период увеличения LOD, а значит замедления вращения Земли. Это соответствует результатам настоящей работы и является дополнительным объяснением наблюдаемых вариаций всемирного времени в последние годы и их текущего прогноза.

На основании всего изложенного можно предположить, что следующее приближение разности UT1–UTC к верхней границе около 0.7 с (или разности TAI–UT1 к нижней границе около 36.3 с) произойдет не ранее начала 2030-х гг.. В то же время, активно обсуждаемый в последние годы план пересмотра стратегии поддержания шкалы времени UTC [21, 22] в случае его реализации может сделать эту проблему к тому времени неактуальной.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит трех рецензентов за весьма полезные замечания и предложения по первоначальному варианту статьи. При подготовке статьи использовалась реферативная база SAO/NASA Astrophysics Data System¹ (ADS). Рисунки были подготовлены с помощью программы gnuplot².

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D.D. McCarthy*, IEEE, Proc. ISSN 0018-9219 79, 915 (1991).
2. *В.Е. Жаров*, Сферическая астрономия (Фрязино: Изд-во Век 2, 2006).
3. IERS Conventions (2010), edited by *G. Petit and B. Luzum*; IERS Technical Note No. 36 (Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, 2010).
4. *B. Guinot and E. Felicitas Arias*, Metrologia 42(3), S20 (2005).
5. *R.A. Nelson, D.D. McCarthy, S. Malys, J. Levine, B. Guinot, H.F. Fliegel, R.L. Beard, and T.R. Bartholomew*, Metrologia 38(6), 509 (2001).
6. *G. Panfilo and F. Arias*, Metrologia 56(4), id. 042001 (2019).
7. *D.C. Agnew*, Nature 628, 333 (2024).
8. *C. Bizouard, S. Lambert, C. Gattano, O. Becker, and J.Y. Richard*, J. Geodesy 93(5), 621 (2019).
9. [9] *R.D. Ray and S.Y. Erofeeva*, J. Geophys. Res. Solid Earth 119(2), 1498 (2014).
10. *J.L. Le Mouél, F. Lopes, V. Courtillot, and D. Gibert*, Phys. Earth and Planetary Interiors 292, 1 (2019).
11. *L. Zotov, C. Bizouard, N. Sidorenkov, A. Ustinov, and T. Ershova*, J. Physics. Conf. Ser. 1705(1), id. 012002 (2020).
12. *В.М. Туссен and З.М. Малкин*, Вестн. СПбГУ. Сер. 1: Математика. Механика. Астрономия 8(66), 167 (2021).
13. *F.R. Stephenson, L.V. Morrison, and C.Y. Hohenkerk*, Proc. Royal Soc. London. Series A 472(2196), id. 20160404 (2016).
14. *L.V. Morrison, F.R. Stephenson, C.Y. Hohenkerk, and M. Zawilski*, Proc. Royal Soc. London. Series A 477(2246), id. 20200776 (2021).
15. *D.D. McCarthy and B.J. Luzum*, Bull. Geodesique 65(1), 22 (1991).
16. *B.J. Luzum, J.R. Ray, M.S. Carter, and F.J. Josties*, GPS Solutions 4(3), 34 (2001).
17. *N. Stamatakos, M. Davis, and N. Shumate*, in: Proc. of the Journées 2019 Astrometry, Earth Rotation, and Reference Systems in the GAIA era, held 7–9 October 2019 in

¹ <https://ui.adsabs.harvard.edu/>

² <http://www.gnuplot.info/>

- Observatoire de Paris, Paris, France, edited by C. Bizouard, pp. 99 (2020).
18. IERS Annual Report 2019, edited by *W.R. Dick and D. Thaller*, Intern. Earth Rotation and Reference Systems Service, Central Bureau (Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main, 2023).
 19. *Z. Malkin and E. Skurikhina*, Comm. Institute Appl. Astronomy RAS 93, 1 (1996), arXiv:0910.3336 [physics.geo-ph].
 20. *L. Zotov, C. Bizouard, and N. Sidorenkov*, in: Proc. of the 19th Annual Meeting of the Asia Oceania Geosciences-Society (AOGS 2022) (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2023), pp. 153.
 21. Resolution 4 of the 27th CGPM (2022) On the use and future development of UTC, <https://www.bipm.org/en/cgpm-2022/resolution-4/>.
 22. The future of Coordinated Universal Time, edited by D. Bogdan-Martin, ITU News Magazine № 2(2023) (2023), https://www.itu.int/en/itu-news/Documents/2023/2023-02/2023_ITUNews02-en.pdf.

SHOULD WE EXPECT FURTHER ACCELERATION OF THE EARTH'S ROTATION IN THE COMING YEARS?

Z. M. Malkin

Pulkovo Observatory, Saint Petersburg, Russia

*E-mail: malkin@gaoran.ru

Recently, it was suggested in the literature that the difference between universal and coordinated time UT1–UTC could reach a large positive value in the coming years (Agnew 2024). This would make it necessary to introduce a negative leap second into UTC for the first time in history, which in turn will cause serious problems in time keeping and synchronization systems around the world. Based on the latest Earth's rotation and Universal Time data published by the International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS) and their prediction, this paper shows that the acceleration trend observed over the past four years is likely to return to slowing down soon. Therefore, fears about the possible need to introduce a negative leap second into the UTC time scale in the next few years in the light of recent observational data seem unfounded.

Keywords: rotation of the Earth, speed of the Earth's rotation, time scales, Universal Time