

Том 50, Номер 4

ISSN 0320-0108

Апрель 2024



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 4, 2024

Перспективы измерения пост-ньютоновского параметра γ с помощью двух спутников, оснащенных высокостабильными атомными часами <i>Д. А. Литвинов</i>	253
Активность галактики SYG NGC 7469 в 2016–2021 гг. Наблюдательные данные в <i>UBVRI</i> фильтрах <i>Б. П. Артамонов, Е. В. Шимановская, В. В. Бруевич, О. Бурхонов, Ш. А. Эгамбердиев</i>	261
Оценка кинематического возраста движущейся группы β Pictoris по современным данным <i>В. В. Бобылев, А. Т. Байкова</i>	269
Спектроскопия В- и Ве-звезд в очень молодом рассеянном звездном скоплении IC 1805 <i>А. Е. Тарасов</i>	281
Анализ параметров предкатаклизмических переменных с sdV-субкарликами. V1828 Aql <i>Н. Р. Дёминова, В. В. Шиманский, Н. В. Борисов, М. М. Габдеев</i>	290
Оптические характеристики магнито-центробежного дискового ветра в визуальной, ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра <i>М. А. Альбрант, В. П. Гринин, Т. А. Ермолаева</i>	301

ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОСТ-НЬЮТОНОВСКОГО ПАРАМЕТРА γ С ПОМОЩЬЮ ДВУХ СПУТНИКОВ, ОСНАЩЕННЫХ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫМИ АТОМНЫМИ ЧАСАМИ

© 2024 г. Д. А. Литвинов^{1*}

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

Поступила в редакцию 02.11.2023 г.

После доработки 11.03.2024 г.; принята к публикации 29.03.2024 г.

Исследована возможность экспериментального определения ППН-параметра γ путем измерения смещения частоты сигналов, которыми обмениваются два оснащенных высокостабильными часами спутника на околоземных и околосолнечных орбитах. Показано, что при использовании современных оптических часов точность эксперимента, реализованного согласно предложенной концепции, может достичь 1.4×10^{-8} , что на 3 порядка превосходит лучший на сегодня результат эксперимента с межпланетным зондом Cassini.

Ключевые слова: гравитационное красное смещение, атомные часы, ППН, спутниковые гравитационные эксперименты.

DOI: 10.31857/S0320010824040016, **EDN:** NRWAWK

ВВЕДЕНИЕ

Поиск отклонений от предсказаний общей теории относительности (ОТО) является предметом активного теоретического и экспериментального исследования (Альтшуль и др., 2015; 2017; Уилл, 2018; Литвинов, Пилипенко, 2021; Деревянко и др., 2022; Эбботт и др., 2022). Несмотря на огромные успехи ОТО в предсказании черных дыр, гравитационного излучения, крупномасштабной структуры Вселенной и др., она, по общему мнению, не может являться окончательной теорией гравитации. Основой для такой уверенности является то, что, помимо ряда внутренних противоречий (например, неустранимых сингулярностей), ОТО является классической, а не квантовой теорией. Попытки квантования ОТО и построения альтернативных теорий гравитации (Аарони и др., 2000; Сотириу, Фараони, 2010; Уилл, 2018; Аштекар, Бьянки, 2021) приводят к отклонениям от предсказаний ОТО, часть из которых может наблюдаться в низкоэнергетической области.

Для случая слабых гравитационных полей и медленных движений удобным средством феноменологического описания подобных отклонений в рамках класса метрических теорий гравитации является параметризованный пост-ньютоновский (ППН) формализм Эддингтона–Нордтведта–Уилла (Уилл, 2018). Одним из важнейших параметров данной модели является γ , характеризующий задержку и искривление траектории распространения электромагнитных сигналов в гравитационном

поле. Экспериментальное обнаружение отклонений от предсказываемого ОТО значения $\gamma = 1$ является одним из перспективных способов найти указания на структуру более фундаментальной, чем ОТО, теории гравитации, которая, возможно, объединяет и все остальные известные типы взаимодействий. Существуют теории, в которых предсказывается отклонение γ от 1 на уровне 10^{-5} – 10^{-7} (Дамур и др., 2002).

Наиболее точные на сегодня экспериментальные результаты по определению значения ППН-параметра γ были получены путем измерения эффектов отклонения луча в гравитационном поле, $\gamma = 1 + (-0.8 \pm 1.2) \times 10^{-4}$ (Ламберт, Ле Понсен-Лафитт, 2011), и гравитационной задержки, $\gamma = 1 + (2.1 \pm 2.3) \times 10^{-5}$ (Бертотти и др., 2003). Благодаря прогрессу в технике создания атомных часов появляется возможность для нового способа измерения γ — путем измерения смещения частоты сигналов, которыми обмениваются два снабженных высокостабильными часами наблюдателя (например, два космических аппарата). Параметры точности и стабильности частоты современных атомных часов достигли величины $df/f \sim 10^{-16}$ для бортовых микроволновых стандартов (Хесс и др., 2011; Шень и др., 2023), 8×10^{-18} для бортовых оптических (Шень и др., 2023) и $\sim 10^{-19}$ — для лабораторных оптических (Ботвелл и др., 2019; Ким и др., 2023) (на временах усреднения ~ 1 ч). Имеются многообещающие результаты работы по созданию бортовых оптических часов со стабильностью 3×10^{-18} (Орилья и

* Электронный адрес: litvirq@gmail.com

др., 2018). В космических экспериментах в околоземном и, тем более, околосолнечном пространстве часы с такими параметрами позволяют измерять вклады в сдвиг частоты эффектов порядка $(v/c)^3 \sim (U/c^2)(v/c)$, где v — скорость спутника, c — скорость света, U — гравитационный потенциал (далее, для краткости, такие эффекты будем обозначать $O(c^{-3})$). Так, для спутника на околоземной орбите $v/c \sim 10^{-5}$, $U/c^2 \sim 10^{-10}$; на околосолнечной орбите с перигелием ~ 0.3 а.е.: $v/c \sim 10^{-4}$, $U/c^2 \sim 10^{-8}$. В этом порядке разложения сдвига частоты по c^{-1} уже проявляются эффекты, пропорциональные γ , что открывает возможность для высокоточного измерения данного параметра. При распространении луча света вблизи источника гравитационного поля (скользящий луч), величина данных эффектов дополнительно увеличивается за счет т.н. “расширенных” факторов (см. ниже, а также работу Эшби, Бертоtti, 2010), благодаря которым для околоземных спутников смещение частоты, пропорциональное γ , может достигать $df/f \sim 10^{-13}$, а околосолнечных — $df/f \sim 10^{-10}$.

Настоящая работа посвящена исследованию вопроса о достижимой точности экспериментального определения значения γ путем измерения гравитационного смещения частоты сигналов, которыми обмениваются два спутника, движущиеся по околоземным и околосолнечным орбитам. Основным преимуществом эксперимента с двумя спутниками, обменивающимися сигналами друг с другом, по сравнению со схемой с одним спутником и наземной станцией, является отсутствие распространения сигналов через атмосферу Земли, которое приводит к существенному ухудшению их стабильности. Другими преимуществами являются существенное увеличение амплитуды сигнала (для околоземного случая высокоточное измерение γ с помощью одного спутника вообще невозможно), а также возможность проведения ряда других гравитационных экспериментов (Литвинов, Пилипенко, 2021) и радиоастрономических наблюдений (Рёлофс и др., 2019). Для выбранных нами ad hoc конфигураций орбит мы показываем, что с уже имеющимися сегодня оптическими часами данный тип эксперимента позволяет достичь точности определения γ порядка 1×10^{-8} . Это более чем на 3 порядка превышает достигнутую на сегодня точность измерения, полученную в рамках эксперимента по слежению за межпланетным зондом Cassini (Бертоtti и др., 2003) и на 2 порядка — ожидаемую по результатам реализации проекта VeriColombo (Империи и др., 2018).

ГРАВИТАЦИОННЫЙ СДВИГ ЧАСТОТЫ СИГНАЛОВ ДО ПОРЯДКА c^{-4}

Рассмотрим два спутника, S_A и S_B , которые движутся вокруг массивного тела массы M . Тело M будем считать неподвижным и расположенным в начале координат. Спутники обмениваются электромагнитными сигналами, синхронизованными по их бортовым стандартам частоты. Для простоты будем считать данные стандарты одинаковыми. Относительный сдвиг частоты, который испытывает сигнал, посланный спутником S_A в точке пространства—времени A с координатами $(t_A, \mathbf{r}_A)$ и принятый спутником S_B в точке B с координатами $(t_B, \mathbf{r}_B)$, описывается формулой (Лине, Тейссандье, 2002; Литвинов и др., 2018):

$$\begin{aligned} \frac{\delta f}{f} = & \frac{U_A - U_B}{c^2} - \frac{GM(r_A + r_B)}{c^3 r_A r_B} \times \\ & \times \left(\left(\frac{\gamma + 1}{1 + \eta_A \cdot \eta_B} - \frac{r_A - r_B}{r_A + r_B} \right) (\eta_{AB} \cdot (V_A - V_B)) + \right. \\ & \left. + (\gamma + 1) \frac{r_{AB}}{r_A + r_B} \frac{\eta_A \cdot V_A + \eta_B \cdot V_B}{1 + \eta_A \cdot \eta_B} \right) + \frac{\delta f_{\text{kin}}}{f} + \\ & + \frac{\delta f_{J_2}^{(3)}}{f} + \frac{\delta f^{(4)}}{f} + \frac{\delta f_{\text{media}}}{f} + \frac{\delta f_0}{f} + O(c^{-5}), \end{aligned} \quad (1)$$

где U_A и U_B — ньютоновские гравитационные потенциалы в точках A и B ; G — гравитационная постоянная; $\mathbf{v}_A$ и $\mathbf{v}_B$ — скорости спутников; r_A и r_B — евклидовы (т.е. формально вычисленные так, как если бы пространство—время было плоским) длины радиусов—векторов $\mathbf{r}_A$ и $\mathbf{r}_B$; $\mathbf{n}_A = \mathbf{r}_A/r_A$ и $\mathbf{n}_B = \mathbf{r}_B/r_B$ — евклидовы единичные вектора; r_{AB} — евклидово расстояние от A до B ; $\mathbf{n}_{AB}$ — евклидов единичный вектор вдоль направления из A в B ; δf_{kin} — вклад в сдвиг частоты за счет движения спутников (не содержащий G); $\delta f_{J_2}^{(3)}$ — вклад $O(c^{-3})$ за счет несферичности поля (соответствующий вклад $O(c^{-2})$ содержится в U); $\delta f^{(4)}$ — гравитационные вклады $O(c^{-4})$; δf_{media} — вклад за счет среды распространения сигнала (атмосферы, ионосферы, межпланетной среды); δf_0 — собственная разность частот между стандартами.

Величины кинематических параметров, таких как r_A , $\mathbf{v}_A$, $\mathbf{n}_{AB}$, а также ньютоновских потенциалов U_A и U_B и кинематического сдвига частоты δf_{kin} могут быть рассчитаны с использованием данных об орбитах спутников и модели гравитационного поля, создаваемого выбранным источником. Требования к точности расчета данных параметров рассмотрены далее в разделе обсуждения результатов. Вклад несферичности $\delta f_{J_2}^{(3)}$ может быть вычислен по известным выражениям (Лине, Тейссандье, 2002) с использованием

коэффициентов мультипольного разложения потенциала (на практике для Солнца и Земли достаточно коэффициента J_2). Вклад $\delta f^{(4)}$ также может быть вычислен по формулам из Лине и Тейссандье (2002), причем, в силу малости данных членов по сравнению с членами $O(c^{-3})$, значения ППН-параметров в них могут быть положены равными согласно ОТО. Для околоземных спутников мы будем рассматривать такие конфигурации орбит, для которых сигнал не проходит через тропосферу Земли. Вклады ионосферы и межпланетной среды могут быть с достаточной точностью учтены путем использования многочастотных линий связи (Бертотти и др., 2003; Литвинов и др., 2018; Империи и др., 2018). Поэтому δf_{media} будем считать известным с достаточной точностью. Вклад момента импульса источника входит в $\delta f^{(4)}$.

В выражении (1) нас интересуют слагаемые, пропорциональные γ . Помимо явно приведенных, таковые содержатся также в $\delta f_{J_2}^{(3)}$. Однако, так как известно, что γ отличается от 1 не более, чем на $\sim 10^{-5}$ (Бертотти и др., 2003), а также благодаря малости коэффициента J_2 для Солнца и Земли ($J_{2\odot} = 3.2 \times 10^{-9}$ (Империи и др., 2018), $J_{2\oplus} = 0.00108$ (Павлис и др., 2012), в выражении $\delta f_{J_2}^{(3)}$ можно положить $\gamma = 1$.

Отметим наличие в (1) “расширенных факторов” (Эшби, Бертотти, 2010) вида $1 / (1 + \mathbf{n}_A \cdot \mathbf{n}_B)$, которые приводят к существенному увеличению смещения частоты при положениях спутников, близких к диаметрально противоположным относительно источника.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ТОЧНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗМЕРЕНИЮ γ

Если один или оба спутника снабжены измерителями частоты, то формула (1) может быть использована для экспериментального определения значения ППН-параметра γ . Математическая модель измерений выглядит следующим образом:

$$x(t) = s(t) + z_0 + n(t). \quad (2)$$

Здесь $x(t)$ — измеренный относительный сдвиг частоты $\delta f/f$, из которого вычтены расчетные значения вкладов δf_{kin} , $\delta f_{J_2}^{(3)}$, $\delta f^{(4)}$, δf_{media} и гравитационных вкладов $O(c^{-2})$ и $O(c^{-3})$, не содержащих γ ; $s(t)$ — слагаемые в правой части соотношения (1), содержащие γ (полезный сигнал); $z_0 = \delta f_0/f$ — неизвестный относительный сдвиг частоты между часами (константный параметр); $n(t)$ — случайный гауссовский процесс, описывающий флуктуации относительной частоты часов. Неизвестными параметрами модели, таким образом, являются γ (информативный параметр) и z_0 (неинформативный).

Таблица 1. Спектральная плотность мощности (СПМ) флуктуаций относительной частоты часов

Часы	СПМ
VCH-1010	$1.5 \times 10^{-26} f^0 + 7 \times 10^{-31} f^{-1} + 3.5 \times 10^{-35} f^{-2}$
PHARAO	$5.0 \times 10^{-27} f^0 + 7.5 \times 10^{-33} f^{-1}$
VCH-2021	$9.0 \times 10^{-28} f^0 + 7.6 \times 10^{-33} f^{-1}$
JILA SrI	$2.0 \times 10^{-31} f^0 + 2.1 \times 10^{-36} f^{-1}$

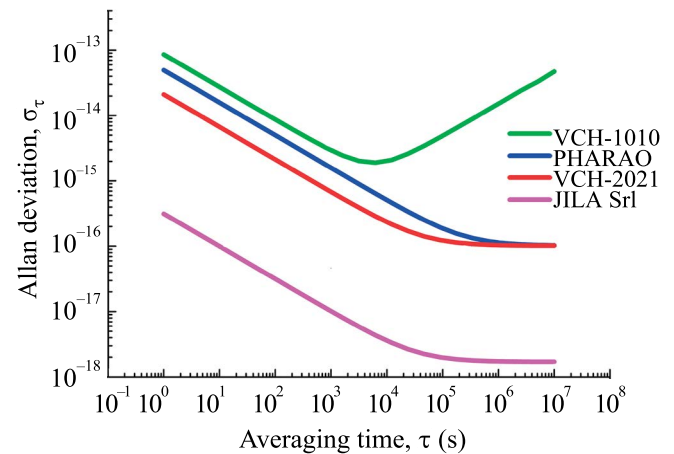


Рис. 1. Аллановская девиация частоты атомных часов из табл. 1.

Данная модель является линейной относительно неизвестных параметров и гауссовой. Для ее полной спецификации необходимо задать сигнал $s(t)$, т.е. орбиты спутников, и свойства шумового процесса $n(t)$. Выбор орбит обсуждается в следующем разделе. Шумовой процесс $n(t)$ удобно характеризовать с помощью его спектральной плотности мощности (СПМ). В настоящей работе мы рассматриваем четыре варианта атомных часов: бортовой водородный стандарт частоты ВЧ-1010, использованный на космическом радиотелескопе РадиоАстрон (Кардашев и др., 2013), бортовой цезиевый фонтанный стандарт PHARAO планируемого эксперимента ACES (Хесс и др., 2011), промышленный водородный стандарт частоты ВЧ-2021 (Поляков и др., 2021) и лабораторные стронциевые часы JILA SrI (Ботвелл и др., 2019). В табл. 1 приведены СПМ данных часов. Для ВЧ-1010, PHARAO и JILA SrI они были нами взяты из работы Литвинов и Пилипенко (2021), а для ВЧ-2021 восстановлены по аллановской девиации, приведенной в работе Поляков и др. (2021). На рис. 1 приведены кривые аллановской девиации частоты, соответствующие данным СПМ. Атомный стандарт ВЧ-1010 обладает стабильностью, которая ухудшается

после достижения минимума на интервале усреднения ~ 1 ч. Стандарты PHARAO и ВЧ-2021 обладают почти одинаковой стабильностью $\sim 1 \times 10^{-16}$ на длительных интервалах усреднения $> 3 \times 10^5$ с. Однако на малых и средних временах ВЧ2021 обладает лучшей стабильностью, чем PHARAO. Оптический стандарт JILA SrI обладает наилучшей стабильностью на всех интервалах усреднения.

Для численной оценки достижимой точности измерения параметра γ модель (2) необходимо сформулировать в дискретном времени:

$$x_i = s_i + z_0 + n_i, \tag{3}$$

где $x_i = x(t_i)$, $s_i = s(t_i)$, $n_i = n(t_i)$ и $t_i = i\Delta t$, $i = 0, T/\Delta t$, Δt – удовлетворяющий теореме Котельникова шаг дискретизации, T – продолжительность эксперимента. Тогда точность измерения информативного параметра γ может быть оценена, например, с помощью неравенства Крамера-Рао (ван Трис и др., 2013). Данный подход требует знания ковариационных матриц C шумового процесса n_i . Для белого (f^0), фликкер- (f^{-1}) и броуновского (f^{-2}) шума они, соответственно, имеют вид

$$\begin{aligned} C_{ij}^0 &= \Delta t^{-1} \delta_{ij}, \\ C_{ij}^{-1} &= 2\pi \sum_{m=1}^i \phi_m \phi_{i-j+m}, \\ \phi_m &= \frac{\Gamma(m+1/2)}{m! \Gamma(1/2)}, \\ C_{ij}^{-2} &= (2\pi)^2 \Delta t \min(i, j), \end{aligned} \tag{4}$$

где δ_{ij} – символ Кронекера, Γ – гамма-функция (Литвинов, Пилипенко, 2021).

ВЫБОР ОРБИТ СПУТНИКОВ

Мы рассматриваем две конфигурации эксперимента: со спутниками на околоземных и околосолнечных орбитах. Выбранные нами параметры орбит для этих случаев представлены в табл. 2 и 3. В настоящей работе мы не ставили задачу найти оптимальную конфигурацию орбит спутников, т.е. такую, которая обеспечивала бы для данного типа часов наилучшую точность оценки γ за заданное время накопления. Тем не менее, наличие в выражении (1) “расширенных факторов” $1/(1 + \mathbf{n}_A \cdot \mathbf{n}_B)$ указывает на то, что максимизация амплитуды полезного сигнала достигается для орбит, на которых спутники часть времени находятся приблизительно на противоположных сторонах от источника гравитационного поля. Выбранные нами параметры орбит соответствуют данному критерию.

Таблица 2. Параметры орбит спутников для околоземного эксперимента на эпоху 01.01.2030 00:00 UTC

Параметр орбиты	Спутник 1	Спутник 2
Наклонение, град	0	0
Перицентр, км	7500	7500
Апоцентр, км	26027	26027
Период, ч	6	6
Долгота восх. узла, град	0	0
Аргумент перицентра, град	0	0
Средняя аномалия, град	0	150

Таблица 3. Параметры орбит спутников для околосолнечного эксперимента на эпоху 01.01.2030 00:00 UTC

Параметр орбиты	Спутник 1	Спутник 2
Наклонение, град	0	0
Перицентр, а.е.	0.3	0.3
Апоцентр, а.е.	1.0	1.0
Период, сут.	191	191
Долгота восх. узла, град	0	0
Аргумент перицентра, град	0	0
Средняя аномалия, град	0	150

Мы предполагаем, что орбиты спутников являются кеплеровыми. Данное предположение достаточно хорошо выполняется для выбранных орбит. В реальном эксперименте необходимо учитывать возмущающие факторы, такие как несферичность гравитационного поля, световое давление, солнечный ветер и др. Эти воздействия приводят к медленной эволюции параметров орбит спутников, но не оказывают существенного влияния на полученные нами оценки.

Для выбранных конфигураций орбит часть времени спутники находятся в тени Земли или Солнца друг относительно друга. Это обстоятельство было учтено в анализе. Для околоземного эксперимента нами были исключены из анализа все сегменты, когда сигнал проходит на расстоянии ближе 1000 км от Земли, а для околосолнечного – ближе 6 радиусов Солнца от Солнца (Эшби, Бертоtti, 2010).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Вид сигналов s_i , соответствующих экспериментам с околоземными и околосолнечными

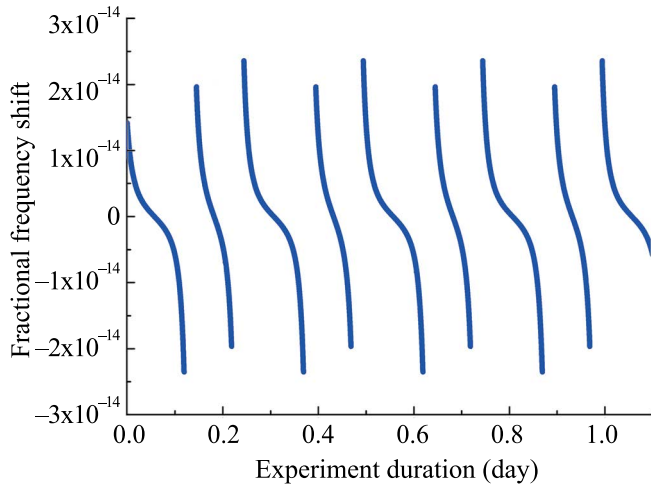


Рис. 2. Вид сигнала в модели эксперимента по измерению γ с помощью двух околоземных спутников.

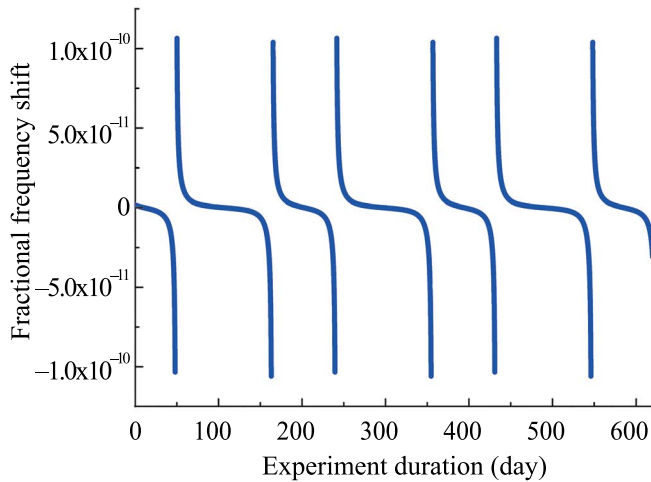


Рис. 3. Вид сигнала в модели эксперимента по измерению γ с помощью двух околосолнечных спутников.

спутниками, приведен на рис. 2 и 3. Расчет выполнен с помощью формулы (1) и орбит с параметрами из табл. 2 и 3. Наибольшей величины сигнал достигает в моменты, когда спутники находятся в точках, максимально близких к диаметрально противоположным относительного источника гравитационного поля. Это связано с тем, что изменение частоты сигнала, связанное с γ , происходит за счет задержки и искривления траектории сигнала в гравитационном поле, которые максимальны в том случае, когда траектория проходит максимально близко к источнику. Отметим, что в околоземном случае существенное изменение величины сигнала на интервалах ~ 1000 с требует применения часов с высокой стабильностью на интервалах ~ 100 с.

Результаты оценки точности измерения ППН-параметра γ для околоземного и околосолнечного экспериментов приведены, соответственно,

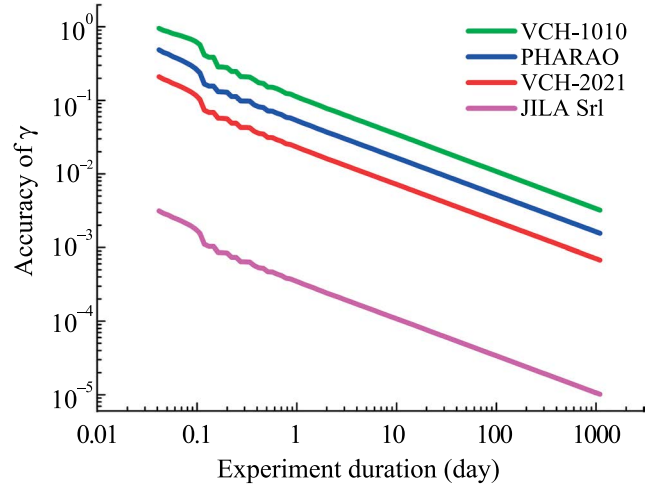


Рис. 4. Точность измерения γ , достижимая с помощью двух спутников на околоземных орбитах.

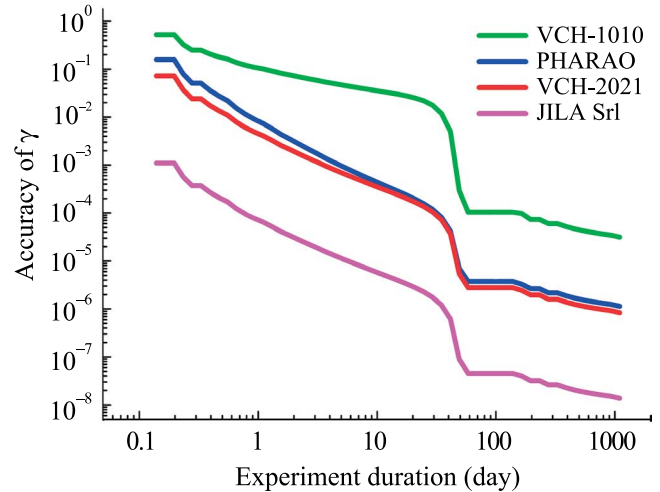


Рис. 5. Точность измерения γ , достижимая с помощью двух спутников на околосолнечных орбитах.

на рис. 4 и 5 в зависимости от времени накопления. Наихудшая точность оценки в обоих случаях достигается со стандартом VCH-1010, наилучшая — с JILA Srl. Точность околоземного эксперимента с JILA Srl по результатам 3 лет накопления данных составляет 1.0×10^{-5} . С теми же часами на околосолнечных орбитах — 1.4×10^{-8} . Для сравнения, наилучший на сегодня результат, полученный с помощью межпланетного космического аппарата Cassini, составляет 2.3×10^{-5} (Бертотти и др., 2003). Интересно отметить существенно разное поведение стандартов VCH-2021 и PHARAO в околоземном и околосолнечном экспериментах. В силу худшей стабильности PHARAO на малых и средних временах (рис. 1) точность околоземного эксперимента с ним оказывается в 2 раза хуже, чем с VCH-2021: 1.6×10^{-3} против 6.8×10^{-4} . В околосолнечном же эксперименте, где существенное изменение сигнала

происходит на интервалах порядка дней, стандарты PHARAO и VCH-2021, имеющие примерно одинаковую долговременную стабильность, дают близкие результаты — 1.1×10^{-6} и 8.4×10^{-7} , соответственно. Полученные точности измерения γ не являются предельно возможными с помощью данных часов. Оптимизация параметров орбит может существенно улучшить полученные оценки.

ОБСУЖДЕНИЕ

Значения γ , отличные от $\gamma = 1$, предсказываются значительным количеством альтернативных теорий гравитации, в частности, скалярно-тензорной теорией Бранса–Дике (Уилл, 2018). В ряде теорий предсказывается отклонение γ от 1 на уровне $10^{-5} - 10^{-7}$ (Дамур и др., 2002). Поэтому измерение γ с точностью $\sim 1 \times 10^{-8}$, достижимое с помощью спутников на околосолнечной орбите, представляет несомненный интерес. Околоземный эксперимент не позволит существенно улучшить достигнутую на сегодня точность, но интерес может представлять его совместная реализация с другими космическими проектами, требующими высокостабильных атомных часов, например, космической радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (Рёлофс и др., 2019).

Для практической реализации предложенных экспериментов, помимо стандартов частоты со стабильностью $\sim 10^{-18}$ в бортовом исполнении, необходимо наличие высокоточных средств измерения дальности и доплеровской скорости. Восстановленная с их помощью орбита спутников должна позволять рассчитывать все вклады в смещение частоты (1) с точностью не хуже 10^{-18} . Для околоземных спутников наилучшая точность восстановления вектора положения на сегодня составляет ~ 1 см (Монтенбрук и др., 2018), что для орбит из табл. 2 соответствует точности оценки $(U_A - U_B)/c^2$ не хуже 8×10^{-19} . Для спутников на околосолнечной орбите наилучшая точность оценки положения продемонстрирована в проекте VeriColombo и составляет ~ 450 м (Кастеллини и др., 2020). Для орбит из табл. 3 это соответствует точности оценки $(U_A - U_B)/c^2$ для потенциала Солнца лучше 3×10^{-22} . Остальные вклады в (1), зависящие от положения спутников, имеют более высокий порядок по c^{-1} , и точность их оценки значительно превосходит необходимую.

Наибольшую сложность представляет оценка вклада в (1) от содержащегося в δf_{kin} нерелятивистского доплеровского смещения частоты, который имеет вид $\mathbf{n}_{AB} \cdot (\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B)/c$, т.е. зависит от относительной скорости спутников. Наилучшую на сегодня точность ее оценки обеспечивают интерферометрические методы. В проекте GRACE

с помощью микроволнового межспутникового интерферометрического дальномера достигнута точность восстановления радиальной скорости 0.1 мкм/с на базе 220 км, что соответствует ошибке расчета нерелятивистского эффекта Доплера на уровне 3.3×10^{-16} (Кан и др., 2020). Лазерный интерферометрический дальномер проекта GRACE-FO, как ожидается, улучшит эти значения в ~ 20 раз, т.е. до 1.7×10^{-17} (Абих и др., 2019). Таким образом, имеющаяся на сегодня точность измерения радиальной скорости аппаратов является недостаточной для осуществления предложенных экспериментов с часами со стабильностью $\sim 10^{-18}$.

Решение данной проблемы возможно двумя способами. Первый состоит в дальнейшем совершенствовании интерферометрических средств измерения радиальной скорости. В частности, ожидается, что в проекте космической гравитационно-волновой обсерватории LISA будут достигнуты еще более высокие точности измерения радиальной скорости между спутниками, чем в GRACE-FO, причем на базах $\sim 2.5 \times 10^6$ км (Бахман и др., 2017). Второй вариант состоит в том, чтобы не вычислять, а компенсировать нерелятивистский эффект Доплера с помощью частотных измерений дополнительного двунаправленного канала связи (схема Gravity Probe A, см. работу Вессо и Ливайн, 1979). Известно, однако, что в таком режиме связи эффекты, пропорциональные γ , отсутствуют в 3-м порядке разложения по c^{-1} (Бланше и др., 2001). Поэтому данный подход требует построения теории переноса частоты для компенсационной схемы Gravity Probe A до порядка c^{-4} , обобщающей результаты Бланше и др. (2001). Предварительное исследование показывает, что в данном режиме вклады в сдвиг частоты, пропорциональные γ и формально имеющие порядок c^{-4} , содержат квадраты “расширенных факторов” вида $1/(1 + \mathbf{n}_A \cdot \mathbf{n}_B)$. Из-за этого члены $O(c^{-4})$ в режиме Gravity Probe A оказываются сравнимыми по величине с членами $O(c^{-3})$ рассмотренного здесь однопутевого режима. Поэтому следует ожидать, что точность измерения γ с помощью двух спутников, обменивающихся сигналами с помощью компенсационной схемы Gravity Probe A, окажется сравнимой с оценками, полученными в данной работе. Отметим также, что существенной частью изложенного метода является предположение о том, что ошибки измерения параметра γ не коррелированы с ошибками определения векторов состояния спутников.

Представляет интерес сравнение предложенного нами эксперимента с более ранними проектами ASTROD (Ни, 2008) и LATOR (Турышев и др., 2009), основанными на иных принципах и нацеленными на несколько более высокую точность $\sim (1 - 3) \times 10^{-9}$. Проект ASTROD предполагает

измерение γ путем высокоточного определения эфемерид трех свободных от сноса спутников, связанных лазерными интерферометрическими дальномерами и движущихся по околосолнечным орбитам. Проект LATOR основан на дифференциальных астрометрических наблюдениях двух околосолнечных зондов с помощью оптического интерферометра, расположенного на орбитальной станции на околоземной орбите. ASTROD по сути представляет собой вариант гравитационно-волновой обсерватории лаборатории LISA с размером плеча ~ 1 а.е., поэтому его реализация в ближайшее время не представляется реалистичной. Проект LATOR сравним по сложности с предложенным в настоящей работе. Помимо γ , он допускает измерение квадрупольного момента Солнца, ППН-параметра β и ряда других эффектов. Предлагаемый нами эксперимент, благодаря эллиптическим орбитам спутников и атомным часам на борту, также допускает измерение этих параметров, причем, согласно предварительным оценкам, с более высокой точностью. Кроме того, он допускает проверку эйнштейновского принципа эквивалентности по схеме, предложенной в работе Литвинов и Пилипенко (2021), проведение наблюдений по схеме космической радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (Рёлофс и др., 2019), исследование спина (Пилипенко и др., 2024) внутренней структуры Солнца и ряда других эффектов. Результаты исследования достижимых точностей измерения соответствующих величин будут нами представлены в последующих публикациях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Потенциальная точность измерения ППН-параметра γ с помощью двух оснащенных современными атомными часами спутников на эллиптических околоземных орбитах составляет 1×10^{-5} , что в 2 раза превосходит лучший на сегодня результат, полученный в работе Бертоtti и др. (2003). Для околосолнечных орбит достижима точность 1.4×10^{-8} , что позволит на 3 порядка улучшить результат Бертоtti и др. (2003) и проверить ряд теорий, которые предсказывают отклонения от $\gamma = 1$, соответствующего ОТО, на уровне $10^{-5} - 10^{-7}$ (Дамур и др., 2002). Полученные нами оценки не являются окончательными и могут быть улучшены путем оптимизации орбит спутников. Предложенный эксперимент допускает, помимо γ , измерение других параметров нарушения ОТО, проведение наблюдений по схеме космической радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами, изучение внутренней структуры Солнца и исследование ряда других эффектов.

Трудность практического осуществления эксперимента связана с разработкой бортовых стандартов частоты со стабильностью $\sim 10^{-18}$ — на настоящий момент имеются лабораторные образцы

с такими параметрами, а бортовые достигают лишь $\sim 8 \times 10^{-18}$. Также требуется усовершенствование интерферометрических методов измерения радиальной скорости между спутниками, которые в ближайшее время достигнут точности 1.7×10^{-17} при требуемых $\sim 10^{-18}$ (Абих и др., 2019). Представляет интерес оценка точности предложенного эксперимента при использовании схемы компенсации нерелятивистского эффекта Доплера типа Gravity Probe A (Вессо и Ливайн, 1979). Данная работа является предметом нашего дальнейшего исследования.

Автор выражает благодарность М.В. Захваткину за ценные обсуждения вопроса точностей орбит околоземных и межпланетных космических аппаратов. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 22-22-00861.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аарони и др. (O. Aharony, S.S. Gubser, J. Maldacena, H. Ooguri, and Y. Oz), *Phys. Rep.* **323**, 183 (2000).
2. Абих и др. (K. Abich, A. Abramovici, B. Amparan, A. Baatzsch, B.B. Okiihiro, D.C. Barr, M.P. Bize, Ch. Bogan, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **123**, 031101 (2019).
3. Альтшуль и др. (B. Altschul, Q. G. Bailey, L. Blanchet, K. Bongs, Ph. Bouyer, L. Cacciapuoti, S. Capozziello, N. Gaaloul, D. Giulini, J. Hartwig, et al.), *Adv. Space Res.* **55**, 501 (2015).
4. Аштекар и Бьянки (A. Ashtekar and E. Bianchi), *Rep. Progr. Phys.* **84**, 042001 (2021).
5. Бахман и др. (B. Bachman, G. De Vine, J. Dickson, S. Dubovitsky, J. Liu, W. Klipstein, K. McKenzie, R. Spero, A. Sutton, B. Ware, and C. Woodruff), *J. Phys.: Conf. Ser.* **840**, 012011 (2017).
6. Бертоtti и др. (B. Bertotti, L. Iess, and P. Tortora), *Nature* **425**, 374 (2003).
7. Бланше и др. (L. Blanchet, C. Salomon, P. Teysandier, and P. Wolf), *Astron. Astrophys.* **370**, 320 (2001).
8. Ботвелл и др. (T. Bothwell, D. Kedar, E. Oelker, J.M. Robinson, S.L. Bromley, W.L. Tew, J. Ye, and C.J. Kennedy), *Metrologia* **56**, 065004 (2019).
9. Вессо, Ливайн (R.F.C. Vessot and M.W. Levine), *Gen. Rel. and Grav.* **10**, 181 (1979).
10. Дамур и др. (T. Damour, F. Piazza, and G. Veneziano), *Phys. Rev.* **66**, 046007 (2002).
11. Деревянко и др. (A. Derevianko, K. Gibble, L. Holberg, N.R. Newbury, Ch. Oates, M.S. Safronova, L.C. Sinclair, and N. Yu), *Quantum Sci. and Tech.* **7**, 044002 (2022).
12. Империи и др. (L. Imperi, L. Iess, and M.J. Mariani), *Icarus* **301**, 9 (2018).

13. Кан и др. (Z. Kang, S. Bettadpur, P. Nagel, et al.), *J. of Geodesy* **94**, 1 (2020).
14. Кардашев Н.С., Хартов В.В., Абрамов В.В. и др., *Астрон. журн.* **90**, 179 (2013).
15. Кастеллини и др. (F. Castellini, G. Bellei, and F. Budnik), *AIAA Scitech 2020 Forum* (Orlando, 2020, с. 1701).
16. Ким и др. (K. Kim, A. Aepli, T. Bothwell, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **130**, 113203 (2023).
17. Ламберт, Ле Понсен-Лафитт (S. Lambert and C. Le Poncin-Lafitte), *Astron. Astrophys.* **529**, A70 (2011).
18. Лине и Тейссандье (B. Linet and P. Teyssandier), *Phys. Rev. D* **66**, 024045 (2002).
19. Литвинов и др. (D.A. Litvinov, V.N. Rudenko, A.V. Alakoz, U. Bach, N. Bartel, A.V. Belonenko, K.G. Belousov, M. Bietenholz, et al.), *Phys. Lett. A* **382**, 2192 (2018).
20. Литвинов, Пилипенко (D. Litvinov and S. Pilipenko), *Classical and Quantum Gravity* **38**, 135010 (2021).
21. Монтенбрук и др. (O. Montenbruck, S. Hackel, J. Ijssel, et al.), *GPS Solut.* **22**, 1 (2018).
22. Ни (W.-T. Ni), *Int. J. of Mod. Phys. D* **17**, 921 (2008).
23. Орилья и др. (S. Origlia, M.S. Pramod, S. Schiller, Y. Singh, K. Bongs, R. Schwarz, A. Al-Masoudi, S. Dörscher, et al.), *Phys. Rev. A* **98**, 053443 (2018).
24. Павлис и др. (N.K. Pavlis, S.A. Holmes, S.C. Kenyon, et al.), *J. of Geophys. Res. (Solid Earth)* **117**, B04406 (2012).
25. Пилипенко и др. (S. Pilipenko, M. Zakhvatkin, D. Litvinov, and A. Filetkin), *Bull. Lebedev Phys. Instit.* **51(2)**, 70 (2024).
26. Поляков и др. (V. Polyakov, Y. Timofeev, and N. Demidov), 2021 Joint Conf. of the Europ. Frequency and Time Forum and IEEE Inter. Frequency Control Symp. (EFTF/IFCS) (IEEE, 2021, с. 1).
27. Рёлофс и др. (F. Roelofs, H. Falcke, C. Brinkerink, et al.), *Astron. Astrophys.* **625**, A124 (2019).
28. Сотирiu, Фараони (T.P. Sotiriou and V. Faraoni), *Rev. Mod. Phys.* **82**, 451 (2010).
29. ван Трис и др. (H.L. van Trees, K.L. Bell, and Z. Tian), *Detection, Estimation, and Modulation Theory. Part 1 – Detection, Estimation, and Filtering Theory* (Wiley, New York, 2nd ed., 2013).
30. Турышев и др. (S. Turyshchev, M. Shao, K. Nordtvedt, H. Dittus, C. Laemmerzahl, S. Theil, C. Salomon, S. Reynaud, et al.), *Exp. Astron.* **27**, 27 (2009).
31. Уилл (C.M. Will), *Theory and experiment in gravitational physics* (Cambridge Univer. Press, 2018).
32. Хесс и др. (M.P. Heß, L. Stringhetti, B. Hummelberger, K. Hausner, R. Stalford, R. Nasca, L. Cacciapuoti, R. Much, et al.), *Acta Astronautica* **69**, 929 (2011).
33. Хоббс и др. (D. Hobbs, B. Holl, L. Lindegren, et al.), *Proceed. of the Inter. Astron. Union* **5**, S261, 315 (2009).
34. Шень и др. (W. Shen, P. Zhang, Z. Shen, et al.), *Phys. Rev. D* **108**, 064031 (2023).
35. Эбботт и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, et al.), *Astrophys. J.* **848**, L12 (2017).
36. Эшби, Бертоtti (N. Ashby and B. Bertotti), *Classical and Quantum Gravity* **27**, 145013 (2010).

АКТИВНОСТЬ ГАЛАКТИКИ SYG NGC 7469 В 2016–2021 гг. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ В *UBVRI* ФИЛЬТРАХ

© 2024 г. Б. П. Артамонов^{1*}, Е. В. Шимановская¹, В. В. Бруевич¹,
О. Бурхонов², Ш. А. Эгамбердиев²

¹ Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга

Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Ulugh Beg Institute of Astronomy, Academy of Sciences of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

Поступила в редакцию 27.12.2024 г.

После доработки 27.02.2024 г.; принята к публикации 27.03.2024 г.

За период 2015–2021 гг. были проведены наблюдения сейфертовской галактики SyG 1 NGC 7469 в *UBVRI* Bessell фильтрах на 1.5-метровом телескопе Майданакской обсерватории, которые продолжают мониторинг NGC 7469 с 1990 г. Были получены ПЗС *UBVRI*-кадры и проведена стандартная обработка кадров за байс, фон неба, чистка за космические частицы и др. Все данные получены на ПЗС-камерах с глубоким охлаждением и субсекундными изображениями. Калибровки проводились по нескольким стандартным звездам в том же кадре, как и галактика. Результаты фотометрии в апертуре размером 13.5 угл. сек приводятся графически в окнах видности наблюдаемого периода. На построенных кривых переменности обнаружена медленная S-вспышка в фильтрах *UBVRI*, наблюдается медленное увеличение яркости с 2015 г., достигая максимума в 2019 г. Амплитуда S-вспышки имеет 0.5 зв. величин в фильтре *U* и уменьшается до нуля в фильтре *I*. На двухцветных диаграммах $(U-B)/(B-V)$ показатели цвета являются более голубыми в 5-секундной апертуре по сравнению с апертурой размером 30 угл. сек.

Ключевые слова: ПЗС-наблюдения, активные ядра галактик, переменность SyG NGC 7469.

DOI: 10.31857/S0320010824040025, **EDN:** NRUUKU

ВВЕДЕНИЕ

Галактика NGC 7469 относится к сейфертовским галактикам SyG 1 типа и характеризуется переменной яркостью в центральной части во всех наблюдаемых диапазонах волн от радио до жесткого рентгена. Вокруг ядра галактики находится кольцо молодых звезд размером 3 угл. сек, в котором активное звездообразование могло быть следствием влияния соседней галактики IC 5283 в 80 угл. сек от NGC 7469 (Замора, Диаз, 2023, и ссылки там).

Многочисленные работы по анализу переменности ядра галактики относятся к исследованиям связи рентгеновского и оптического излучения с физическим механизмом передачи энергии центральной машины к аккреционному диску. Одним из методов изучения активных ядер галактик является мониторинг синхронных наблюдений переменности, организованный на разных телескопах и разными наблюдателями. В качестве примера приведем работу Петерсон и др. (2014), в которой собраны наблюдательные спектральные и фотометрические данные из наблюдений в 2010 г. на разных телескопах нескольких стран, десятки наблюдателей которых участвовали в мониторинге.

В работах Дорошенко и др. (1989), Лютый и др. (1995) были представлены наблюдения NGC 7469 за периоды 1967–1987 гг. и 1990–1994 гг. в фильтрах *UBV* (частично в *UBVR*), в которых анализ кривых яркости показал, что переменность имеет амплитуды в фильтре *V* 0.5^m на период времени 3–5 лет, 0.1–0.2^m на 5–7 мес и менее 0.1^m в течение ночи. Обзор микропеременности в 1990–1998 гг. был проведен Меркуловой (2000). Сергеев и др. (2005) выполнили мониторинг 14 AGN (в их числе NGC 7469) в фильтрах *BVRI* на телескопах КрАО в 2002–2004 гг., на основе наблюдений провели оценки запаздывания вариаций в фильтрах *VRI* относительно вариаций в фильтре *B*.

В более поздних работах можно отметить наблюдения NGC 7469 в фильтрах *BVRI* в 2016–2019 гг. на Шемахинской обсерватории: Бинатова и др. (2023), наблюдения в *ugriz* фильтрах на 2-м Ливерпульском роботе-телескопе в течение четырех месяцев 2019 г. (90 наблюдений — почти каждую ночь): Винсентелли и др. (2023), наблюдения в *BVR* фильтрах на 1-м телескопе ТяньШанской обсерватории в 2013–2019 гг.: Шомшекова и др. (2020).

Мы представляем мониторинг *UBVRI* наблюдений NGC 7469 2016–2021 гг. как продолжение мониторинга на телескопах Майданакской обсерватории с 1990 г., большинство наблюдений

* Электронный адрес: bartamon@mail.ru

проведено на 1.5-м телескопе с близкими по качеству ПЗС-камерами с глубоким охлаждением. Майданакские мониторинги галактики NGC 7469 опубликованы в работах: Артамонов и др. (2010б), Уголькова и др. (2017).

Мониторинги SyG проводятся в рамках совместной российско-узбекской программы по исследованию AGN. Научной мотивацией долгосрочных мониторингов AGN является необходимость получения новых данных по поведению переменности AGN, которые позволяют уточнять или строить новые модели физических процессов в аккреционных дисках вокруг черных дыр. Мониторинг SyG в видимой области спектра без синхронных наблюдений в рентгеновской, ультрафиолетовой, инфракрасной областях и спектральных исследованиях малоэффективен. Тем не менее, наблюдения переменности в оптическом диапазоне показывают медленные и быстрые вспышки, отвечающие за разные механизмы излучения, Лютый (2005). Исследования задержки переменности в разных фильтрах дают представления о короне аккреционного диска, Винсентелли и др. (2023).

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Наблюдения сейфертовской галактики NGC 7469 проводились в Майданакской обсерватории (Узбекистан), которая имеет отличный астроклимат, продолжительностью около 2000 ясных часов и с качеством изображения 0.7 угл. сек (среднее за год). Детальные характеристики астроклимата даны в работах Артамонов и др. (1987), Эгамбердиев и др. (2000). Для наблюдений использовался 1.5-м телескоп АЗТ-22 системы Ричи—Кретьена с фокальным расстоянием 12 м. Оптические характеристики зеркала телескопа АЗТ-22 показывают значения, близкие к дифракционному пределу. Контроль оптики АЗТ-22 был проведен в цеховых условиях ЛОМО (изготовителя телескопа) и в Майданакской обсерватории с датчиком волнового фронта (изготовленным Потаниным, 2009). Результаты испытаний оптики телескопа АЗТ-22 приведены в работе Артамонов и др. (2010а). Телескоп АЗТ-22 находится в двойном куполе астрономической башни на высоте 19 м. Вентиляционная система башни позволяет подавить турбулентцию подкупольного пространства, см. Артамонов (1997). Приемной аппаратурой на телескопе АЗТ-22 является ПЗС-камера (SNUCAM) Spectral Instruments 4096×4096 с газовой системой охлаждения CrioTiger и набором фильтров *UBVRI* Bessel. Рабочая температура охлаждения составляет −108°C. Размер пикселя SNUCAM равен 15 мк или 0.27 угл. сек в фокальной плоскости АЗТ-22 (оптическая система 1:7.7). ПЗС-камера SNUCAM была установлена на телескопе АЗТ-22 Сеульским Национальным университетом (Южная Корея), и

параметры даны в работе Им и др. (2010), результаты изучения инструментальной фотометрической системы SNUCAM+*UBVRI* (Bessell) приведены в статье Лим и др. (2009).

В 2017 г. на период профилактического ремонта ПЗС-камеры SNUCAM была использована ПЗС-камера FLI MicroLine CCD с матрицей KAF-09000 фирмы Kodak размером 3056×3056 пикселей, размер пикселя составляет 12 мк и 0.21 угл. сек в фокальной плоскости телескопа. ПЗС-матрица охлаждается элементами Пельтье до разности температур 60°C относительно температуры окружающей среды. Камера была оснащена *BVRI* Bessel фильтрами.

В течение каждой наблюдательной ночи утром и вечером были получены кадры ПЗС-байсов, флэтов и теплового шума (для камеры FLI MicroLine). Для получения флэтов в фильтрах *UBVRI* телескоп наводился на участки неба без ярких звезд на вечернее и утреннее небо, подбирались экспозиция в пределах 7–30 с, чтобы кадры ПЗС имели не менее 10 000 отсчетов, были не слишком короткими из-за задержки затвора типа центральной диафрагмы и не слишком долгими (появление ночного неба со звездами). При обработке кадров флэты суммировались путем медианной фильтрации для получения суперфлэта.

Наблюдения галактики NGC 7469 проводились как последовательность фильтров *UBVRI* с экспозициями от 300 с (*U*) до 40 с (*I*). Продолжительность экспозиции подбирались из требования получить не менее 10 000 отсчетов в пикселе в ядерной части галактики, что обеспечивает 1% точность фотометрии. С использованием стандартных процедур ESO-MIDAS (European Southern Observatory Munich Image Data Analysis System) были написаны программы для фотометрии отдельных объектов на ПЗС-кадре, вычета фона неба, приведения к плоскому полю, исправления за байс и удаления следов космических частиц. Фотометрическая калибровка измеренных звездных величин ядерной части галактики NGC 7469 проводилась по звездам сравнения (стандарты), которые были взяты из работ Дорошенко и др. (2005) и Пенстон и др. (1971). Были использованы от 4 до 6 звезд сравнения в фильтрах *BVRI* (Дорошенко и др., 2005), из которых 3 звезды имеют данные в фильтре *U* из работы Пенстон и др. (1971). Фотометрические оценки ядерной части галактики проводились при разных круглых апертурах размером 5, 10, 13.5, 20, 30 угл. сек.

После проведения фотометрической калибровки по звездам сравнения была определена звездная величина ядра галактики в соответствующих фильтрах как среднее из двух (иногда трех) ПЗС-кадров. Необходимо отметить, что оценка фотометрической ошибки, как разность среднего значения ядра галактики от значений в каждом фильтре двух кадров, зависит от скорости изменения яркости ядра. Временной интервал между циклом наблюдений в фильтрах *UBVRI* достигает несколько минут (время

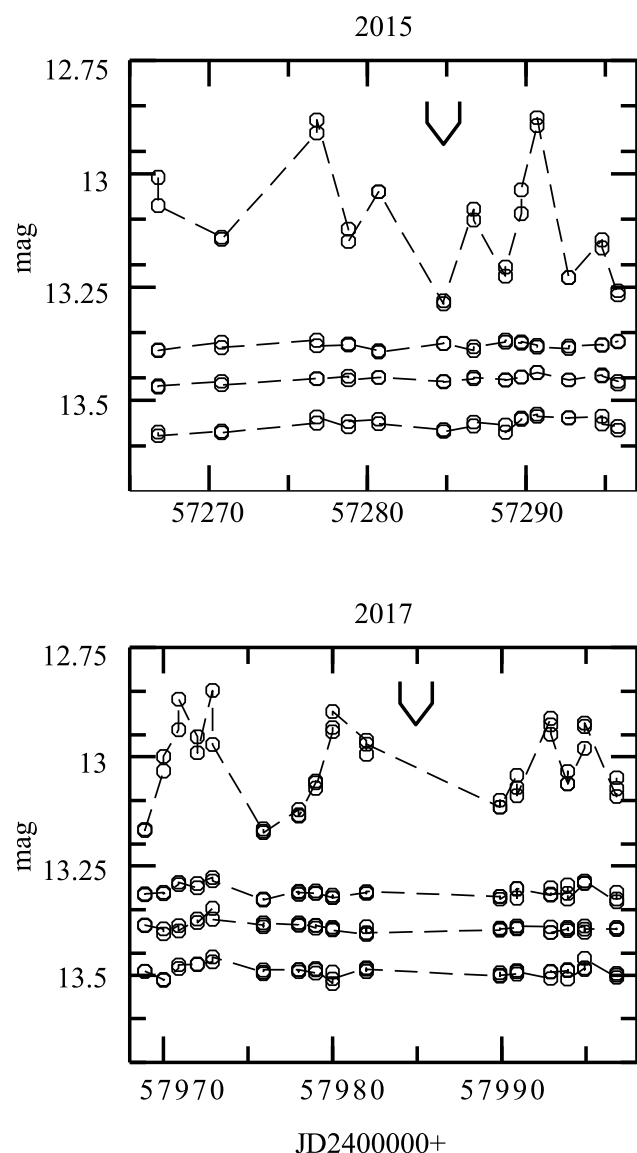


Рис. 1. Сравнение вариаций яркости центральной части NGC 7469 в фильтре V (2015 г., 2017 г.) с фотометрической ошибкой (детали см. текст).

экспозиций в каждом фильтре плюс время считывания сигнала), в который может измениться яркость галактики. Более надежной оценкой фотометрических ошибок является разность между калибровкой по стандартным звездам. На рис. 1 приводятся кривые яркости в фильтре V ядра галактики в круглой апертуре диаметром 13.5 угл. сек и в том же масштабе разность значений между стандартными звездами с номерами (6–8), (6–1), (6–4) и произвольно сдвинутой по оси ординат. Стандартные звезды с указанными номерами использованы из списка Дорошенко и др. (2005). Верхняя часть рис. 1 относится к данным за сентябрь 2015 г. (ПЗС-камера SNUCAM), нижняя – за август 2017 г. (ПЗС-камера FLI MicroLine). Статистический анализ изменений разности калибровок по стандартным звездам

(6–8), (6–1), (6–4) показал стандартное отклонение в звездных величинах 0.0136, 0.0092, 0.0138 для кривых на рис. 1 (2015) и 0.0104, 0.0125, 0.0139 (2017). Фотометрические ошибки имеют значения 0.01 звездной величины, исключая очень редкие отклонения до 0.04 зв. вел. Изменения яркости ядра галактики на порядок больше, чем фотометрические ошибки. Отметим, что калибровка по нескольким звездам не приводит к увеличению точности измерения по сравнению с калибровкой по одной звезде, но дает уверенность в реалистической картине измеряемых значений яркости центральной части SyG NGC 7469.

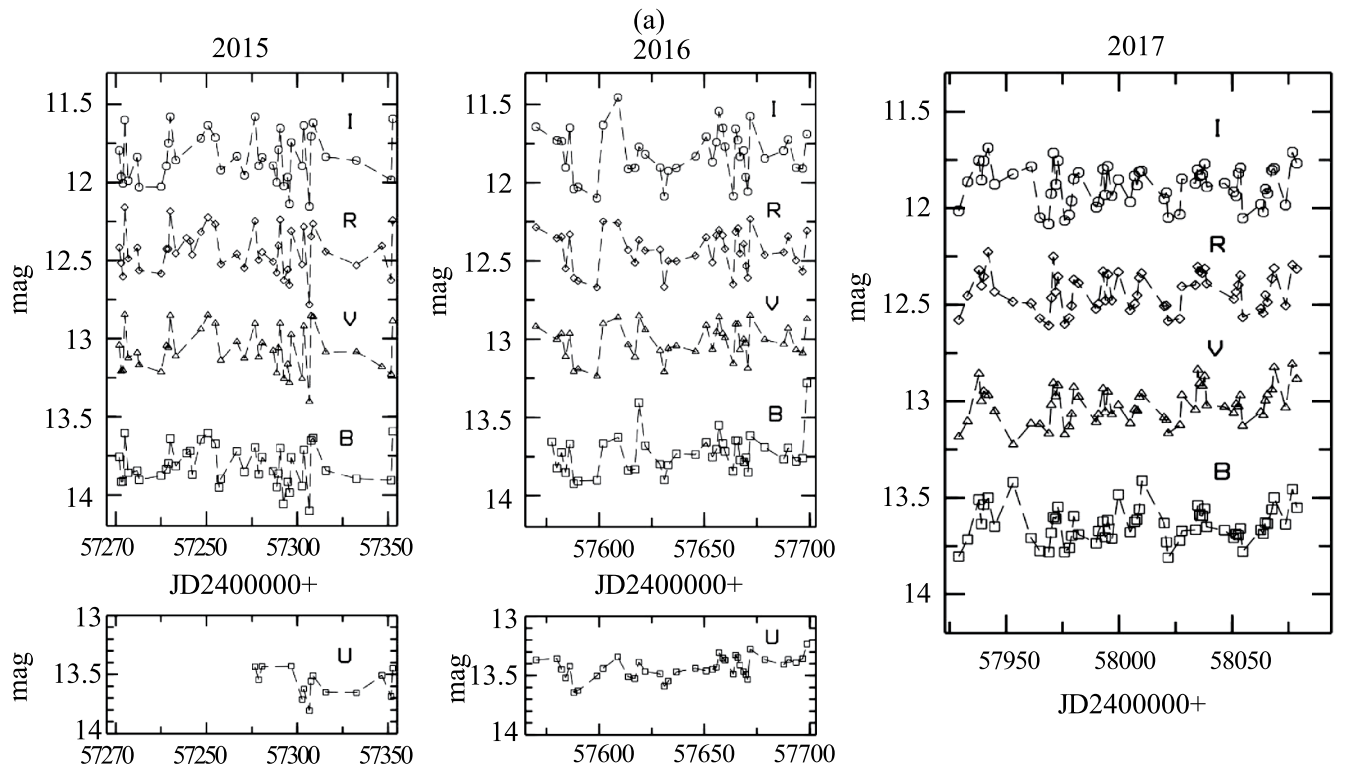
АНАЛИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Результаты наблюдений представлены в графическом виде на рис. 2а–в в окнах видности как кривые переменности в фильтрах $UBVRI$ в круглой апертуре диаметром 13.5 угл. сек. На оси ординат “mag” шкала в звездных величинах, диапазон 2.5 зв. вел. достаточен для описания значений $BVRI$ яркости для всего периода наблюдений. Для удобства значения U яркости выделены в отдельном блоке на рисунках. На представленных кривых яркости не учтено галактическое поглощение, так как мы считаем, что значения поглощения получаются с некоторыми элементами моделирования, и важнее показать оригинальные наблюдаемые значения яркости NGC 7469. Можно визуальным образом добавить поправку за поглощение на кривых яркости на рисунках. Поправки за галактическое поглощение в звездных величинах представлены в двух источниках: $A_U = 0.282$, $A_B = 0.250$, $A_V = 0.184$, $A_R = 0.146$, $A_I = 0.104$ (S и F) в работе Шлафли и др. (2011) и $A_U = 0.342$, $A_B = 0.297$, $A_V = 0.223$, $A_R = 0.181$, $A_I = 0.135$ (SFD) в Шлегель и др. (1998).

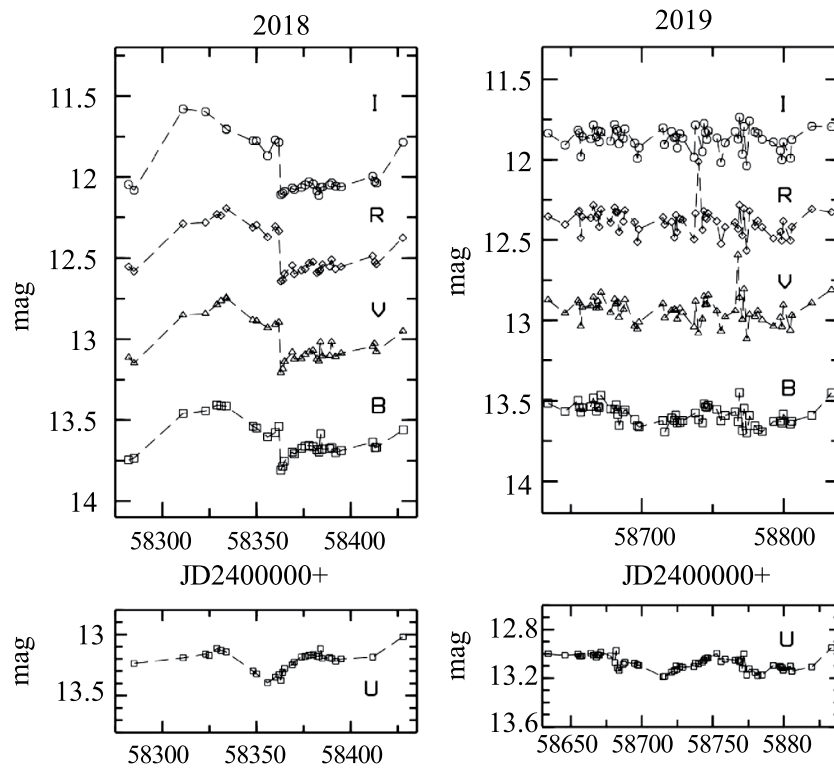
Наши наблюдения в 2019 г. в Bessell фильтрах хорошо согласуются по виду кривых яркости в Sloan фильтрах в наблюдениях из работы Винсентелли и др. (2023), в которой изучены задержки переменности между фильтрами.

Сравнение наших наблюдательных данных на период 2016–2019 гг. в фильтрах $BVRI$ с данными, опубликованными в работе Бинатова и др. (2023), показало совпадение по величине звездных величин (одинаковый размер апертуры 13".5) в среднем по периоду, но практически нет совпадения по наблюдательным ночам. Объединение данных позволяет увеличить плотность наблюдаемых рядов.

Мы провели сравнение BVR наблюдений с данными, полученными Шомшекова и др. (2020). Совпадений по датам наблюдений немного, в основном, в 2015 г. Наблюдается хорошее совпадение по виду кривых яркости, но отличаются звездные величины из-за разных апертур: майданакская 13".5 и казахстанская 6".5.



(б)



(В)

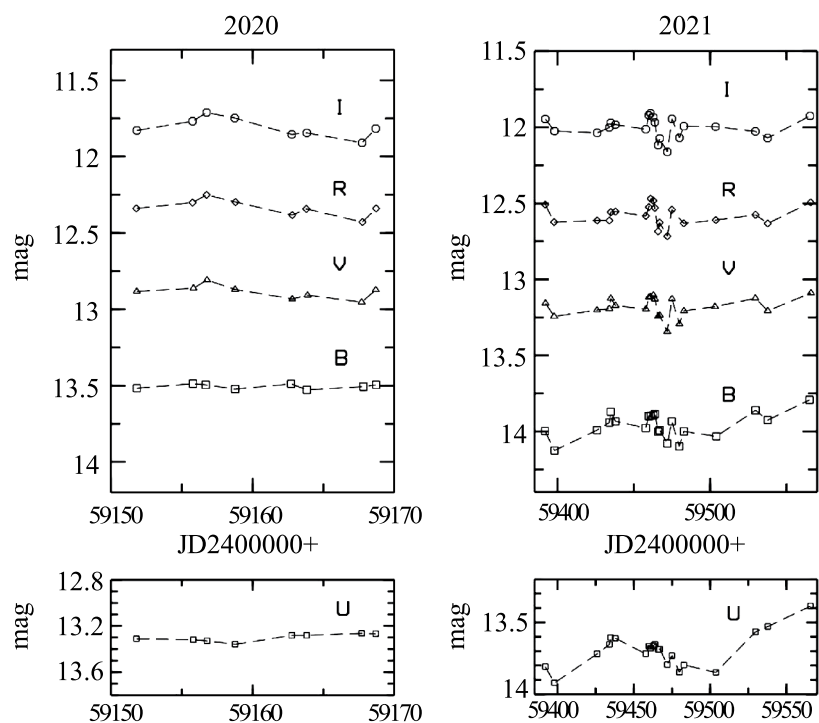


Рис 2. Изменение яркости центральной части галактики NGC 7469 в круглой апертуре 13"5 в фильтрах *UBVRI* в окнах видности периода наблюдений 2015–2017 гг. (а), 2018–2019 гг. (б), 2020–2021 гг. (в).

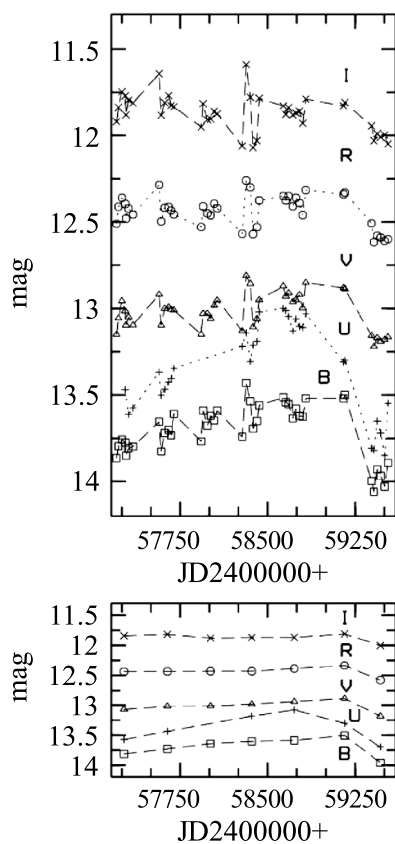


Рис 3. Изменение яркости центральной части галактики NGC 7469 в круглой апертуре 13"5 в фильтрах *UBVRI* в 2015–2021 гг. В верхней части графика даны значения яркости с усреднением за месяц в каждом году, в нижней части даны значения с усреднением за каждый год.

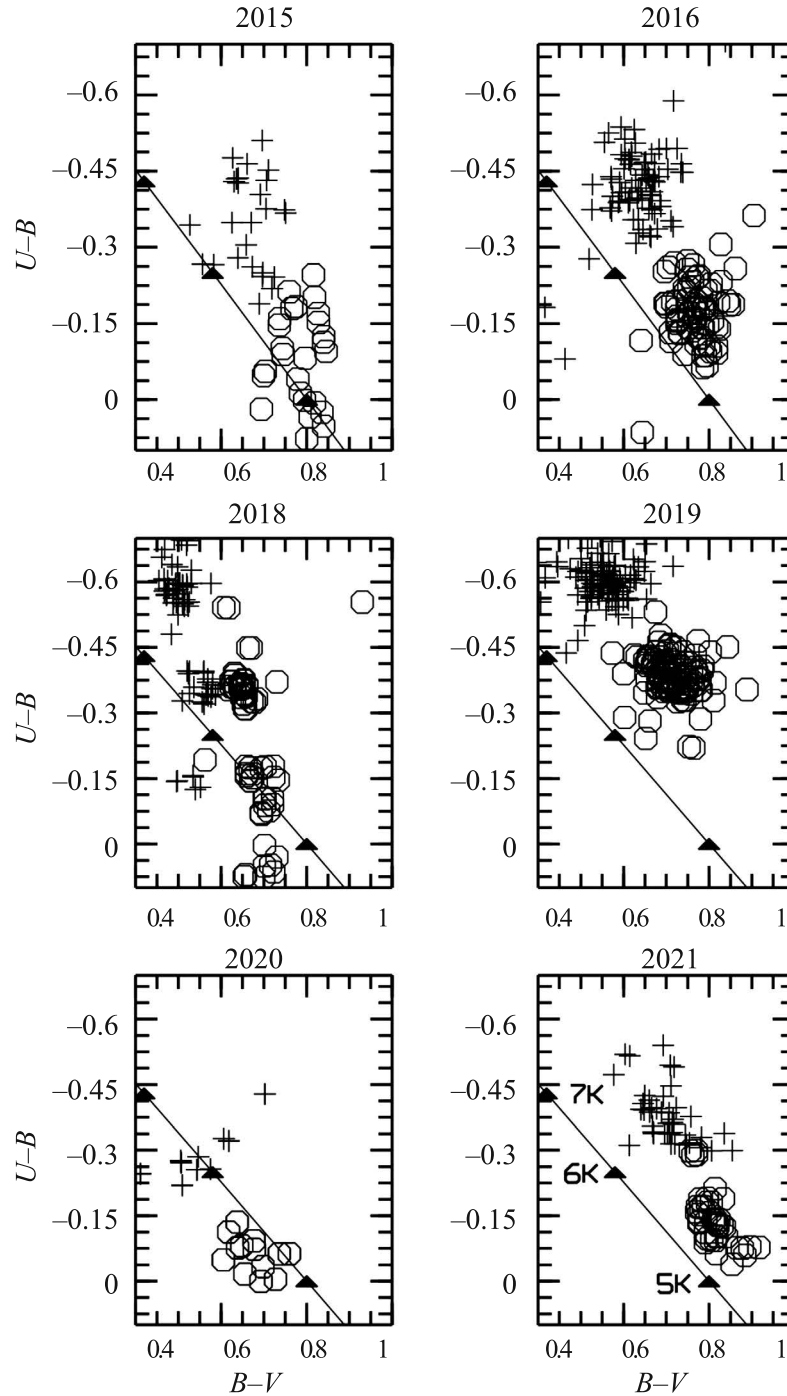


Рис. 4. Двухцветные диаграммы $(U-B) - (B-V)$. На диаграмме показаны данные показателей цвета без учета галактического поглощения. Символ $+$ использован для показателей цвета в круглой апертуре размером 5 угл. сек, кружком для 30 угл. сек.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

На рис. 3 даны усредненные наблюдательные данные в течение месяца и одного года для всего периода наблюдений. Такой подход позволяет увидеть характер переменной яркости центральной части SyG галактики NGC 7469 на разных временных интервалах.

Отметим, что усреднение для двух кадров, разделенных периодом около 9 мин в цикле наблюдения в одну ночь, не должно существенно влиять на результат среднего измерения вариаций яркости центральной части SyG галактики NGC 7469.

Анализ переменности галактики NGC 7469 удобнее рассмотреть в терминах: S-медленная

вспышка и F-быстрая вспышка, предложенных Лютым и Проником (1975). Излучение аккреционного диска состоит из излучения оптически толстого (близкого к чернотельному) и нетеплового излучения короны диска механизмом репроцессинга, Лютый (2005).

Майданакские наблюдения за период 1990–2014 гг. (Артамонов и др., 2010б; Уголькова и др., 2017) показали две S-вспышки с максимумом в 1997–1998 гг. и 2010–2011 гг. продолжительностью 6–7 лет и амплитудой 0.5–0.6 зв. вел. в максимуме, F-вспышки имеют продолжительность от нескольких дней до двух месяцев и амплитуду 0.1–0.2 зв. вел.

Новые наблюдения 2015–2021 гг. показали наличие S-вспышки в фильтрах *UBVRI*, наблюдается увеличение яркости с 2015 г., достигая максимума в 2019 г., с амплитудой до 0.5 зв. вел. в фильтре *U*, 0.25 зв. вел. в *B*, 0.1 в *V*, 0.05 в *R*, близка к 0 в *I*. Увеличение яркости NGC 7469 от 2015 г. до 2019 г. также обнаружено в работах Бинатова и др. (2023) и Шомшекова и др. (2020). Во всех фильтрах на рис. 3 видно уменьшение яркости от 2020 г. до 2021 г. Быстрая компонента переменности F близка по параметрам для наблюдений в 1990–2014 гг. Структура аккреционного диска обсуждается во многих работах, в качестве примера можно посмотреть Сейфина и др. (2018), Винсентелли и др. (2023), Сергеев и др. (2005) и ссылки в этих работах.

На рис. 4 приводится двухцветная диаграмма $(U-B)/(B-V)$ показателей цвета для круглых апертур, крест показывает значения в апертуре диаметром 5 угл. сек, кружок в апертуре – 30 угл. сек. Для сравнения на диаграмме даны значения температуры чернотельного излучения на кривой (5, 6, 7 K). Практически невозможно разделить галактику и ядро с аккреционным диском, но при уменьшении апертуры центральная часть галактики становится более голубой. Отметим, что в 5 секундную апертуру входит кольцо звездообразования (диаметр 3 угл. сек), состоящее из молодых звезд. Мы планируем продолжить анализ центральной части галактики в следующей работе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В 2015–2021 гг. проведены наблюдения SyG галактики NGC 7469 и получены следующие результаты:

1. Обнаружена медленная S-вспышка, которая начинается в 2015 г. и достигает максимума в 2019 г., амплитуда вспышки имеет 0.5 зв. вел. в фильтре *U*, 0.25 в *B*, 0.1 в *V*, 0 в *I*.
2. Во всех фильтрах наблюдается быстрое уменьшение яркости от 2020 г. к 2021 г.
3. Быстрые вспышки имеют такие же параметры, как в предыдущих майданакских наблюдениях.

4. На двухцветных диаграммах $(U-B)/(B-V)$ показатели цвета более голубые в апертуре диаметром 5 угл. сек, чем в 30-секундной апертуре. Кольцо звездообразования размером 3 угл. сек вокруг ядра галактики может внести вклад в “поголубение” в 5-секундную апертуру.

В следующей части мы планируем провести исследования задержки переменности в разных фильтрах. Авторы благодарят коллектив ночных ассистентов-наблюдателей на телескопе АЗТ-22 Майданакской обсерватории. Авторы благодарны референтам за полезные советы и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Артамонов и др. (B.P. Artamonov, V.V. Bruevich, A.S. Gusev, O.V. Ezhkova, M.A. Ibrahimov, S.P. Ilyasov, S.A. Potanin, Yu.A. Tillaev, and Sh.A. Ehgamberdiev), *Astron. Rep.* **54**, 1019 (2010a).
2. Артамонов и др. (B.P. Artamonov, V.V. Bruevich, A.S. Gusev, O.V. Ezhkova, L.S. Ugolkova, and E.V. Shimanovskaya), *Astron. Rep.* **54**, 767 (2010b).
3. Артамонов и др. (B.P. Artamonov, S.B. Novikov, and A.A. Ovchinnikov), *Methods for Increasing the Efficiency of Optical Telescopes* (Ed. S.A. Gladyshev, Mosc. Gos. Univ., Moscow, 8, 1987).
4. Артамонов (B.P. Artamonov), *Proc. SPIE* **2871**, 737 (1997).
5. Бинатова и др. (Z.F. Binnatova, B.I. Abdullayev, and N.A. Huseynov), *Astron. J. Az.* **18**, 47 (2023).
6. Винсентелли и др. (F.M. Vincentelli, M. Beard, I. Mc Hardy, E. Cackett, K. Horne, and M. Pahari), *Astron. Nachrichten* **344**, Iss. 4 (2023).
7. Дорошенко и др. (V.T. Doroshenko, V.M. Lyutyi, and V.Yu. Rakhimov), *Sov. Astron. Lett.* **15**(3) (1989).
8. Дорошенко и др. (V.T. Doroshenko, S.G. Sergeev, N.I. Merkulova, E.A. Sergeeva, Yu.V. Golubinsky, V.I. Pronik, and N.N. Okhmat), *Astrophysics* **48**, 304 (2005).
9. Замора, Диаз (S. Zamora and A.I. Díaz), *arXiv* 231012895Z (2023).
10. Им и др. (Myung-Shin Im, et al.), *JKAS* **43**, 77 (2010).
11. Лим и др. (Lim et al.), *JKAS* **41**, 1 (2009).
12. Лютый, Проник (V.M. Liutyi and V.I. Pronik), *IAU Symp.* **67**, 591 (1975).
13. Лютый и др. (V.M. Lyutyi, V.T. Doroshenko, et al), *Astron. Rep.* **21**, 581 (1995).
14. Лютый В.М., Письма в Астрон. журн. **31**, 723 (2005) [V.M. Lyutyi, *Astron. Lett.* **31**, 645 (2005)].
15. Меркулова (N.I. Merkulova), *Astron. J.* **119**, 631 (2000).
16. Пенстон и др. (M.V. Penston, M.V. Penston, and A.R. Sandage), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **83**, 783 (1971).

17. Петерсон и др. (B.M. Peterson, C.J. Grier, K. Horne, R.W. Pogge, M.C. Bentz, G. De Rosa, K.D. Denney, P. Martini, et al.), *Astrophys. J.* **795**, 149 (2014).
18. Потанин (S.A. Potanin), *Astron. Rep.* **53**, 703 (2009).
19. Сейфина и др. (E. Seifina, L. Titarchuk, and L. Ugolkova), *Astron. Astrophys.* **619**, A21 (2018).
20. Сергеев и др. (S.G. Sergeev, V.T. Doroshenko, Yu.V. Golubinskiy, N.I. Merkulova, and E.A. Sergeeva), *Astrophys. J.* **622**, 129 (2005).
21. Шлафли и др. (E.F. Schlafly and D.P. Finkbeine), *Astrophys. J.* **737**, 103 (2011).
22. Шлегель и др. (D.J. Schlegel, D.P. Finkbeiner, and M. Davis), *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).
23. Уголькова и др. (L.S. Ugol'kova, B.P. Artamonov, E.V. Shimanovskaya, V.V. Bruevich, O. Burkhonov, Sh.A. Egamberdiev, and N.V. Metlova), *Astron. Lett.* **43**, 233 (2017).
24. Шомшекова и др., (S.A. Shomshekova, E.K. Denis-syuk, R.R. Valiullin, A.V. Kusakin, I.V. Reva, and M.A. Krugov), *News Nat. Acad. Kazakhstan, Phys.-Mat. Ser.* **4**, 332, 127 (2020).
25. Эгамбердиев и др. (S.A. Ehgamberdiev, A.K. Ba-ijumanov, S.P. Ilyasov, M. Sarazin, Y.A. Tillayev, A.A. Tokovinin, and A. Ziad), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **145**, 293 (2000).

ОЦЕНКА КИНЕМАТИЧЕСКОГО ВОЗРАСТА ДВИЖУЩЕЙСЯ ГРУППЫ β PICTORIS ПО СОВРЕМЕННЫМ ДАННЫМ

© 2024 г. В. В. Бобылев^{1*}, А. Т. Байкова¹

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

Поступила в редакцию 02.01.2024 г.

После доработки 27.02.2024 г.; принята к публикации 27.02.2024 г.

Изучена кинематика около 40 одиночных звезд, принадлежащих движущейся группе β Pictoris. По этим звездам с наземными определениями лучевых скоростей получена оценка возраста движущейся группы β Pictoris двумя способами. Обе оценки являются кинематическими. В первом способе были рассмотрены траектории звезд, построенные в прошлое, что дало оценку $t = 13.2 \pm 1.4$ млн лет. Во втором способе из анализа мгновенных скоростей звезд показано, что имеет место расширение звездной системы, происходящее в галактической плоскости xy . На основе этого эффекта найден промежуток времени, прошедший от начала расширения движущейся группы β Pictoris до настоящего момента, $t = 20 \pm 2$ млн лет.

Ключевые слова: движущиеся группы звезд, рассеянные звездные скопления, кинематика, движущаяся группа β Pictoris, звездообразование.

DOI: 10.31857/S0320010824040035, EDN: NRRQEG

ВВЕДЕНИЕ

Движущаяся группа β Pictoris (Бета Живописца) состоит из молодых (возрастом примерно 20 млн лет) звезд, которые распределены вокруг Солнца в области радиусом ~ 50 пк. Благодаря близкому расположению этих звезд к Солнцу, всестороннее их изучение представляет важное значение для решения различных звездно-астрономических задач. Большинство членов группы являются маломассивными звездами спектральных классов K и M, на диаграмме Герцшпрунга–Ресселла они занимают область, характерную для звезд, не достигших главной последовательности. В их атмосферах еще имеется литий, анализ содержания которого лежит в основе одного из методов оценки возраста звездных скоплений и ассоциаций. Собственно звезда β Pictoris является достаточно яркой звездой спектрального класса A. Прямые наблюдениями установлено, что она окружена осколочным диском, несколькими поясами планетезималей, вокруг нее обращаются две экзопланеты β Pict b и β Pict c. Динамическое взаимодействие этих экзопланет с дисками, планетезималями и экзокометами промоделировано в интересной работе Бойста и др. (2024).

Рассеянные звездные скопления (РЗС) содержат около 10^3 членов, являются гравитационно-связанными системами на длительных интервалах времени, порядка 2–4 млрд лет. Многие РЗС, например, Плеяды или Гиады, можно наблюдать на небе в виде отчетливо выраженного компактного сгущения звезд. В отличие от РЗС, движущиеся группы звезд

содержат небольшое количество членов (несколько десятков), они не образуют отчетливого сгущения на небе, выделяют их по общему пространственному движению звезд, металличности, возрасту и другим общим характеристикам. В настоящее время известно несколько таких структур различного возраста. Это, например, движущаяся группа звезд Большой Медведицы, движущаяся группа звезд Кастора или движущаяся группа звезд Дзеты Геркулеса.

Большую работу в задаче поиска и анализа движущихся групп звезд проделал в свое время Олин Эгген. Например, им была описана кинематическая группа Сириуса (Эгген, 1960). В работе Агекяна, Орлова (1984) был проведен анализ нескольких движущихся групп звезд по данным каталога близких к Солнцу звезд (Глизе, 1969). При этом звезда β Pictoris (Glize 219) оказалась членом даже двух групп.

РевOLUTIONное влияние на поиск и анализ движущихся групп звезд оказал каталог Hipparcos (1997). Так, начиная с работ Баррадо-и-Наваскуэса и др. (1999), а также Цукермана и др. (2001), основанных на использовании данных Hipparcos, была описана движущаяся группа β Pictoris в виде, близком к принятому сейчас. Список кандидатов в эту группу звезд был дополнен благодаря работам Торреса и др. (2006), Шлидера и др. (2010, 2012), Кисса и др. (2011), Мало и др. (2014), Риделя и др. (2014), Школьник и др. (2017) с использованием результатов различных наблюдательных программ. В итоге для ряда членов этой группы были уточнены или заново определены важнейшие кинематические характеристики, в частности, значения их лучевых скоростей.

* Электронный адрес: bob-v-vzz@rambler.ru

Новый всплеск интереса к изучению движущихся групп звезд был вызван публикацией высокоточных данных нескольких версий каталога, создаваемого по проекту Gaia (Коллаборация Gaia, 2016). В частности, современные результаты анализа движущейся группы β Pictoris отражены в работах Кранделла и др. (2019), Мирет-Ройга и др. (2020), Кутюр и др. (2023) и Ли и др. (2024).

Для оценки возраста движущейся группы β Pictoris применялись различные методы, такие как подгонка к подходящей изохроне, анализ содержания лития, кинематические методы и др. Многие из таких оценок отражены в работе Ли и др. (2023), где можно заметить плохое согласие результатов, полученных различными методами.

Целью настоящей работы является оценка кинематического возраста движущейся группы β Pictoris. Для этого используются данные каталога Gaia DR3 (Коллаборация Gaia, 2022). Основой выборки являются исключительно одиночные звезды согласно классификации Ли и др. (2024). Метод заключается в построении орбит звезд в прошлом на заданном временном интервале и оценке того момента, когда звездная группировка имела минимальный пространственный размер.

МЕТОД

Используем прямоугольную систему координат с центром в Солнце, где ось x направлена в сторону галактического центра, ось y — в сторону галактического вращения и ось z — в северный полюс Галактики. Тогда $x = r \cos l / \cos b$, $y = r \sin l / \cos b$ и $z = r \sin b$, где $r = 1 / \pi$ — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк, которое мы вычисляем через параллакс звезды π в мсд (миллисекунды дуги).

Из наблюдений известны лучевая скорость V_r и две проекции тангенциальной скорости $V_l = 4.74 r \mu_l \cos b$ и $V_b = 4.74 r \mu_b$, направленные вдоль галактической долготы l и широты b соответственно, выраженные в км/с. Здесь коэффициент 4.74 является отношением числа километров в астрономической единице к числу секунд в тропическом году. Компоненты собственного движения $\mu_l \cos b$ и μ_b выражены в мсд/год.

Через компоненты V_r , V_l , V_b , вычисляются скорости U , V , W , где скорость U направлена от Солнца к центру Галактики, V в направлении вращения Галактики и W на северный галактический полюс:

$$\begin{aligned} U &= V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \\ V &= V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b, \\ W &= V_r \sin b + V_b \cos b. \end{aligned} \quad (1)$$

Для построения орбит звезд в системе координат, вращающейся вокруг центра Галактики,

используем эпициклическое приближение (Линд-блад, 1927):

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 + \frac{U_0}{\kappa} \sin(\kappa t) + \\ &+ \frac{V_0}{2B} (1 - \cos(\kappa t)), \\ y(t) &= y_0 + 2A \left(x_0 + \frac{V_0}{2B} \right) t - \\ &- \frac{\Omega_0}{B\kappa} V_0 \sin(\kappa t) + \frac{2\Omega_0}{\kappa^2} U_0 (1 - \cos(\kappa t)), \\ z(t) &= \frac{W_0}{v} \sin(vt) + z_0 \cos(vt), \end{aligned} \quad (2)$$

где t — время в млн лет (исходим из соотношения пк/млн лет = 0.978 км/с), A и B — постоянные Оорта; $\kappa = \sqrt{-4\Omega_0 B}$ — эпициклическая частота; Ω_0 — угловая скорость галактического вращения местного стандарта покоя, $\Omega_0 = A - B$; $v = \sqrt{4\pi G \rho_0}$ — частота вертикальных колебаний, где G — гравитационная постоянная, а ρ_0 — звездная плотность в околосолнечной окрестности.

Параметры x_0, y_0, z_0 и U_0, V_0, W_0 в системе уравнений (2) обозначают современные положения и скорости звезд соответственно. Возвышение Солнца над галактической плоскостью $h_\odot$ принято равным 16 пк согласно работе Бобылева, Байковой (2016). Скорости U, V, W вычисляем относительно местного стандарта покоя с использованием значений $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (11.1, 12.2, 7.3)$ км/с, полученных Шонрихом и др. (2010). Мы приняли $\rho_0 = 0.1 M_\odot / \text{пк}^3$ (Холмберг, Флинн, 2004), что дает $v = 74$ км/с/кпк. Используем следующие значения постоянных Оорта $A = 16.9$ км/с/кпк и $B = -13.5$ км/с/кпк, близкие к современным оценкам. Обзор таких оценок можно найти, например, в работе Крисановой и др. (2020).

ДАННЫЕ

Основу нашей выборки составляют звезды, которые классифицированы как одиночные в работе Ли и др. (2024), где выполнен детальный анализ кандидатов в движущуюся группу β Pictoris. Исходная выборка кандидатов в работе этих авторов включала 415 звезд из каталога Gaia DR3, для 99 из которых измерены лучевые скорости из этого каталога. Итоговый список вероятных членов в движущуюся группу β Pictoris по версии Ли и др. (2024) содержит 86 звезд (одиночных, подтвержденных двойных и неразрешенных двойных).

Из этого списка мы отобрали одиночные звезды и сформировали две выборки. В первую вошла 31 звезда с тригонометрическими параллаксами,

Таблица 1. Одиночные звезды движущейся группы β Pictoris, $\mu_\alpha^* = \mu_\alpha \cos \delta$

Gaia DR3	α , град	δ , град	$\pi \pm \sigma$, мсд	$\mu_\alpha^* \pm \sigma$, мсд/год	$\mu_\delta \pm \sigma$, мсд/год
66245408072670336	59.39	24.75	14.55 $\pm$.02	34.34 $\pm$.03	-46.52 $\pm$.02
2901786974419551488	82.44	-32.65	33.60 $\pm$.02	15.27 $\pm$.02	10.77 $\pm$.02
3238965099979863296	76.55	4.66	36.19 $\pm$.03	30.16 $\pm$.03	-89.86 $\pm$.02
3231945508509506176	74.90	1.78	40.99 $\pm$.01	39.13 $\pm$.01	-94.90 $\pm$.01
4764027962957023104	75.20	-57.26	37.21 $\pm$.01	35.39 $\pm$.01	74.11 $\pm$.02
5412403269717562240	146.62	-44.96	21.44 $\pm$.03	-78.26 $\pm$.03	9.26 $\pm$.03
5963633872326630272	255.67	-45.37	31.30 $\pm$.02	-20.10 $\pm$.02	-137.85 $\pm$.02
5924485966955008896	262.48	-54.26	14.79 $\pm$.01	-5.49 $\pm$.01	-63.44 $\pm$.01
4067828843907821824	268.01	-23.97	15.67 $\pm$.02	.16 $\pm$.03	-52.50 $\pm$.02
4050178830427649024	271.07	-30.31	18.15 $\pm$.02	3.42 $\pm$.02	-65.22 $\pm$.02
6648834361774839040	271.48	-57.08	17.71 $\pm$.02	.89 $\pm$.02	-72.95 $\pm$.02
6649786646225001984	280.52	-55.90	19.36 $\pm$.02	11.12 $\pm$.02	-78.05 $\pm$.01
6649788119394186112	280.53	-55.91	19.44 $\pm$.02	12.01 $\pm$.02	-79.07 $\pm$.01
6631685008336771072	281.72	-62.18	19.72 $\pm$.02	13.24 $\pm$.02	-80.28 $\pm$.02
6736232346363422336	282.69	-31.80	20.22 $\pm$.01	17.27 $\pm$.02	-72.34 $\pm$.01
6655168686921108864	283.27	-50.18	21.16 $\pm$.02	16.27 $\pm$.02	-85.52 $\pm$.02
6663346029775435264	290.91	-46.11	14.03 $\pm$.02	18.07 $\pm$.02	-57.25 $\pm$.01
6764421281858414208	292.52	-29.66	16.60 $\pm$.02	23.67 $\pm$.03	-59.61 $\pm$.02
6754492966739292928	297.07	-27.34	15.47 $\pm$.02	25.15 $\pm$.02	-53.38 $\pm$.01

Таблица 1. Окончание

Gaia DR3	α , град	δ , град	$\pi \pm \sigma$, мсд	$\mu_{\alpha}^* \pm \sigma$, мсд/год	$\mu_{\delta} \pm \sigma$, мсд/год
6747467224874108288	299.02	-32.13	19.49 $\pm$.02	33.60 $\pm$.02	-68.53 $\pm$.01
6747106443324127488	300.41	-33.22	16.68 $\pm$.02	29.23 $\pm$.02	-61.39 $\pm$.01
6700649538727351040	301.49	-32.28	20.18 $\pm$.03	38.44 $\pm$.03	-70.45 $\pm$.02
6794047652729201024	311.29	-31.34	102.94 $\pm$.02	281.32 $\pm$.02	-360.15 $\pm$.02
6833292181958100224	317.52	-19.33	30.90 $\pm$.03	90.61 $\pm$.03	-91.00 $\pm$.02
6835588645136005504	320.03	-16.76	20.72 $\pm$.02	59.81 $\pm$.02	-58.13 $\pm$.02
6382640367603744128	340.71	-71.71	27.23 $\pm$.01	94.85 $\pm$.01	-52.38 $\pm$.01
2433191886212246784	353.13	-12.26	36.43 $\pm$.02	139.63 $\pm$.02	-82.07 $\pm$.02
87555176071871744	36.07	20.53	14.13 $\pm$.07	47.04 $\pm$.08	-39.79 $\pm$.07
68012529415816832	53.76	23.71	19.72 $\pm$.09	51.48 $\pm$.11	-62.85 $\pm$.08
5266270443442455040	94.62	-72.04	25.57 $\pm$.01	-7.71 $\pm$.02	74.41 $\pm$.01
6414282147589248000	272.28	-76.22	36.66 $\pm$.02	7.20 $\pm$.02	-150.57 $\pm$.02
4071532308311834496	281.81	-28.15	16.69 $\pm$.04	14.38 $\pm$.05	-60.94 $\pm$.04
6850555648387276544	302.16	-25.76	17.85 $\pm$.04	35.14 $\pm$.03	-59.42 $\pm$.02
6801191424589717888	317.63	-27.18	24.84 $\pm$.06	70.16 $\pm$.05	-76.06 $\pm$.04
6801191355870240768	317.63	-27.18	24.76 $\pm$.03	68.01 $\pm$.03	-75.68 $\pm$.02
6608255235884536320	338.45	-29.84	19.19 $\pm$.10	65.15 $\pm$.09	-45.92 $\pm$.09
2324205785406060928	353.96	-34.03	26.76 $\pm$.04	101.72 $\pm$.04	-50.22 $\pm$.04
2315849737553379840	7.06	-32.47	28.56 $\pm$.02	112.01 $\pm$.02	-44.58 $\pm$.03
2357025657739386624	12.11	-18.79	19.42 $\pm$.03	73.28 $\pm$.03	-47.15 $\pm$.03
5177677603263978880	41.28	-7.14	14.66 $\pm$.02	45.04 $\pm$.03	-37.59 $\pm$.03
6603693808817829760	341.25	-33.26	48.00 $\pm$.03	176.82 $\pm$.03	-120.88 $\pm$.02

Таблица 2. Лучевые скорости отобранных одиночных звезд

Gaia DR3	α , град	δ , град	$(V_r \pm \sigma)_{Gaia}$, км/с	$(V_r \pm \sigma)_{SIMBAD}$, км/с
66245408072670336	59.39	24.75	11.85 $\pm$ 0.66	14.30 $\pm$ 0.01
2901786974419551488	82.44	-32.65	23.39 $\pm$ 18.39	22.00 $\pm$ 0.60
323896509979863296	76.55	4.66	20.13 $\pm$ 3.73	18.80 $\pm$ 2.40
3231945508509506176	74.90	1.78	18.54 $\pm$ 0.25	19.16 $\pm$ 0.01
4764027962957023104	75.20	-57.26	18.54 $\pm$ 0.22	19.16 $\pm$ 0.01
5412403269717562240	146.62	-44.96	15.84 $\pm$ 3.39	15.69 $\pm$ 1.52
5963633872326630272	255.67	-45.37	-3.65 $\pm$ 0.43	-2.63 $\pm$ 0.18
5924485966955008896	262.48	-54.26	-1.58 $\pm$ 1.50	3.44 $\pm$ 0.09
4067828843907821824	268.01	-23.97	-10.74 $\pm$ 3.18	-10.23 $\pm$ 1.82
4050178830427649024	271.07	-30.31	-7.19 $\pm$ 1.54	-7.41 $\pm$ 0.24
6648834361774839040	271.48	-57.08	-1.17 $\pm$ 1.59	0.65 $\pm$ 0.21
6649786646225001984	280.52	-55.90	3.12 $\pm$ 26.81	0.43 $\pm$ 0.85
6649788119394186112	280.53	-55.91	0.20 $\pm$ 1.28	1.17 $\pm$ 0.17
6631685008336771072	281.72	-62.18	1.45 $\pm$ 0.46	1.72 $\pm$ 0.01
6736232346363422336	282.69	-31.80	-12.05 $\pm$ 2.24	-8.81 $\pm$ 0.20
6655168686921108864	283.27	-50.18	-3.59 $\pm$ 1.55	-4.20 $\pm$ 0.20
6663346029775435264	290.91	-46.11	-1.29 $\pm$ 0.49	-0.31 $\pm$ 0.49
6764421281858414208	292.52	-29.66	-3.33 $\pm$ 7.13	-5.17 $\pm$ 0.95
6754492966739292928	297.07	-27.34	-6.20 $\pm$ 1.26	-6.26 $\pm$ 0.16
6747467224874108288	299.02	-32.13	-6.57 $\pm$ 0.36	-6.15 $\pm$ 0.05

Таблица 2. Окончание

Gaia DR3	α , град	δ , град	$(V_r \pm \sigma)_{Gaia}$, км/с	$(V_r \pm \sigma)_{SIMBAD}$, км/с
6747106443324127488	300.41	-33.22	-4.13 ± 0.46	-4.36 ± 0.08
6700649538727351040	301.49	-32.28	-6.55 ± 0.61	-5.10 ± 1.30
6794047652729201024	311.29	-31.34	-6.90 ± 0.37	-4.71 ± 0.01
6833292181958100224	317.52	-19.33	-6.43 ± 0.88	-6.14 ± 0.01
6835588645136005504	320.03	-16.76	-6.07 ± 2.08	-5.10 ± 0.62
6382640367603744128	340.71	-71.71	7.02 ± 0.21	7.99 ± 0.02
2433191886212246784	353.13	-12.26	-0.71 ± 0.69	0.83 ± 0.29
87555176071871744	36.07	20.53		8.62 ± 1.22
68012529415816832	53.76	23.71		15.50 ± 1.70
5266270443442455040	94.62	-72.04		16.10 ± 0.01
6414282147589248000	272.28	-76.22		6.98 ± 0.38
4071532308311834496	281.81	-28.15		-7.46 ± 1.65
6850555648387276544	302.16	-25.76		-5.74 ± 1.57
6801191424589717888	317.63	-27.18		-3.80 ± 0.40
6801191355870240768	317.63	-27.18		-4.21 ± 0.33
6608255235884536320	338.45	-29.84		-1.94 ± 0.30
2324205785406060928	353.96	-34.03		5.90 ± 0.78
2315849737553379840	7.06	-32.47	12.08 ± 2.69	6.79 ± 2.66
2357025657739386624	12.11	-18.79	11.81 ± 3.42	7.21 ± 0.68
5177677603263978880	41.28	-7.14	4.39 ± 3.45	11.36 ± 2.29
6603693808817829760	341.25	-33.26	-4.65 ± 3.83	1.84 ± 0.02

собственными движениями и лучевыми скоростями из каталога Gaia DR3. Во вторую выборку вошла 41 звезда с параллаксами, собственными движениями из каталога Gaia DR3 и лучевыми

скоростями из литературных источников. Значения лучевых скоростей мы взяли из электронной базы SIMBAD¹, где можно найти соответствующие ссылки.

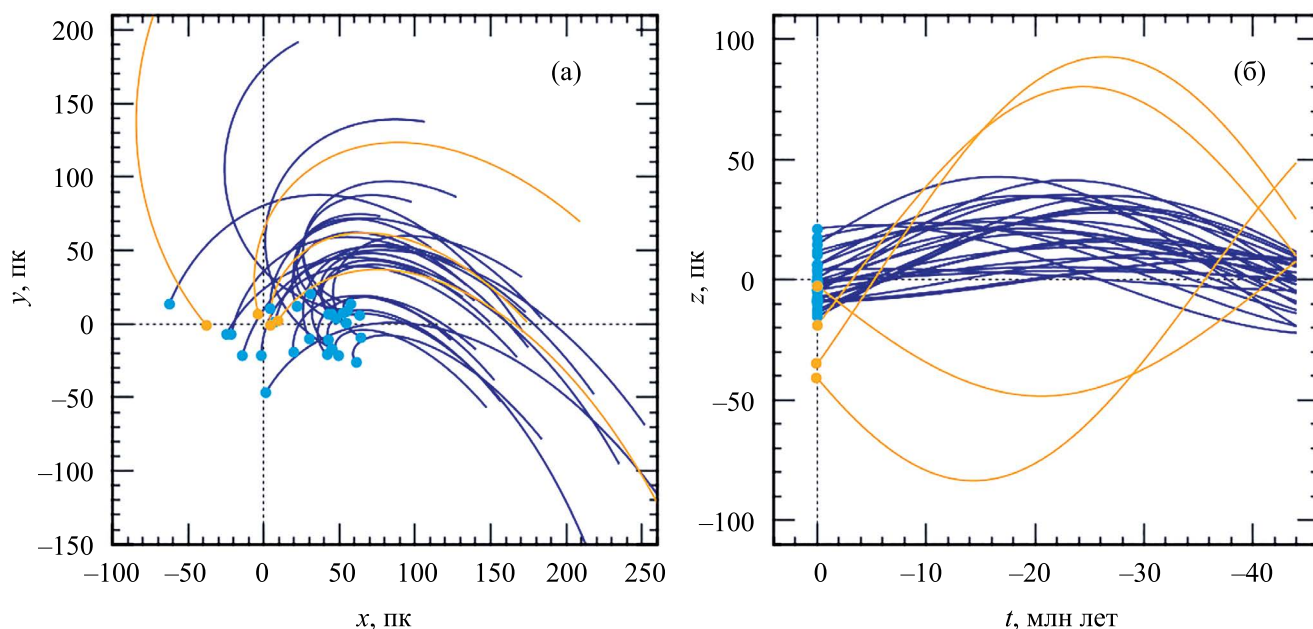


Рис. 1. Распределение 31 члена движущейся группы β Pictoris в проекции на галактическую плоскость xu и их траектории в прошлом (а), вертикальное распределение этих звезд и их траектории в прошлом (б), траектории прослежены на интервале 45 млн лет, оранжевым цветом отмечены траектории четырех звезд, отброшенных при вычислении кинематического центра этой звездной группировки. Все данные для этих звезд были взяты нами из каталога Gaia DR3.

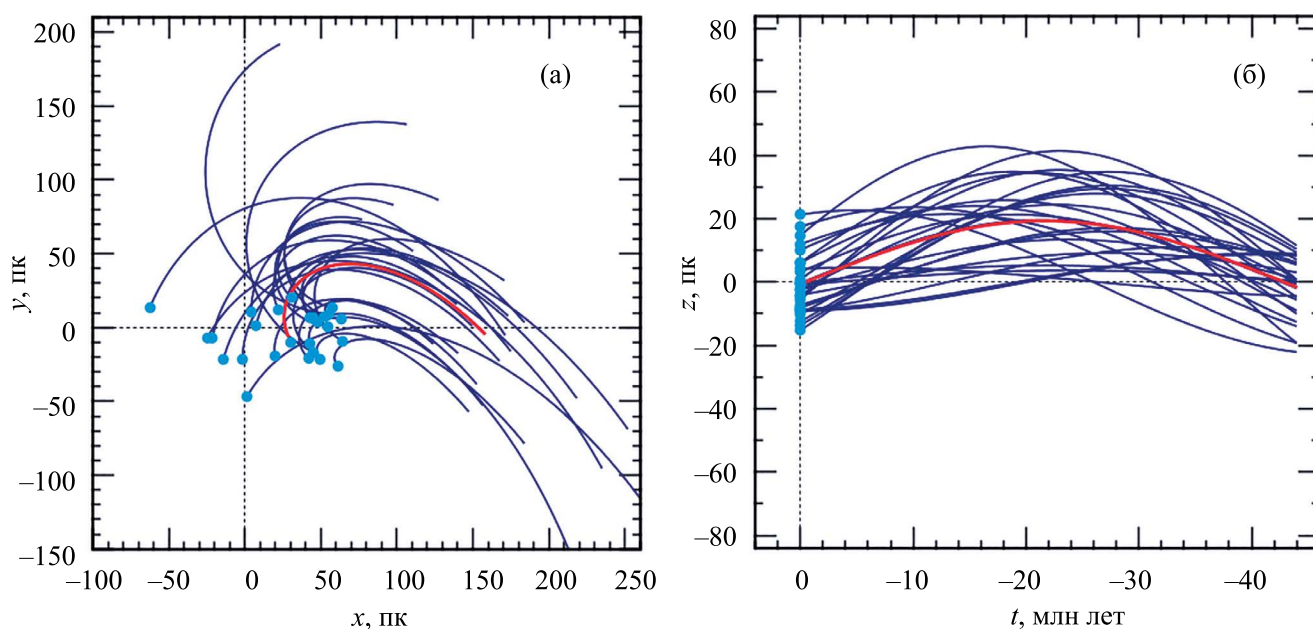


Рис. 2. Распределение 27 членов движущейся группы β Pictoris в проекции на галактическую плоскость xu и их траектории в прошлом (а), вертикальное распределение этих звезд и их траектории в прошлом (б), траектории прослежены на интервале 45 млн лет, траектория кинематического центра этой звездной группировки показана красным цветом. Все данные для этих звезд были взяты нами из каталога Gaia DR3.

¹ <http://simbad.cds.unistra.fr/simbad/>

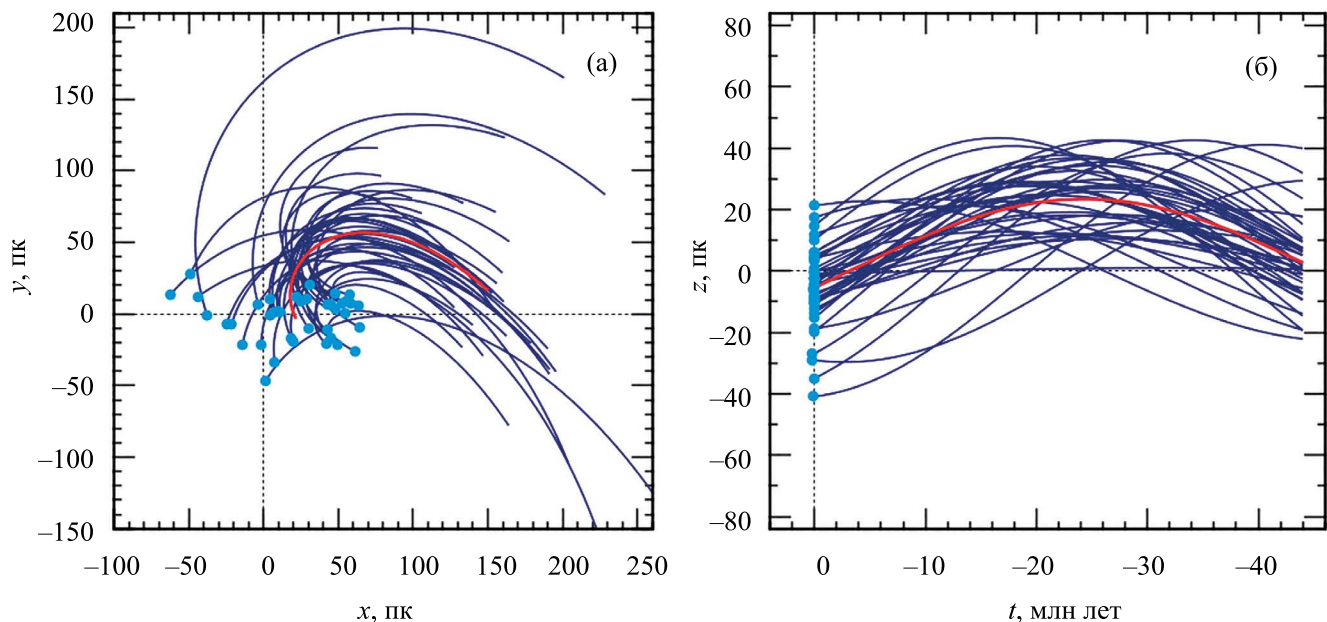


Рис. 3. Распределение 41 члена движущейся группы β Pictoris в проекции на галактическую плоскость xu и их траектории в прошлом (а), вертикальное распределение этих звезд и их траектории в прошлом (б), траектории прослежены на интервале 45 млн лет, траектория кинематического центра этой звездной группировки показана красным цветом. Значения лучевых скоростей этих звезд были взяты нами из электронной базы SIMBAD.

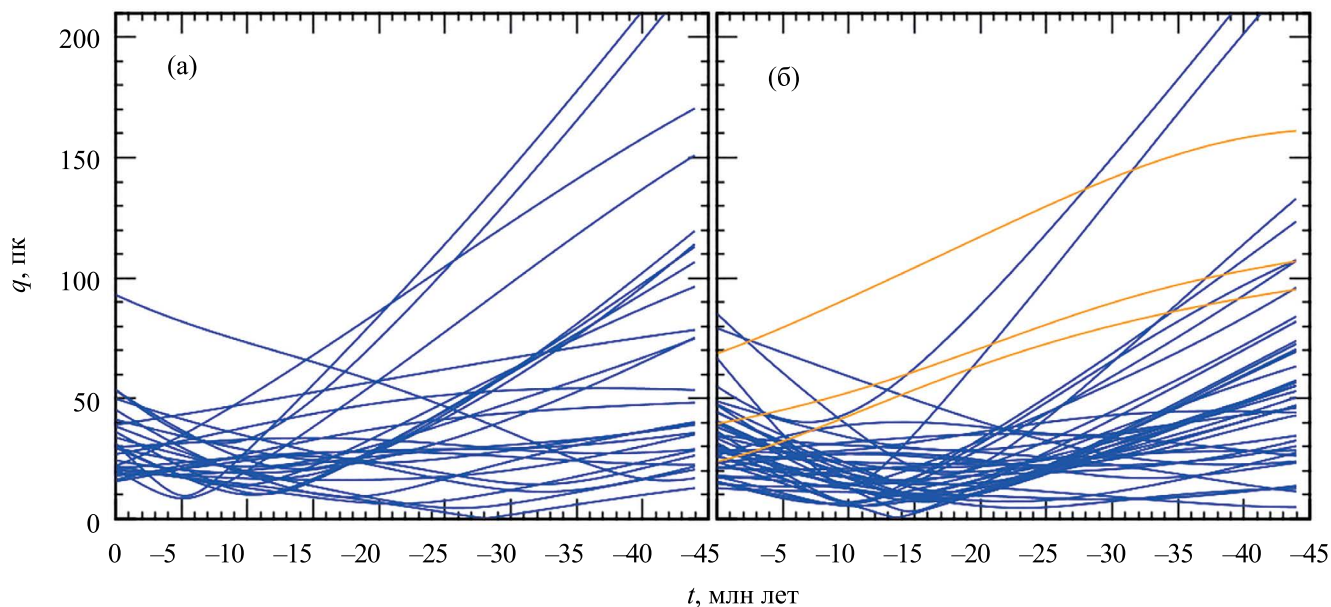


Рис. 4. Отклонения звезд от средней траектории (параметр q) на интервале интегрирования для 27 звезд движущейся группы β Pictoris с лучевыми скоростями из каталога Gaia DR3 (а) и для 41 звезды этой группы с лучевыми скоростями из электронной базы SIMBAD (б), желтым цветом на панели (б) отмечены траектории трех звезд, которые не были использованы при оценивании возраста группы.

Выбор именно одиночных звезд достаточно очевиден. Ведь орбитальное движение компонент двойной или кратной системы вокруг общего центра масс может существенным образом исказить результаты кинематического анализа. Конечно, это рассуждение

относится к тому случаю, когда измерены мгновенные скорости звезд, а параметры орбиты двойной или кратной системы не определены.

Координаты, тригонометрические параллаксы и собственные движения отобранных звезд, взятые

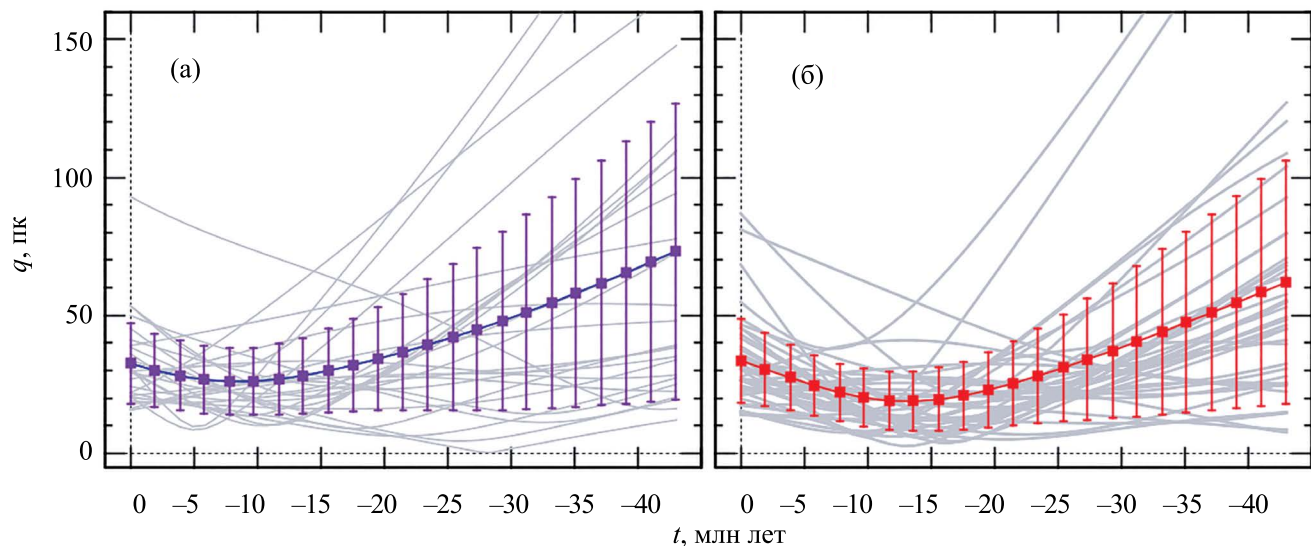


Рис. 5. Отклонения звезд от средней траектории (параметр q) на интервале интегрирования для 27 звезд движущейся группы β Pictoris с лучевыми скоростями из каталога Gaia DR3 (а) и для 38 звезды этой группы с лучевыми скоростями из электронной базы SIMBAD (б), даны усредненные значения с соответствующими дисперсиями.

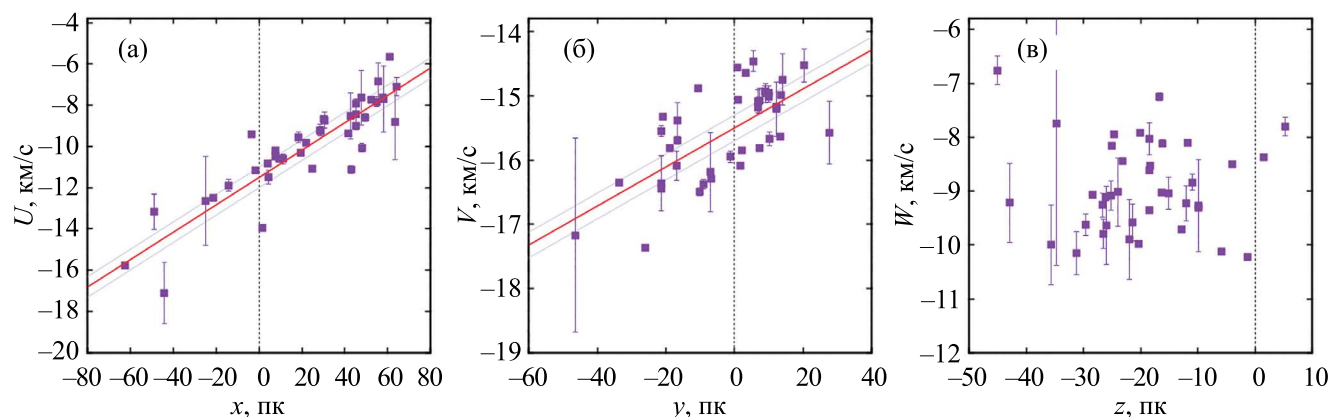


Рис. 6. Скорости U в зависимости от координаты x (а), скорости V в зависимости от координаты y (б) и скорости W в зависимости от координаты z (в) для 38 звезд движущейся группы β Pictoris с лучевыми скоростями из электронной базы SIMBAD.

из каталога Gaia DR3, даны в табл. 1. Два варианта лучевых звезд даны в табл. 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 даны современные положения (голубые кружки) и траектории в прошлом 31 звезды движущейся группы β Pictoris. Параллаксы, собственные движения и лучевые скорости этих звезд были взяты нами из каталога Gaia DR3. Интегрирование орбит звезд в прошлое выполнено на интервале 45 млн лет. По 27 звездам вычислены средние значения положений и скоростей, которые мы считаем характеристиками кинематического центра этой звездной группировки. Четыре звезды, траектории которых показаны оранжевым цветом на рис. 1, были отброшены из-за больших отклонений от среднего тренда. Это звезды со следующими ID Gaia DR3:

$$\begin{aligned} &2315849737553379840, \\ &2357025657739386624, \\ &5177677603263978880, \\ &6603693808817829760, \end{aligned} \quad (3)$$

расположенные в четырех нижних строках табл. 1 и 2. Как можно видеть из табл. 2, значения лучевых скоростей из каталога Gaia DR3 имеют заметные отличия от лучевых скоростей, измеренных наземными способами. Отметим, что эти звезды отбрасываются по критерию 3σ при анализе зависимостей скоростей U, V, W от координат x, y, z , о чем будет сказано ниже.

На рис. 2 даны современные положения и траектории в прошлом 27 звезд движущейся группы β Pictoris вместе с траекторией их кинематического

центра. Отметим, что траектории звезд вычислены с учетом возвышения Солнца над галактической плоскостью. Таким образом, на всех наших рисунках координата z отражает положение звезд относительно плоскости Галактики.

Траектория кинематического центра задается следующим образом. Вычисляем средние значения положений и скоростей звездной группировки $\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0$ и $\bar{U}_0, \bar{V}_0, \bar{W}_0$. С использованием этих значений строится траектория кинематического центра. С использованием разностей (между звездой и кинематическим центром) координат $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ на каждый момент интегрирования для каждой звезды вычисляем значение параметра q следующего вида:

$$q = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}, \quad (4)$$

которое характеризует отклонение звезды от траектории кинематического центра.

На рис. 3 даны современные положения и траектории 41 звезды движущейся группы β Pictoris. Значения лучевых скоростей этих звезд были взяты нами из электронной базы SIMBAD.

На рис. 4 даны значения параметра q как для 27 звезд движущейся группы β Pictoris с лучевыми скоростями из каталога Gaia DR3, так и для 41 звезды с лучевыми скоростями из электронной базы SIMBAD. На основе рис. 4б были отброшены три звезды со следующими ID Gaia DR3:

$$\begin{aligned} 2357025657739386624, \\ 5177677603263978880, \\ 655168686921108864, \end{aligned} \quad (5)$$

так как их траектории сразу сильно удаляются от настоящего положения. Таким образом, из ранее отброшенных четырех звезды списка (3) теперь не все отбраковываются.

Возможно, требуются более точные кинематические данные для трех звезд списка (5). Отметим, что первые две звезды в списке (5) имеют отрицательные значения координаты z с наибольшей абсолютной величиной (на рис. 3б их $z \approx -40$ пк). Эти три звезды не были использованы нами при оценивании возраста движущейся группы β Pictoris.

Рис. 5 фактически повторяет рис. 4 за исключением того, что на обеих панелях рисунка даны сглаженные средние. При этом хорошо видно, что а) размер звездной группировки 30–40 млн лет в прошлом имел существенно больший пространственный размер по сравнению с настоящим, б) имеется минимум средней линии на каждой панели, хотя минимум более глубокий на панели рис. 5б, в) имеется тенденция к расширению звездной

группировки. Отметим, что на рис. 5б орбиты звезд были вычислены относительно новой траектории кинематического центра, вычисленной после исключения отскоков. Анализ 27 звезд с лучевыми скоростями из каталога Gaia DR3 (рис. 5а) дал следующую оценку возраста движущейся группы β Pictoris:

$$t = 8.5 \pm 2.2 \text{ млн лет}, \quad (6)$$

в то время как по 38 звездам с наземными определениями лучевых скоростей (рис. 5б) найдено

$$t = 13.2 \pm 1.4 \text{ млн лет}. \quad (7)$$

Оценки ошибок результатов (6) и (7) были найдены в результате статистического моделирования методом Монте-Карло. При этом предполагалось, что орбиты звезд построены с относительными ошибками 10%, распределенными по нормальному закону.

На рис. 6 даны: зависимость скоростей U от координаты x , где показан найденный методом наименьших квадратов на основе этих данных градиент $\partial U/\partial x = 64.4 \pm 5.2$ км/с/кпк с границами доверительных интервалов; зависимость скоростей V от y и градиент $\partial V/\partial y = 30.4 \pm 5.4$ км/с/кпк, а также зависимость скоростей W от z . Фактически по данным трех представленных на рисунке панелей имеем возможность определить три градиента, которые в линейной модели Огородникова–Милна (Огородников, 1965; Бобылев, Байкова, 2023) являются диагональными членами матрицы деформации и описывают эффекты расширения звездной системы.

Для построения рис. 6 были использованы 38 звезд движущейся группы β Pictoris с лучевыми скоростями из базы SIMBAD. Зависимость вертикальных скоростей W от координаты z отсутствует, что хорошо видно из рис. 6в. Вернее, значение градиента $\partial W/\partial z$ близко к нулю, но ошибка определения этого значения очень велика, ~ 12 км/с/кпк. Поэтому значение коэффициента объемного расширения звездной системы ($K_{xyz} = (\partial U/\partial x + \partial V/\partial y + \partial W/\partial z)/3$) надежно определить не удастся.

На основе градиентов $\partial U/\partial x$ и $\partial V/\partial y$ можем оценить плоский эффект линейного расширения звездной системы, $K_{xy} = (\partial U/\partial x + \partial V/\partial y)/2$ (расширение в плоскости xy):

$$K_{xy} = 48 \pm 5 \text{ км/с/кпк} \quad (8)$$

и найти промежуток времени, прошедший от начала расширения этой звездной системы до настоящего момента, $t = 977.5 / K_{xy}$:

$$t = 20 \pm 2 \text{ млн лет}. \quad (9)$$

ОБСУЖДЕНИЕ

В работе Ли и др. (2024) возраст движущейся группы β Pictoris оценивался несколькими методами: а) путем подгонки к подходящей изохроне, б) путем подгонки границ истощения лития к моделям, которые учитывают влияние магнитной активности и пятен на молодых, быстро вращающихся звездах. Эти авторы установили, что оценки возраста сильно зависят от использованной модели. Магнитные модели с возрастом 23 ± 8 млн лет наилучшим образом соответствуют границе истощения лития, а 33^{+9}_{-11} млн лет лучше соответствуют диаграмме вида $M_G - R_p$ — показатель цвета $B_p - R_p$. При этом стандартная магнитная модель Дартмута с возрастом 11^{+4}_{-3} млн лет обеспечивает наилучшее соответствие диаграмме вида $M_{K_S} - R_p$ — показатель цвета $B_p - R_p$. Таким образом, оценки возраста движущейся группы β Pictoris, полученные этими авторами по самым современным данным, заключены в широком интервале величин [11–33] млн лет.

Отметим обширную сводку результатов определения различными авторами возраста движущейся группы β Pictoris, представленную в работе Мамаека, Белла (2014). Применяя изохронный фиттинг, эти авторы нашли 22 ± 3 млн лет, а в сочетании с результатом анализа содержания лития они получили 23 ± 3 млн лет. В работе Мирет-Ройга и др. (2020) также дана сводка оценок возраста движущейся группы β Pictoris, охватывающая 20 результатов, полученных с 1999 по 2020 год. Из таблицы 6 этих авторов видно, что оценки лежат примерно в интервале [10–50] млн лет, хотя в основном группируются вблизи значения 20 млн лет.

Полученная в настоящей работе оценка находится в хорошем согласии с кинематическими оценками, полученными рядом авторов. Например, в работе Кранделла и др. (2019) было идентифицировано 10 новых вероятных членов, а также подтверждены 48 кандидатов в члены движущейся группы β Pictoris. С использованием данных каталога Gaia DR2 (Коллаборация Gaia, 2018) и лучевыми скоростями из литературы найдена оценка 17.8 ± 1.2 млн лет.

В работе Мирет-Ройга и др. (2020) с использованием данных из каталога Gaia DR2 для 81 звезды получена кинематическая оценка $18.5^{+2.0}_{-2.4}$ млн лет. При этом были привлечены значения лучевых скоростей звезд, полученные различными авторами в результате наземных наблюдений.

Кутюр и др. (2023) по данным каталога Gaia DR3 для 25 членов движущейся группы β Pictoris получили кинематическую оценку ее возраста 20.4 ± 2.5 млн лет.

В работе Торреса и др. (2006) при анализе около 40 членов движущейся группы β Pictoris был

найден градиент $\partial U / \partial x = 53$ км/с/кпк (без указания ошибки), который можно интерпретировать как параметр расширения данного скопления вдоль координаты x . Найденное нами значение этого параметра находится в хорошем согласии с оценкой Торреса и др. При этом наш результат (8) более интересен, более физичен, описывает реальное распределение векторов скоростей в плоскости xu .

В целом можем заключить, что имеется неплохое согласие с кинематическими оценками возраста движущейся группы β Pictoris, полученными в настоящей работе и аналогичными оценками других авторов. Существенно худшее согласие имеется между кинематическими оценками возраста и оценками, полученными альтернативными способами в работе Ли и др. (2023).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным из работы Ли и др. (2024) нами были сформированы две рабочие выборки одиночных звезд, вероятных членов движущейся группы β Pictoris. В первую вошла 31 звезда с тригонометрическими параллаксами, собственными движениями и лучевыми скоростями из каталога Gaia DR3. Во вторую — 41 звезда с параллаксами, собственными движениями из каталога Gaia DR3 и лучевыми скоростями из электронной базы SIMBAD.

Для оценки кинематического возраста движущейся группы β Pictoris были построены орбиты звезд в прошлом на интервале 45 млн лет, и определен момент, когда звездная группировка имела минимальный пространственный размер. Показано, что оценки кинематического возраста движущейся группы сильно зависят от использованных значений лучевых скоростей звезд-кандидатов. При этом видно, что лучевые скорости анализируемых звезд, полученные в результате наземных наблюдений (взяты из базы SIMBAD), являются более надежными по сравнению с представленными в каталоге Gaia DR3. Они измерены с меньшими случайными ошибками, их использование дает более согласованные между собой результаты.

В итоге по 38 звездам с наземными определениями лучевых скоростей мы получили оценку возраста двумя способами. Обе оценки являются кинематическими. Во-первых, изучение траекторий звезд, построенных в прошлое, дает оценку $t = 13.2 \pm 1.4$ млн лет (результат (7)). Во-вторых, анализ мгновенных скоростей звезд позволяет говорить о расширении этой звездной системы, происходящем, по крайней мере, в галактической плоскости xu (плоский K -эффект). На основе этого эффекта найден промежуток времени, прошедший от начала расширения движущейся группы β Pictoris до настоящего момента, $t = 20 \pm 2$ млн лет (результат (9)).

Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания, которые способствовали улучшению работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агекян Т.А., Орлов В.В., Астрон. журн. **61**, 60 (1984) [T.A. Agekyan, V.V. Orlov, SovA **28**, 36 (1984)].
2. Баррадо-и-Наваскуэс и др. (D. Barrado y Navascués, J.R. Stauffer, I. Song, and J.-P. Caillault), *Astrophys. J.* **520**, L123 (1999)
3. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **42**, 3 (2016) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **42**, 1 (2016)].
4. Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **49**, 495 (2023) [V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **49**, 410 (2023)].
5. Бойст и др. (H. Beust, J. Milli, A. Morbidelli, S. Lacour, A.-M. Lagrange, G. Chauvin, M. Bonnefoy, and J. Wang), *Astron Astrophys.* **683**, id. A89 (2024).
6. Глизе (W. Gliese), *Catalog of Nearby Stars* (Veröff. Astron. Rechen-Inst. (Heidelberg), **22**, 1969).
7. Кисс и др. (L.L. Kiss, A. Moór, T. Szalai, J. Kovacs, D. Bayliss, G.F. Gilmore, O. Bienayme, J. Binney, et al.), *MNRAS* **411**, 117 (2011).
8. Коллаборация Gaia (Gaia Collaboration, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, A. Vallenari, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, U. Bastian, M. Biermann, et al.), *Astron. Astrophys.* **595**, A1 (2016).
9. Коллаборация Gaia (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, 1 (2018).
10. Коллаборация Gaia (Gaia Collaboration, A. Vallenari, A.G.A. Brown, T. Prusti, et al.), arXiv: 2208.0021 (2022).
11. Крисанова О.И., Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. **46**, 395 (2020) [O.I. Krisanova, V.V. Bobylev, A.T. Bajkova, *Astron. Lett.* **46**, 370 (2020)].
12. Кранделл и др. (T.D. Crundall, M.J. Ireland, M.R. Krumholz, Ch. Federrath, M. Zerjal, and J.T. Hansen), *MNRAS* **489**, 3625 (2019).
13. Кутюр и др. (D. Couture, J. Gagné, and R. Doyon), *Astrophys. J.* **946**, 6 (2023).
14. Ли и др. (R.A. Lee, E. Gaidos, J. van Saders, et al.), *MNRAS* **528**, 4760 (2024).
15. Линдблад (B. Lindblad), *Arkiv för Mat., Astron., och Fysik*, Bd. **20**, A, No 17 (1927).
16. Мало и др. (L. Malo, É. Artigau, R. Doyon, D. Lafreniere, L. Albert, and J. Gagne), *Astrophys. J.* **788**, 81 (2014).
17. Мамаек, Белл (E.E. Mamajek and C.P.M. Bell), *MNRAS* **445**, 2169 (2014).
18. Мирет-Ройг и др. (N. Miret-Roig, P.A.B. Galli, W. Brandner, H. Bouy, D. Barrado, J. Olivares, T. Antoja, M. Romero-Gomez, F. Figueras, and J. Lillo-Box), *Astron. Astrophys.* **642**, A179 (2020).
19. Огородников К.Ф., *Динамика звездных систем* (М.: Физматгиз, 1965) [K.F. Ogorodnikov, *Dynamics of stellar systems* (Oxford: Pergamon, Ed. Beer, A. 1965)].
20. Ридель и др. (A.R. Riedel, C.T. Finch, T.J. Henry, J.P. Subasavage, W.-Ch. Jao, L. Malo, D.R. Rodriguez, R.J. White, et al.), *Astron. J.* **147**, 85 (2014).
21. Торрес и др. (C.A.O. Torres, G.R. Quast, L. da Silva, R. de La Reza, C.H.F. Melo, and M. Sterzik), *Astron. Astrophys.* **460**, 695 (2006).
22. Холмберг, Флинн (J. Holmberg and C. Flinn), *MNRAS* **352**, 440 (2004).
23. Цукерман и др. (B. Zuckerman, I. Song, M.S. Bessell, and R.A. Webb), *Astrophys. J.* **562**, L87 (2001).
24. Школьник и др. (E.L. Shkolnik, K.N. Allers, A.L. Kraus, M.C. Liu, and L. Flagg), *Astron. J.* **154**, 69 (2017).
25. Шлидер и др. (J.E. Schlieder, S. Lépine, and M. Simon), *Astron. J.* **140**, 119 (2010).
26. Шлидер и др. (J.E. Schlieder, S. Lépine, and M. Simon), *Astron. J.* **143**, 80 (2012).
27. Шонрих и др. (R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen), *MNRAS* **403**, 1829 (2010).
28. Эгген (O. Eggen), *MNRAS* **120**, 563 (1960).
29. The HIPPARCOS and Tycho Catalogues, ESA SP-1200 (1997).

СПЕКТРОСКОПИЯ В- И Ве-ЗВЕЗД В ОЧЕНЬ МОЛОДОМ РАССЕЯННОМ ЗВЕЗДНОМ СКОПЛЕНИИ IC 1805

© 2024 г. А. Е. Тарасов^{1*}

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

Поступила в редакцию 12.12.2023 г.

После доработки 27.02.2024 г.; принята к публикации 27.02.2024 г.

По спектрам умеренного разрешения в области 4200–5200 Å исследованы звезды спектральных классов поздние О – ранние В в очень молодом рассеянном звездном скоплении IC 1805. Температуры исследуемых звезд получены дифференциальным методом, в котором выбирались простые параметры для ряда спектральных линий, а затем сравнивались с аналогичными параметрами из обширной выборки О–В звезд. Для них по моделям атмосфер были получены аккуратные оценки T_{eff} . Применение данного метода для исследуемой выборки объектов позволило уверенно определить возраст скопления $t = 2 \pm 0.5$ млн лет и модуль расстояния до скопления $(v - V)_0 = 11.5^m$. Исследована спектральная переменность эмиссионного спектра единственной Ве-звезды раннего спектрального класса В MWC 50, входящей в скопление. Показано, что она является классической Ве-звездой, видимой вероятно с полюса, и не имеет долговременную переменность профилей, характерную для многих классических Ве-звезд.

Ключевые слова: звезды, спектральные наблюдения, рассеянные звездные скопления, Ве-звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824040045, **EDN:** NRQOQI

ВВЕДЕНИЕ

Рассеянные звездные скопления традиционно являются важными объектами при исследовании эволюции звезд различных масс. Однако, несмотря на значительное их количество в Галактике, достаточно уверенное определение возраста, выполненное несколькими методами, остается явно недостаточным. На это есть ряд объективных причин, таких как наличие небольшого количества ярких скоплений, проблема выделения членов скоплений в густонаселенных рукавах Галактики, корректный учет межзвездного поглощения и др. Настоящая работа является продолжением исследования В- и Ве-звезд ранних спектральных классов (В0–В3) в молодых звездных скоплениях с возрастом менее 25 млн лет (Тарасов, Мальченко; 2012; Тарасов, 2017).

Очень молодое рассеянное звездное скопление IC 1805 является частью ОВ ассоциации Cas ОВ6 рукава Персея и расположено внутри области Н II W4. Центр скопления привязан к массивной двойной системе HD 15558 спектрального класса О5, не являющейся членом данного скопления.

Скопление хорошо изучено фотометрически. В системе *UBV* оно исследовалось Хоаг и др. (1961), что позволило существенно упростить сведение к единой системе последующие наблюдения: Бланко и др. (1968), Ишида (1969), Моффат (1972), Массей и др. (1995) и др. Также выполнены исследования в среднеполосной Вильнюсской системе

(Страйжис и др., 2013). Спектральная классификация для ярких звезд спектральных типов О–В выполнялась неоднократно, например, в работах Морган и др. (1955), Валборн (1972, 1973), Массей и др. (1995), Ши и Ху (1999) и др. Исследование принадлежности звезд к скоплению IC 1805 по их собственным движениям выполнены Василевский и др. (1965) и Сандерс (1972). Было показано, что скопление протяженно, имеет диаметр 20–25 arcmin с низкой концентрацией звезд к центру. Расстояние до скопления, полученное из спектроскопических наблюдений, оценено в 1.9–2.4 кпк. Более аккуратные оценки получены из радио параллакс мазеров в области молекулярного облака W4 Ху и др. (2006) и Хашисука и др. (2006) и составили 1.95–2.04 кпк.

Из-за того, что большинство объектов скопления слабые, спектральные исследования физических параметров звезд немногочисленны и сосредоточены, в основном, на исследовании атмосфер и их нестационарности у О-звезд. Массовое определение параметров атмосфер В-звезд с высоким спектральным разрешением в ограниченном диапазоне длин было выполнено Хуанг и др. (2010). Скорости вращения В0–В3 звезд исследовались Вольф и др. (2007). Рау и Назе (2016) исследовали ряд О и В звезд на предмет двойственности и свойств их рентгеновского излучения.

Возраст скопления IC 1805 определялся в работах, посвященных фотометрическим наблюдениям. Большинство авторов оценивали его в 1–6 млн лет.

* Электронный адрес: aetarasov@mail.ru

Это означает, что только наиболее массивные О-звезды покинули начальную Главную последовательность, остальные О- и ранние В-звезды расположены вблизи линии нулевого возраста, а менее массивные объекты еще не достигли ее и являются либо Ae/Be-звездами Хербига, либо Т Тау объектами. Таким образом, уверенное определение возраста скопления связано, прежде всего, с определением параметров атмосфер наиболее горячих О-звезд с пекулярными атмосферами и протяженными оболочками и уверенными определениями температур поздних спектральных классов О- и ранних В-звезд. До настоящего времени проведено единственное спектроскопическое исследование с высоким спектральным разрешением и с выборкой по значительному количеству звезд. Хуанг и др. (2010) определили физические характеристики атмосфер В-звезд по спектрам с высоким разрешением, но в узком спектральном диапазоне $H\gamma - MgII\ 4481\ \text{\AA}$. В остальных случаях физические характеристики В-звезд оценены только по безщелевым спектральным наблюдениям.

Поэтому основной целью настоящей работы было аккуратное определение температур поздних О-ранних В звезд скопления, их положения на Главной последовательности и, следовательно, уточнения возраста скопления методом, отличным от фотометрического на основе спектральных наблюдений. Дополнительно исследован спектр единственной Be-звезды скопления MWC 50.

НАБЛЮДЕНИЯ

Все спектральные наблюдения ОВ-звезд скопления IC 1805 выполнены со спектрографом умеренного разрешения, установленным в фокусе Нэсмита 2.6-м телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории РАН. Спектры были получены в области длин волн $4200-5200\ \text{\AA}$ с разрешением около $1.5\ \text{\AA}$ и отношением сигнал/шум, как правило, лучше 100. Всего были получены спектры для 24 О- и В-звезд скопления и нескольких звезд, которые оказались звездами фона. Последние были исключены при последующем анализе. Дополнительно, с теми же аппаратными установками были получены спектры более 30 В-звезд из списка Любимков и др. (2000, 2002), для которых с высокой точностью определены параметры их атмосфер. Эти спектры в дальнейшем были использованы при определении эффективной температуры T_{eff} для В-звезд скопления.

Последующая обработка спектрограмм выполнялась по стандартной методике, включающей учет плоского поля, вычитание свечения ночного неба и рассеянного света, привязку к шкале длин волн по линиям гелий-неоновой лампы и нормировку к континууму с помощью полиномиального сплайна. Барицентрические Юлианские даты

приводились на середину каждой экспозиции. Для корректного исключения событий, связанных с попаданием на спектр космических частиц, каждый спектр обычно состоял из двух либо трех экспозиций продолжительностью до 30 мин. Точность привязки спектра к шкале длин волн была не хуже $10\ \text{km s}^{-1}$.

Полный список исследованных В-звезд скопления приведен в табл. 1. В ней представлены названия звезд; звездные величины из базы данных WEBDA (<https://webda.physics.muni.cz/>), основанные на компиляции нескольких литературных источников; барицентрические Юлианские даты на середину каждой экспозиции спектров; определенные в настоящей работе T_{eff} (см. ниже) и параллаксы звезд по данным каталога Gaia-DR2 (Группа Гая и др., 2013).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР В-ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЯ

При определении эффективной температуры T_{eff} поздних О- и В-звезд скопления был применен дифференциальный метод. Поскольку возраст скопления приблизительно известен и лежит, по разным оценкам, в пределах 1–6 млн лет, разумно предположить, что все В-звезды спектральных классов В0–В6 являются нормальными карликами. Исходя из этого, нами получены спектры более 30 звезд из списка Любимков и др. (2000, 2002), удовлетворяющие данному критерию, с теми же аппаратными установками спектрографа, которые использовались при наблюдениях звезд скопления.

Поскольку определение параметров атмосфер стандартных звезд выполнено очень аккуратно, по спектрам высокого разрешения, разумно выбрать ряд простых критериев, позволяющих сравнить спектры звезды скопления и стандартных объектов. Проще всего в нашем случае оценить эффективные температуры звезд T_{eff} , что дает возможность исключить цвет звезд (обычно $B - V$) при определении эволюционного статуса членов скопления. Другой важный параметр, $\log g$, напрямую связанный со светимостью звезды, более сложен в определении и по спектрам нашего качества менее предпочтителен определению блеска звезды.

Для определения температуры были выбраны следующие параметры спектров: отношение остаточных потоков линий $F_{\text{HeI}4471} / F_{\text{MgII}4481}$; эквивалентные ширины линий W_{λ} у $H\beta$ и $H\gamma$, измеренные в спектральном диапазоне $\pm 30\ \text{\AA}$ от центра линии (принято, что все объекты являются нормальными карликами, расположенными в начале Главной последовательности); остаточные потоки линий металлов, таких как OII 4640, 4349, 4367, 4415, 4417, 4642, 4649, 4591, 4661, 4705 $\text{\AA}$, CII 4267, 4735, 4744 $\text{\AA}$, SiIII 4552, 4568 $\text{\AA}$, SiII 5041, 5056

Таблица 1. Физические параметры ОВ-звезд скопления IC 1805

Звезда	V	JDh (2400000)	T_{eff} , К	π , мкс дуги
LSI +61° 285	10.650	56904.417 58838.227	26000 ± 480	0.518 ± 0.022
BD +60° 496	10.555	56945.201 58157.288 59517.283	26500 ± 450	0.471 ± 0.020
MWC 50	10.880	56537.418 56945.255 58780.251	27000 ± 2300	0.448 ± 0.047
BD +60° 499	10.270	58779.381 59517.405	27100 ± 490	0.487 ± 0.014
LSI +61° 281	11.020	56904.526 58779.284 59514.213	20500 ± 470	0.640 ± 0.119
MASS J02324271+6129345	11.250	58779.214	20000 ± 500	0.441 ± 0.018
MASS J02324603+6127568	12.000	58720.407	18500 ± 520	0.461 ± 0.015
HD 15570	8.111	56780.203	38000	0.442 ± 0.023
MASS J02325494+6129506	12.470	58778.437	15500 ± 470	0.495 ± 0.011
LSI +61° 290	11.565	58719.503 58780.417 59814.471	21000 ± 460	0.486 ± 0.023
BD +60° 506	11.154	58778.256 59486.455 59814.332	21100 ± 480	0.461 ± 0.019
LSI +61° 292	11.562	58777.295 59486.525 59814.423	20500 ± 450	0.414 ± 0.026
HD 15629	8.417	58780.511	40500	0.485 ± 0.018
MASS J02325466+6122533	12.240	59517.548	16700 ± 510	0.473 ± 0.013
MASS J02343148+6130350	11.510	59825.338	20000 ± 500	0.452 ± 0.022
LSI +61° 294	10.890	59825.296	23500 ± 460	0.387 ± 0.116
LSI +61° 288	11.710	59517.456	20000 ± 500	0.485 ± 0.022
LSI +61° 283	11.400	59485.336 59486.318	20500 ± 480	0.432 ± 0.024

Å (их потоки существенно меняются в изучаемом диапазоне температур), несколько линий HeI и линия HeII 4686 как индикатор температуры наиболее горячих В- и поздних О-звезд. При измерении W_λ (H γ) фактически измерялась бленда, куда, помимо H γ , входил ряд линий ОП в красном крыле, которые при нашем спектральном разрешении образовывали неразделяемую депрессию. Измерение W_λ (H β) также имело сложности, связанные с удаленностью скопления (~ 2.0 кпк, Ху и др., 2006, Хашисука и др., 2006) и присутствием относительно интенсивной межзвездной депрессии неизвестного происхождения в красном крыле линии (Хербиг, 1975). Она аппроксимировалась профилем Гаусса по красному крылу депрессии и вычиталась (детали методики ее учета более подробно описаны в Тарасов и др., 2016). Точность измерения эквивалентных ширин по линиям HI была ниже еще и вследствие необходимости однородного проведения континуума.

Критерии, выбранные для определения T_{eff} , имеют различную чувствительность в зависимости от температуры звезды. На рис. 1а и 1б приведены в качестве примера полученные зависимости для определения температуры по параметрам $F_{\text{HeI}4471} / F_{\text{MgII}4481}$ и W_λ H γ . На рисунках крестиками отмечены стандартные звезды с известными температурами и измеренными по нашим спектрам параметрами. Непрерывная линия соответствует полученной полиномиальной зависимости, которая в дальнейшем используется для нахождения температуры звезды для каждого параметра. Заполненными кружками отмечены исследуемые объекты, чьи температуры были получены по совокупности критериев. Процедура определения T_{eff} обычно состояла из ее оценки по линиям HI и HeI, отношения $F_{\text{HeI}4471} / F_{\text{MgII}4481}$, наличия линии HeII 4686 и ее интенсивности, интенсивности линий триплета SiIII и затем последовательно оценки потоков в линиях других металлов. Для каждого из измеренных параметров оценивался диапазон погрешностей, сильно зависящий от температуры рассматриваемого объекта. Финальное стандартное отклонение от среднего в измерении T_{eff} рассчитывалось исходя из совокупности погрешностей всех измеренных параметров. В случае получения более одного спектра объекта, оценка температуры производилась независимо для каждого спектра. В табл. 1 приведены полученные оценки T_{eff} вместе со среднеквадратичными погрешностями измерений.

С учетом аккуратного подбора стандартных звезд с ограниченным набором светимостей, соответствующих приблизительно известному возрасту скопления, был получен результат, сопоставимый по точности для случая прямого применения моделей атмосфер к спектрам имеющегося спектрального разрешения. Это позволило заметно упростить работу со значительным количеством

наблюдаемого материала с умеренным спектральным разрешением.

Для каждого из выбранных критериев были получены зависимости их изменения с температурой, которые затем аппроксимировались полиномами. По совокупности перечисленных выше критериев, погрешности при определении T_{eff} для не эмиссионных О-, В-звезд не превышали 500° . Следует учесть, что погрешности в независимых определениях температуры каждой из стандартных звезд из списка Любимков и др. (2000, 2002) лежат в сопоставимых пределах. Наши оценки T_{eff} для звезд скопления IC 1805 представлены в табл. 1. В таблицу добавлены две пекулярные звезды очень раннего спектрального класса HD 15570 (O4If) и HD 15629 (O4V(fc)). Спектры для этих звезд были получены, но температуры не определялись, а взяты из работ Борет и др. (2012) и Пулс и др. (2005) соответственно. Эти единственные две звезды из нашего списка, которые покинули начальную Главную последовательность, и, следовательно, по их температурам можно существенно уточнить возраст скопления. Обе звезды – как минимум, двойные системы с пекулярными эмиссионными спектрами (Пау, Назе, 2016), поэтому определение температуры требует специальных модельных расчетов.

Погрешности в определении T_{eff} для Ве-звезд MWC 50 существенно выше и составляют около 2000° . Это связано с тем, что при оценке T_{eff} использовался, в основном, только параметр $F_{\text{HeI}4471} / F_{\text{MgII}4481}$ и линии HeI. Полученные оценки температуры Ве-звезд также приведены в табл. 1. Детальное исследование атмосфер ряда звезд скопления IC 1805 выполнялось ранее в работе Хуанг и др. (2010). Для определения параметров атмосфер звезд скопления ими использовались только линия H γ и стандартные ЛТР модели Куруца. Звезды, для которых выполнены измерения T_{eff} нами и этими авторами, представлены на рис. 2. Как следует из рисунка, в некоторых случаях расхождения в оценках температуры звезд весьма значительны и существенно превышают приводимые погрешности. На наш взгляд, столь значительные расхождения связаны, прежде всего, с использованием единственной линии H γ при одновременном определении T_{eff} и $\log g$.

ВОЗРАСТ СКОПЛЕНИЯ IC 1805

Скопление IC 1805 достаточно удалено и расположено на краю внутренней стороны рукава Персея. В этом направлении расположено относительно немного звезд фона этого рукава, но присутствует заметное количество звезд рукава Ориона, что подтверждается детальными среднелентными

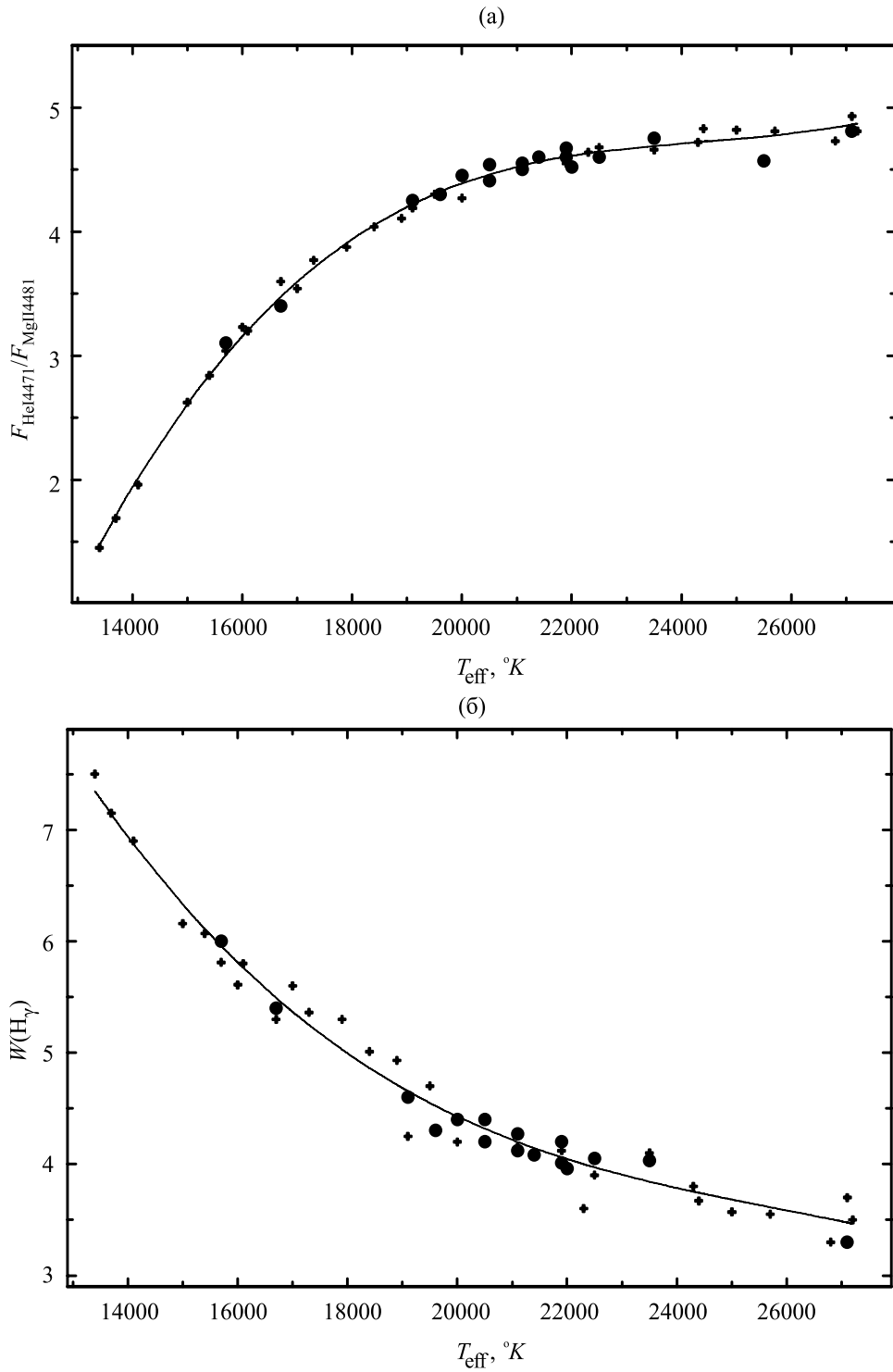


Рис. 1. Примеры зависимостей, используемых для определения T_{eff} из наблюдаемых параметров спектральных линий, $F_{\text{HeI4471}} / F_{\text{MgII4481}}$ (а) и $W_{\lambda} \text{H}_{\gamma}$ (б). Крестиками отмечены параметры стандартных звезд из списка Любимков и др. (2000, 2002), полученные в данной работе с теми же аппаратными установками, как и для исследуемых объектов; непрерывная линия — полиномиальная зависимость, построенная по этим данным; заполненные кружки — найденные оценки температуры исследуемых звезд по совокупности нескольких критериев, список которых приведен в тексте.

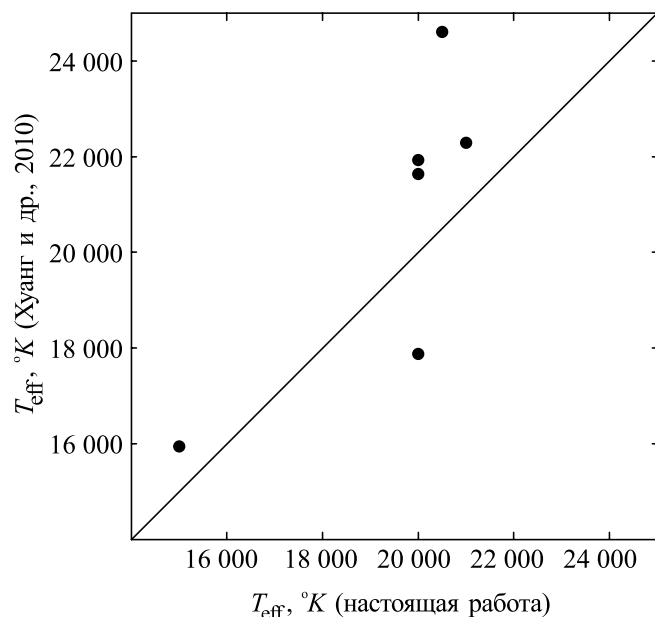


Рис. 2. Сопоставление полученных оценок T_{eff} для В-звезд скопления IC 1805 в настоящей работе и данных, взятых из работы Хуанг и др. (2010).

фотометрическими исследованиями в видимой и ближайшей инфракрасных областях (Страйжис и др., 2013). Тем не менее, расположение скопления внутри полости НII молекулярного облака W4 затрудняет определение принадлежности звезд к скоплению и, соответственно, нахождение его базовых параметров. Идентификация членов скопления выполнялась в нескольких работах, во всех случаях за основу брались результаты широкополосной фотометрии. Наиболее детальными можно считать исследования, выполненные Массей и др. (1995). Вместе с исследованиями собственных движений, выполненными Василевским и др. (1965) и Сандерс (1972), этими авторами созданы наиболее обширные списки звезд-членов скопления и определены базовые параметры скопления.

При определении возраста скопления нами использовались наблюдения в фильтре V , взятые из базы данных WEBDA, а также определенные выше значения T_{eff} , которые приведены в табл. 1. Межзвездное поглощение A_V в направлении на скопление детально исследовано в работе Страйжис и др. (2013) и составляет около 2.5^m . На рис. 3 изображены полученные результаты. Как следует из рисунка, нам удалось уверенно оценить возраст скопления, используя эффективную температуру как независимый от фотометрических наблюдений параметр. Изохрона, приведенная на рисунке, построена по эволюционным моделям Брессан и др. (2012) для солнечной металличности. Наилучшее согласие наблюдаемых данных с теоретическими расчетами получено для возраста скопления $t = 2.0 \pm 0.5$ млн лет и модуля расстояния $(v - V)_0 = 11.5^m$.

Последний параметр совпадает с оценкой Страйжис и др. (2013). Как видно на рисунке, все исследуемые объекты, поздние О — ранние В звезды, расположены вблизи начальной Главной последовательности. Более точной оценки возраста скопления препятствует точность в определении температур наиболее горячих звезд спектрального класса О4 HD 15570 и HD 15620. Оба объекта обладают peculiar спектрами, поэтому определение их температур объективно затруднено.

Дополнительными аргументами в пользу верности найденного возраста скопления является отсутствие Ве-звезд Херbiga с температурами $15\,000^\circ\text{K} - 19\,000^\circ\text{K}$. Для них характерен эмиссионный спектр, как минимум, в линиях H I и значительные избытки цвета в инфракрасной области, вызванные пылевыми оболочками. Этот тип звезд присутствует в скоплении у звезд с существенно более низкими температурами и спектральным классом поздний В. Ве-звезды Херbiga в исследуемом нами интервале температур должны отсутствовать при возрасте скопления IC 1805 менее 1.5 млн лет, что является нижней границей при определении возраста. На рис. 3 нижняя штриховая изохрона построена для возраста 1 млн лет, для которой наиболее холодные звезды нашей выборки должны быть Ве-звездами Херbiga. Верхняя граница возраста определяется менее уверенно и зависит в большей степени от точности определения возраста наиболее горячих О-звезд скопления, но не может превышать 2.5 млн лет. На рис. 3 верхняя штриховая изохрона построена для возраста скопления 3 млн лет.

Параллаксы исследуемых звезд скопления, полученные с помощью телескопа Gaia, взятые из каталога DR2 (Группа Гая и др., 2018) и приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, параллаксы подтверждают заметное рассеяние данных в диапазоне 0.39–0.64 мкс, что соответствует среднему по исследуемым звездам расстоянию до скопления 2.13 кпк. Определение расстояния до скопления по фотометрическим данным дает 2.0 кпк (Страйжис и др., 2013). Параллаксы, полученные по CH_3OH и H_2O лазером газопылевого комплекса W4 по данным VLBA составляют 1.95–2.04 кпк (Ху и др., 2006; Хашисука и др., 2006). Таким образом, расстояние до скопления IC 1805, полученное как прямыми в оптическом и радиодиапазонах, так и по фотометрическим данным, указывает на хорошее согласие между собой.

Найденный нами возраст скопления $t = 2.0 \pm 0.5$ хорошо согласуется с более ранними оценками. Так, Пэнвар и др. (2017), исследуя наименее массивные звезды в области скопления в оптическом, инфракрасном и рентгеновском диапазонах, оценивают возраст в 2.5 млн лет. Результатом глубокого фотометрического обзора в видимой и умеренной инфракрасных областях в области

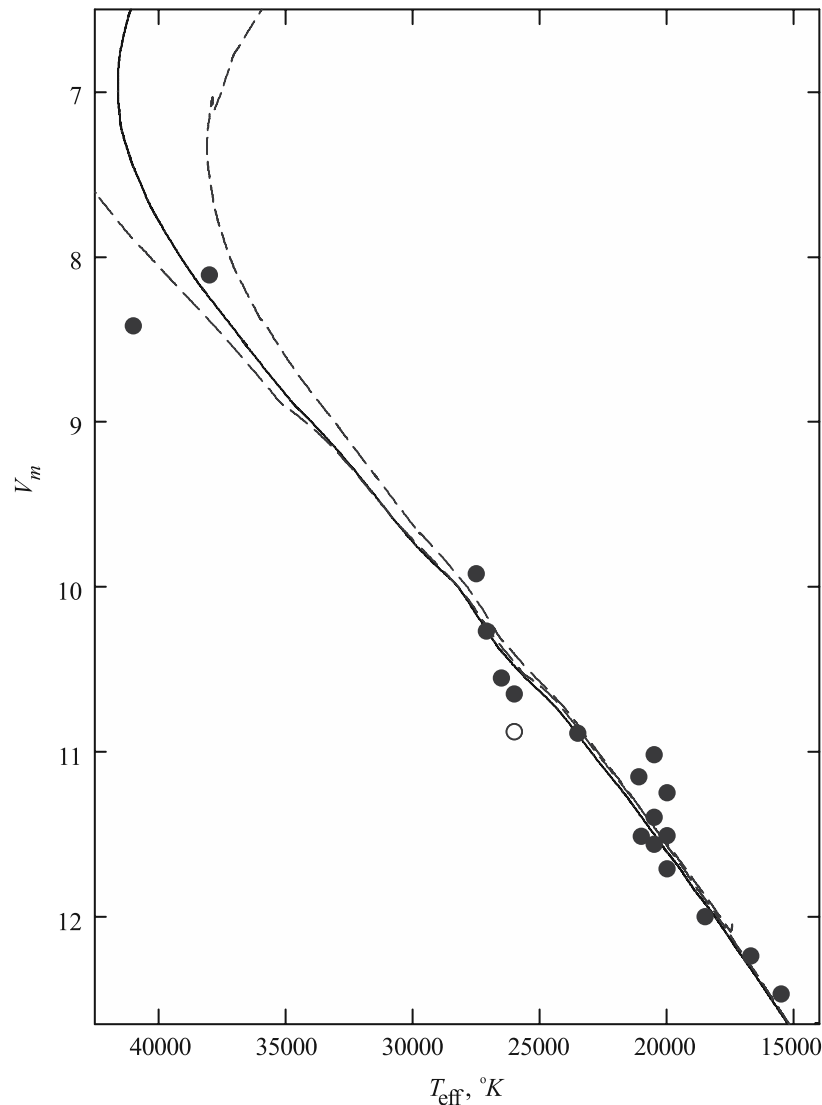


Рис. 3. Диаграмма $T_{\text{eff}} - V$, построенная по звездам скопления IC 1805. Круги — OB-звезды; незаполненный кружок — Ве-звезда MWC 50. Непрерывная линия — изохрона, построенная для скопления с возрастом $t = 2$ млн лет, металличностью $Z = 0.02$ и модулем расстояния $(v - V)_0 = 11.5^m$. Изохроны, отмеченные штриховыми линиями, соответствуют возрасту 1 и 3 млн лет соответственно.

W4, выполненные Сунг и др. (2017), как для массивных, так и для маломассивных звезд, стала оценка возраста 3.5 млн лет и модуля расстояния $(m - M)_0 = 11.9^m \pm 0.2^m$, что не противоречит нашим оценкам этих величин.

Ве-ЗВЕЗДА MWC 50

В очень молодых рассеянных звездных скоплениях Ве-звезды встречаются крайне редко (Тарасов, 2017). Скопление IC 1805, в этом смысле, является характерным примером. В нем обнаружена единственная Ве-звезда раннего типа В MWC 50. Нами получено четыре спектра этого объекта в период с 2013 по

2019 г. Спектр звезды, несмотря на ее относительно высокую яркость ($V = 10.88^m$), практически не исследовался с умеренным или высоким разрешением. На рис. 4 представлен один из характерных спектров звезды. Как видно на рисунке, в спектре доминируют эмиссионные профили линий водорода $H\beta$ и $H\gamma$, наблюдаются также ряд слабых эмиссионных линий ионизированных металлов. Эмиссионные линии $H\beta$ оставались однокомпонентными в течение всего периода наблюдений и уширенными (с ширинами на середине интенсивности $FWHM$ 260 и 250 km s^{-1} для $H\beta$ и $H\gamma$ соответственно). Нами не обнаружено заметной переменности профилей и потоков эмиссионного спектра в течение всего периода наблюдений.

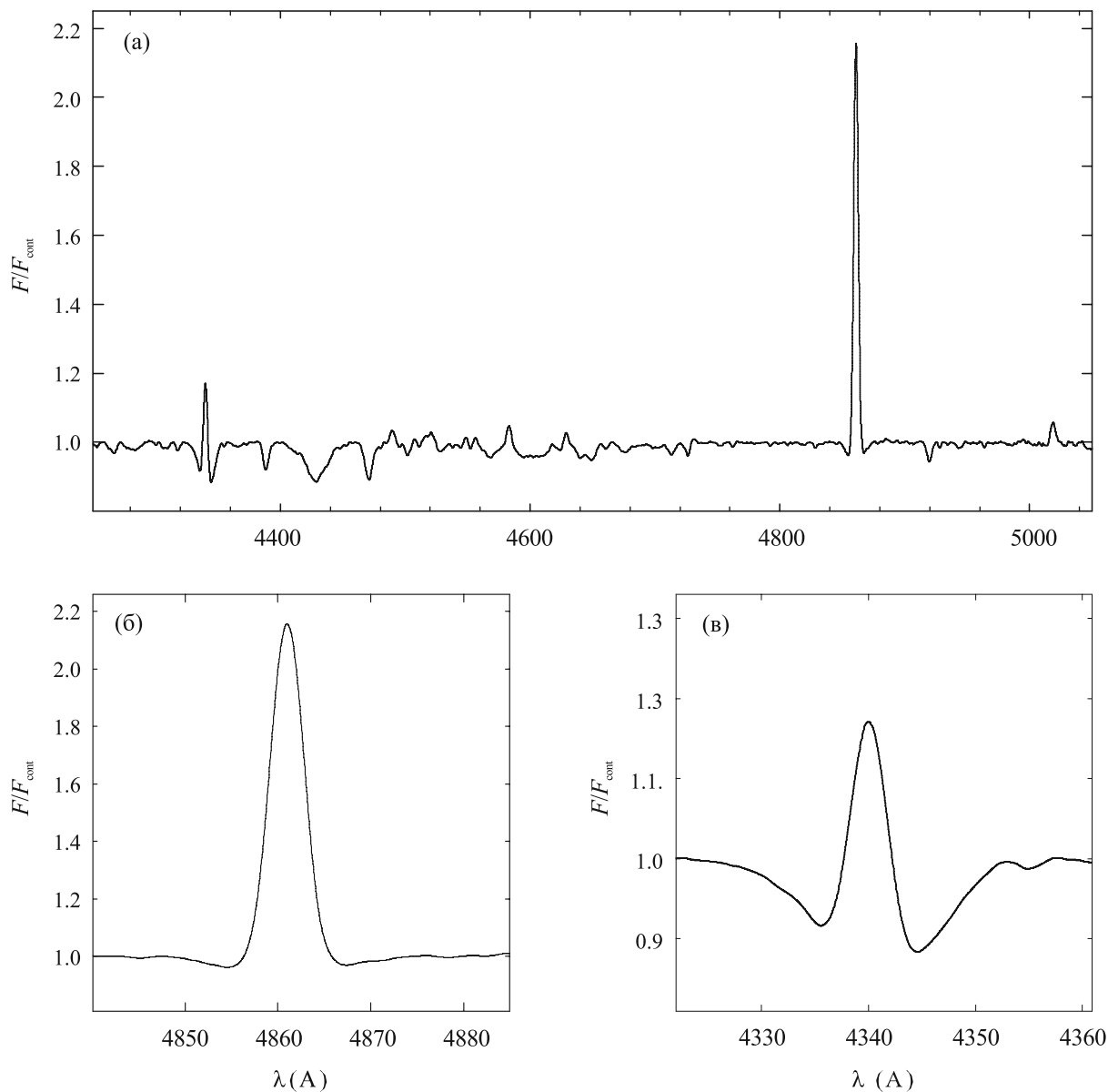


Рис. 4. Один из полученных спектров Ве-звезды MWC 50 (JDh 2456945.255): (а) — спектр звезды в области длин волн 4250–5050 Å, (б) — профиль линии H β , (в) — профиль линии H γ .

Линия H β имела нормированный поток в центре $F = 2.13$ и эквивалентную ширину $W_{\lambda} = -4.68$ Å, для линии H γ те же величины составили 1.134 и +1.005 Å (фотосферный компонент доминировал) соответственно. Отношение интенсивностей линий также характерно для дисков Ве-звезд, а не газовых оболочек. Таким образом, MWC 50 является единственной классической Ве-звездой в очень молодом скоплении IC 1805.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассеянное звездное скопление IC 1805, несмотря на относительно высокую яркость горячих звезд,

остается все еще недостаточно исследованным. Поскольку скопление входит в редкую группу экстремально молодых звездных группировок, точное определение его возраста позволяет исследовать начальную эволюцию и физические параметры ранних В-звезд при их выходе на Главную последовательность, исследовать эволюцию массивных О-звезд сразу после Главной последовательности, определить физические параметры многочисленных поздних Ве–Ае звезд Хербига, Т Тау и др. Возраст скопления до настоящего времени определялся только фотометрическими методами. В настоящей работе он получен на основе спектральных наблюдений с умеренным разрешением для 24 О–В звезд. Для определения эффективной температуры

данных объектов применен метод, основанный на точном определении физических параметров атмосфер стандартных звезд и построении простых зависимостей изменения ряда спектроскопических параметров с изменением их температуры в предположении, что параметр $\log g$ известен и примерно соответствует возрасту, определенному из фотометрических наблюдений. Данная методика позволила с хорошей точностью ($\sim 500^\circ$) определить температуры В-звезд и оценить с более низкой точностью ($\sim 2000^\circ$) температуру Ве-звезды. Подобная методика в определении температур звезд с приблизительно известным эволюционным статусом оказалась простой и пригодной для массового определения температуры большого количества звезд при незначительном увеличении погрешностей в ее определении. Найденные значения T_{eff} для В-звезд скопления позволили с высокой точностью определить возраст скопления $t = 2.0 \pm 0.5$ млн лет и модуль расстояния $(v - V)_0 = 11.5^m$. Последняя оценка совпадает с полученной ранее по результатам среднелосновой фотометрии (Страйжис и др., 2013).

Исследованная нами нестационарность эмиссионного спектра единственной Ве-звезды скопления MWC 50 не выявила значительных аномалий в поведении эмиссионного спектра объекта. Исследование долговременной переменности профилей ярких эмиссионных линий указывает на их высокую стационарность как по потокам, так и по эквивалентным ширинам.

Автор выражает глубокую благодарность анонимным рецензентам за детальный анализ текста статьи, существенно повлиявший на качество представления материала и сделанные выводы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бланко и др. (V.M. Blanco, S. Demers, G.G. Douglass, and M.P. Fitzgerald), *Publ. Naval. Observ.* **21**, 1 (1968).
- Борет и др. (J.-C. Bouret, D.J. Hillier, T. Lanz, and A.W. Fullerton), *Astron. Astrophys.* **544**, A67 (2012).
- Брессан и др. (A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni), *MNRAS* **427**, 127 (2012).
- Валборн (N.R. Walborn), *Astron. J.* **77**, 312 (1972).
- Валборн (N.R. Walborn), *Astron. J.* **78**, 1067 (1973).
- Василевскис и др. (S. Vasilevskis, W.I. Sanders, and W.F. Van Altena), *Astron. J.* **70**, 806 (1965).
- Вольф и др. (S.C. Wolff, S.E. Strom, D. Dror, and K. Venn), *Astron. J.* **133**, 1092 (2007).
- Группа Гая и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, et al.), *Astron. Astrophys.* **616**, A1 (2018).
- Ишида (K. Ishida), *MNRAS* **144**, 55 (1969).
- Любимков и др. (S.L. Lyubimkov, D.L. Lambert, T.M. Rachkovskaya, S.I. Rostopchin, A.E. Tarasov, D.B. Poklad, V.M. Larionov, and L.V. Larionova), *MNRAS* **316**, 19 (2000).
- Любимков и др. (S.L. Lyubimkov, T.M. Rachkovskaya, S.I. Rostopchin, and D.L. Lambert), *MNRAS* **333**, 9 (2002).
- Массей и др. (P. Massey, K.E. Johnson, and K. DeGioia-Eastwood), *Astrophys. J.* **454**, 151 (1995).
- Морган и др. (W.W. Morgan, A. D. Code, and A.E. Whitford), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **2**, 41 (1955).
- Моффат (A.F.J. Moffat), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **7**, 355 (1972).
- Пулс и др. (J. Puls, M.A. Urbaneja, R. Venero, T. Repolust, U. Springmann, A. Jokuthy, and M.R. Mokiem), *Astron. Astrophys.* **435**, 669 (2005).
- Пэнвар и др. (N. Panwar, M.R. Samal, A.K. Panday, J. Jose, W.P. Chen, D.K. Ojha, K. Ogura, H.P. Singh, and R.K. Yadav), *MNRAS* **468**, 2684 (2017).
- Пай, Назе (G. Rauw and Y. Naze), *Astron. Astrophys.* **594**, A82 (2016).
- Сандерс (W.I. Sanders), *Astron. Astrophys.* **16**, 58 (1972).
- Страйжис и др. (V. Straižys, R.P. Boyle, R. Janusz, V. Laugalys, and A. Kazlauskas), *Astron. Astrophys.* **554**, A3 (2013).
- Сунг и др. (H. Sung, M.S. Bessel, M.-Y. Chun, J. Yi, Y. Naze, B. Lim, R. Karimov, G. Rauw, B.-G. Park, and H. Hur), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **230**, 3 (2017).
- Тарасов (А.Е. Тарасов), *Астрофизика* **60**, 291 (2017).
- Тарасов А.Е., Мальченко С.Л., Письма Астрон. журн. **38**, 486 (2012) [Тарасов А.Е. and Malchenko S.L., *Astron. Lett.* **38**, 428 (2012)].
- Тарасов (А.Е., Мальченко С.Л., Якут К., Письма Астрон. журн. **42**, 674 (2016) [Тарасов А.Е., Malchenko S.L., Yakut K., *Astron. Lett.* **42**, 674 (2016)].
- Ши, Ху (H.M. Shi and J.Y. Hu), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **136**, 313 (1999).
- Хашисука и др. (K. Hachisuka, A. Brunthaler, K.M. Menten, M.J. Reid, H. Imai, Y. Hagiwara, M. Miyoshi, S. Horiuchi, and T. Sasao), *Astrophys. J.* **645**, 337 (2006).
- Хербиг (G.H. Herbig), *Astrophys. J.* **196**, 129 (1975).
- Хоаг и др. (A.A. Hoag, H.L. Johnson, B. Iriarte, R.I. Mitchell, K.L. Hallam, and S. Sharpless), *Publ. Naval. Observ.* **17**, 346 (1961).
- Ху и др. (Y. Xu, M.J. Reid, X.W. Zheng, and K.M. Menten), *Science* **311**, 54 (2006).
- Хуанг и др. (W. Huang, D.R. Gies, and M.V. McSwain), *Astrophys. J.* **722**, 605 (2010).

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ПРЕДКАТАКЛИЗМИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ С SDB-СУБКАРЛИКАМИ. V1828 Aql

© 2024 г. Н. Р. Дёмина^{1*}, В. В. Шиманский², Н. В. Борисов², М. М. Габдеев²

¹Казанский федеральный университет, Казань, Россия

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

Поступила в редакцию 01.03.2024 г.

После доработки 28.03.2024 г.; принята к публикации 29.03.2024 г.

Исследованы особенности формирования оптического излучения и уточнен набор параметров молодой предкатаклизмической переменной с sdB-субкарликом V1828 Aql. Набор спектров умеренного разрешения получен на телескопе БТА, а многополосные кривые блеска — на телескопе Цейсс-1000 Специальной астрофизической обсерватории РАН. Для вычисления оптического излучения системы использовался метод моделей звездных атмосфер с точным учетом гравитационного и лучистого взаимодействия компонент. Найдено, что несмотря на высокую температуру главной компоненты $T_{\text{eff}} = 41200 \pm 800$ К, амплитуда фотометрических эффектов отражения, ограниченная малыми размерами вторичной компоненты, не превышает $\Delta m_V = 0.^m16$. Формирующиеся на облучаемой части поверхности холодной звезды эмиссии в линиях H1 при сложении с абсорбционными линиями в спектре sdB-субкарлика ослабляют их на 10–12 % и сдвигают на $\Delta V_r < 10$ км/с в узком диапазоне фаз, прилегающих к моменту вторичного затмения. В итоге искажения наблюдаемых кривых лучевых скоростей под действием эффектов отражения оказываются много меньше ошибок измерений и не могут использоваться для определения отношения масс компонент из модельного анализа. Поэтому для определения набора параметров V1828 Aql мы применили предположение о близости массы главной компоненты к $M_1 = 0.47 M_{\odot}$, ранее найденной для большой группы sdB-субкарликов. На основе модельного анализа наблюдаемых спектров и кривых блеска V1828 Aql получены оценки параметров атмосферы субкарлика и фундаментальные параметры обеих компонент. Найдено, что применение метода моделей атмосфер при анализе эффектов отражения уменьшает оценку радиуса холодной звезды на 20 % по сравнению с расчетами в чернотельном приближении.

Ключевые слова: наблюдения: фотометрия, спектроскопия; звезды: предкатаклизмические переменные; методы: модели атмосфер; индивидуальные: V1828 Aql.

DOI: 10.31857/S0320010824040055, **EDN:** NRLJPD

1. ВВЕДЕНИЕ

Молодые предкатаклизмические переменные типа HW Vir в настоящее время являются одной из быстро растущих групп тесных двойных систем (ТДС) на поздних стадиях эволюции. Класс предкатаклизмических переменных (ПП) первоначально объединял разделенные системы, многократно прошедшие стадию общей оболочки. Основными критериями включения двойных звезд в этот класс являлись продолжительность орбитального периода, не более 1^d , и наличие горячего субкарлика или белого карлика в паре с маломассивной звездой Главной Последовательности (Риттер, 1986). Расширение списка известных ПП и увеличение информации о свойствах их физического состояния и наблюдаемого излучения позволили предложить внутреннюю классификацию на молодые системы типа BE UMa с sdO-субкарликами, типа HW Vir с sdB-субкарликами и старые объекты

типа EG UMa с белыми карликами (Шиманский и др., 2003). Для большей части ПП характерно наличие заметных эффектов отражения, при которых часть поверхности холодной (вторичной) компоненты поглощает падающее на нее ультрафиолетовое излучение горячей звезды и переизлучает его в оптическом диапазоне.

Благодаря высокой светимости sdB-субкарликов и их происхождению из многочисленных звезд с массой $M_2 < 3.00 M_{\odot}$ (Хебер, 2016), населяющих все компоненты Галактики, условия обнаружения и наблюдения систем типа HW Vir оказываются наилучшими среди всех ПП. Однако яркость их вторичных компонент в сотни раз ниже, чем у главных, что делает их недоступными для обнаружения при оптических наблюдениях. Наличие мощного излучения sdB-субкарликов в мягком УФ-диапазоне приводит к формированию фотометрических эффектов отражения с синусоидальными изменениями блеска в шкале орбитального периода с амплитудой до $\Delta m_V = 0.^m4$ (Хебер и др.,

* Электронный адрес: nellyrd@mail.ru

2004). Одновременно sdB-субкарлики почти не изучают в области лаймановского континуума, что препятствует формированию в атмосферах вторичных компонент горячих лаймановских хромосфер. Поэтому характерные для эффектов отражения эмиссии H I, He I, He II и других ионов в оптических спектрах ПП типа HW Vir очень слабы и не наблюдаются на фоне яркого континуума главных компонент (Вуд, Саффер, 1999). Интегральные спектры таких систем аналогичны спектрам одиночных субкарликов, а явление двойственности проявляется лишь в небольших доплеровских смещениях линий, обусловленных их орбитальным движением. В результате обнаружение молодых ПП типа HW Vir возможно только при проведении длительных (до пяти часов) и высокоточных фотометрических и спектроскопических наблюдений. Такие возможности появились с внедрением электронных методов регистрации излучения, что обусловило быстрый рост числа найденных объектов с 1 (HW Vir) в 1990 г. (Коол, Риттер, 1993) до 56 в 2015 г. (Риттер, Колб, 2015). Отметим, что эффективному поиску подобных систем способствовало проведение программ изучения sdB-субкарликов в толстом диске и гало Галактики (Лискер и др., 2005; Макстед и др., 2002; Эдельманн и др., 2005).

Отсутствие в наблюдениях ПП типа HW Vir информации о собственном излучении вторичной компоненты затрудняет нахождение их фундаментальных параметров. Комплексное исследование их спектров, кривых блеска и лучевых скоростей позволяет с хорошей точностью определить температуру и функцию масс субкарлика, относительные радиусы компонент в единицах большой полуоси и угол наклона орбиты. Однако отношение масс звезд удалось наблюдательно установить только для двух систем с наибольшими эффектами отражения. В частности, Рауч (Рауч, 2004) нашел, что в эшелле-спектрах высокого разрешения AA Dor, содержащей sdB-субкарлик с температурой $T_{\text{eff}} = 42000$ К, линия поглощения H β имеет слабую эмиссионную компоненту, формируемую под действием эффектов отражения. Измерение ее доплеровских смещений с применением моделирования синтетического спектра позволило непосредственно получить набор лучевых скоростей холодной звезды. Шиманский и др. (2012) обнаружили искажения кривой лучевых скоростей sdB-субкарлика с температурой $T_{\text{eff}} = 37500$ К в HS 2333+3927. При анализе изменений профилей линий в ее спектрах было показано, что они обусловлены эффектами отражения, а численное моделирование формы кривой лучевых скоростей позволило найти отношение масс компонент. Авторы (Шиманский и др., 2012) предположили, что для систем с температурой главных компонент $T_{\text{eff}} \geq 35000$ К возможно определение отношения

масс звезд из аналогичного модельного анализа кривых лучевых скоростей.

При изучении других объектов типа HW Vir используются дополнительные предположения о физическом состоянии компонент. Например, характеристики вторичных компонент могут быть близкими к средним значениям у аналогичных одиночных звезд ГП, что позволяет применять стандартные результаты расчетов их эволюции. Альтернативный подход предполагает применение эволюционных треков субкарликов на поздних стадиях эволюции для нахождения характеристик главных компонент. Модельный анализ оптических спектров группы молодых ТДС (Макстед и др., 2002) показал обоснованность этого предположения и установил близость массы их sdB-субкарликов к $M_1 = 0.47 M_{\odot}$, совпадающей с оценкой массы у одиночных звезд (Хебер, 2016). Применение этого значения в исследованиях ПП типа HW Vir позволило к настоящему времени получить наборы параметров не менее 11 объектов. Однако дальнейшее изучение молодых ПП с sdB-субкарликами требует вначале проверить предложенную в (Шиманский и др., 2012) возможность определения масс компонент из анализа кривых лучевых скоростей с влиянием на них эффектов отражения. Если амплитуда таких эффектов окажется недостаточной для решения этой задачи, то можно ограничиться предположением о массе главной компоненты $M_1 \approx 0.47 M_{\odot}$.

Затменная система V1828 Aql $\equiv$ NSVS 14256825 обнаружена службой поиска переменных звезд северного полушария неба NSVS (Возняк и др., 2004) и позднее классифицирована как ТДС, содержащая горячий sdB-субкарлик с красным карликом и демонстрирующая фотометрический эффект отражения с амплитудой $\Delta m_V \approx 0.^m15$ (Уилс и др., 2007). По итогам многолетних регистраций моментов затмений у объекта найдены систематические изменения орбитального периода, на основании которых (Берман и др., 2012) предположили наличие третьего тела. В дальнейшем (Алмейда и др., 2013) пересмотрели гипотезу (Берман и др., 2012), предложив модель V1828 Aql, состоящую из ТДС и двух планет-гигантов с массами до $12 M_{\text{Jup}}$ и их резонансным орбитальным движением при отношении периодов 2 к 1.

В комплексном анализе кривых блеска в семи фильтрах от U до H и оптических спектров V1828 Aql, выполненном (Алмейда и др., 2012), определены параметры атмосфер ($T_{\text{eff}}^1 = 40000 \pm 500$ К, $T_{\text{eff}}^2 = 2550 \pm 500$ К, $\log g_1 = 5.51 \pm 0.11$, $\log g_2 = 5.05 \pm 0.13$) и фундаментальные параметры ($M_1 = 0.419 \pm 0.070 M_{\odot}$, $R_1 = 0.188 \pm 0.010 R_{\odot}$, $M_2 = 0.109 \pm 0.023 M_{\odot}$, $R_2 = 0.162 \pm 0.008 R_{\odot}$) компонент, а также большая полуось $a = 0.80 \pm 0.04 R_{\odot}$ и угол наклона

орбиты $i = 82.5 \pm 0.3$. Исследование лучевых скоростей sdB-субкарлика позволило (Алмейда и др., 2012) найти полуамплитуду скорости его орбитального движения $K_1 = 73.4 \pm 2.0$ км/с и гамма-скорость $\gamma = -12.1 \pm 1.5$ км/с. Отметим, что перечисленные параметры приняты начальными в рамках нашего исследования.

В целом V1828 Aql является хорошо изученным объектом с точки зрения анализа планетной системы и ее временной устойчивости. Однако единственное исследование физических характеристик компонент выполнено (Алмейда и др., 2012) с применением метода чернотельных расчетов кривых блеска, а полученный наблюдаемый спектр имел низкое отношение сигнал/шум, увеличивающее ошибки определения параметров атмосферы sdB-субкарлика. Кроме того, (Алмейда и др., 2012) не изучили возможное влияние эффектов отражения на профили линий и их изменения с фазой орбитального периода. Высокая температура главной компоненты $T_{\text{eff}} \approx 40000$ К позволяет предположить, что такие эффекты могут быть достаточно сильными для их использования при определении параметров компонент.

Данная работа посвящена исследованию этой проблемы с применением методики моделирования облучаемых звездных атмосфер, а также уточнению физических параметров V1828 Aql. Раздел 2 содержит описание особенностей наблюдений системы и их первичной обработки. В разделе 3 представлен качественный анализ кривых блеска и спектров объекта, а в разделе 4 проанализированы его лучевые скорости. Раздел 5 посвящен численному моделированию оптического излучения ПП и определению полного набора ее характеристик.

2 НАБЛЮДЕНИЯ

2.1. Фотометрия

Фотометрические наблюдения V1828 Aql выполнены на телескопе Цейсс-1000 САО в ночь 13/14 сентября 2012 г. с применением штатного мультиполосного фотометра¹, азотно-охлаждаемой ПЗС-матрицы EEV 42–40 (2048 × 2048 пикселей) и набора светофильтров, реализующих систему Коузинса. Наблюдения проводились в удовлетворительных климатических условиях с размером звездных изображений около $d = 1.6''$ при наличии слабой облачности. В результате получено 168 ПЗС-изображений поля V1828 Aql с чередованием экспозиций равной продолжительности 60 с в полосах B , V , R_c (далее R). Полная продолжительность наблюдений в каждой полосе составила около 4.7 ч, что обеспечило почти двукратное покрытие орбитального периода. Однако последующий анализ

фотометрических данных показал, что усиление облачности ухудшило их точность в полосе B в конце наблюдательного блока. Поэтому мы использовали в этой полосе 47 ПЗС-изображений с наименьшим уровнем искажений.

Первичная обработка реализована средствами пакета MAXIM DL². Для контроля точности в поле V1828 Aql выбраны четыре звезды сравнения близкого спектрального класса с разным уровнем яркости. Последующее изучение вариаций их блеска показало, что ошибки дифференциальной фотометрии объекта составляют $\delta m_R = 0.^m008$, $\delta m_V = 0.^m008$ и $\delta m_B = 0.^m014$.

2.2. Спектроскопия

При спектроскопических наблюдениях V1828 Aql, проведенных в ночь 12/13 сентября 2013 г., использовался редуктор светосилы SCORPIO (Афанасьев и др., 2004) БТА САО в режиме спектроскопии с длинной щелью и ПЗС-приемник EEV 42–40 CCD (2048 × 2048 пикселей). Применение гризмы VPHG1200g (1200 штрихов/мм) обеспечивало спектральное разрешение $\Delta\lambda = 5.1 \text{ \AA}$ в диапазоне $\lambda = 4050 - 5850 \text{ \AA}$. В хороших климатических условиях с размером звездных изображений $d = 1.5''$ выполнены 22 последовательные экспозиции с одинаковой продолжительностью 300 с, охватывающие 80 % орбитального периода. Итоговое среднее отношение сигнал/шум для большей части исследуемого спектрального диапазона составило $S/N \approx 65$. Для последующей калибровки длин волн и потоков излучения одновременно со спектрами V1828 Aql накоплены спектры Ar-Ne-He-лампы и стандарта BD 25° 2465 из обзора (Бохлин, 1996). Сведения о спектроскопических наблюдениях системы представлены в табл. 1 и содержат гелиоцентрические юлианские даты HJD экспозиций, соответствующие фазы ϕ орбитального периода согласно эфемериде (Берман и др., 2012) и значения лучевых скоростей V_r sdB-субкарлика, измеренных по линиям разных ионов, группам из трех линий H I и пяти линий водорода и гелия.

Первичная обработка спектроскопических наблюдений проводилась с применением стандартных процедур, реализованных на языке программирования IDL³. Последующая нормировка спектров V1828 Aql выполнена в пакете Origin 8.5⁴. Предварительный анализ наблюдений показал отсутствие в них абсорбционных и эмиссионных деталей, обусловленных излучением вторичной компоненты. Поэтому при нормировке уровень континуума задавался из сравнения наблюдаемых спектров с

¹ <http://www.sao.ru/Doc-k8/Telescopes/small/CCD/>

² <http://diffractionlimited.com/product/maxim-dl/>

³ <http://www.itvis.com/idl>

⁴ <https://www.originlab.com/>

Таблица 1. Журнал спектроскопических наблюдений V1828 Aql

HJD 2456548+	ϕ	H δ , км/с	H γ , км/с	H β , км/с	H I , км/с	HeI, км/с	HeII, км/с	5 линий, км/с
0.24815	0.0016	−9.7	−0.8	5.3	0.0	−3.5	−1.3	−1.3
0.25250	0.0411	−34.8	−27.5	−4.0	−4.4	−16.9	−21.8	−21.7
0.25648	0.0772	−32.8	−34.5	−39.0	−46.9	−47.9	−35.9	−37.3
0.26046	0.1132	−46.7	−51.7	−64.7	−56.9	−57.6	−55.7	−55.7
0.26443	0.1492	−50.9	−51.7	−61.7	−53.6	−57.6	−55.4	−55.4
0.26841	0.1853	−64.7	−65.5	−70.9	−60.3	−47.2	−67.8	−67.1
0.27239	0.2213	−57.4	−62.1	−75.3	−40.2	−67.2	−65.6	−65.9
0.27637	0.2574	−73.0	−76.1	−80.2	−43.7	−60.7	−76.8	−76.3
0.28034	0.2934	−44.3	−51.8	−55.3	−36.9	−24.9	−52.2	−51.0
0.28432	0.3294	−40.2	−41.4	−45.7	9.8	−75.1	−42.4	−44.2
0.28830	0.3655	−54.2	−61.9	−61.5	−40.1	−51.1	−59.3	−59.2
0.29244	0.4029	−29.4	−30.6	−39.9	−23.5	−32.3	−33.2	−34.0
0.30039	0.4750	8.8	−14.4	6.7	−33.5	7.2	9.1	9.0
0.30437	0.5111	40.1	38.9	25.2	10.1	25.5	33.5	33.5
0.30835	0.5471	40.2	31.5	25.3	0.0	−12.5	31.7	30.6
0.31259	0.5855	59.3	48.8	36.9	9.7	44.7	47.7	47.4
0.31657	0.6216	65.9	55.4	49.4	3.9	48.1	55.7	55.3
0.32055	0.6576	62.1	62.1	53.6	18.3	54.6	58.7	58.6
0.32452	0.6936	73.6	69.6	58.4	53.6	44.5	67.1	65.9
0.32850	0.7297	58.5	62.1	46.1	50.3	60.7	54.8	54.8

Примечание. Представлены значения лучевых скоростей V_r sdB-субкарлика, измеренных по разным линиям и их комбинациям. Средние ошибки определения δV_r представлены в тексте.

теоретическим, рассчитанным программой STAR (Менжевицкий и др., 2014) для модели атмосферы sdB-субкарлика с параметрами $T_{\text{eff}} = 42000$ К, $\log g = 5.50$, $[\text{M}/\text{H}] = -1.0$, $[\text{He}/\text{H}] = -1.5$ согласно данным (Алмейда и др., 2012). Итоговые нормированные спектры сглажены по пяти точкам методом бегущего среднего с сохранением начального разрешения.

3. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Кривые блеска

Переход от шкалы гелиоцентрических юлианских дат HJD к шкале фаз $\phi \equiv E$ выполнен на основе эфемериды V1828 Aql:

$$HJD = 2454274.2086(\pm 0.0001) + \\ + 0.11374165(\pm 0.000000001) \times E,$$

предложенной в работе (Берман и др., 2012). Полученные наблюдаемые кривые блеска в полосах B , V и R показаны на рис. 1. Отметим, что использованная нами эфемерида не учитывает переменность орбитального периода, связанную с наличием в V1828 Aql двух или более массивных планет (Алмейда и др., 2012). К настоящему времени в литературе отсутствует эфемерида, обеспечивающая точность определения фазы на эпоху наших фотометрических наблюдений лучше $\delta\phi = 0.001$. Поскольку уточнение эфемериды не входило в задачи данной работы, то вычисленные нами значения фаз содержали погрешности до $\delta\phi = 0.003$, скорректированные вручную при сравнении наблюдаемых и модельных кривых блеска.

В орбитальных кривых блеска V1828 Aql выделяются три участка переменности:

1) Главное затмение обусловлено покрытием холодной звездой части поверхности sdB-субкарлика. Его амплитуда слабо понижается с ростом длины

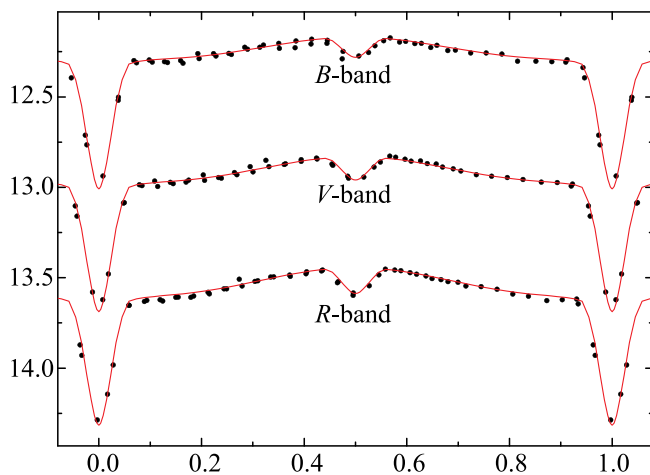


Рис. 1. Наблюдаемые (кружки) и модельные (линии) орбитальные кривые блеска V1828 Aql в полосах B, V, R).

волны от $\Delta m_B = 0.^m66$ до $\Delta m_R = 0.^m64$, что указывает на малый, но регистрируемый вклад вторичной компоненты в оптическое излучение системы.

2) Внезатменные изменения блеска связаны с наличием горячего пятна на поверхности вторичной компоненты и переменностью условий его видимости. Их амплитуда возрастает в красном диапазоне от $\Delta m_B = 0.^m12$ до $\Delta m_R = 0.^m20$, что характерно для систем типа HW Vir (Деминава и др., 2021, 2022).

3) Вторичное затмение обусловлено частичным покрытием sdB-субкарлика горячего пятна на поверхности спутника. Его амплитуда $\Delta m_R = 0.^m12$ меньше амплитуды внезатменных изменений блеска, что говорит о неполном покрытии горячего пятна даже в центре затмения при $\phi = 0.50$.

Таким образом, кривые блеска V1828 Aql содержат 4–5 наблюдательных индикаторов, пригодных для определения физических параметров системы при моделировании изменений ее блеска. В общем случае ими являются температуры и радиусы компонент, а также угол наклона орбиты. Очевидная низкая надежность такого подхода вынуждает получить один или более параметров альтернативными методами, что будет выполнено нами при исследовании спектров.

3.2. Фазовые изменения в спектрах

На рис. 2 показан усредненный нормированный спектр V1828 Aql с отождествлением абсорбционных линий H I, He I, He II, C III, N III, Mg II.

Наблюдаемые линии соответствуют только излучению sdB-субкарлика, что согласуется с предположением о его доминировании в оптическом излучении системы. Высокая интенсивность

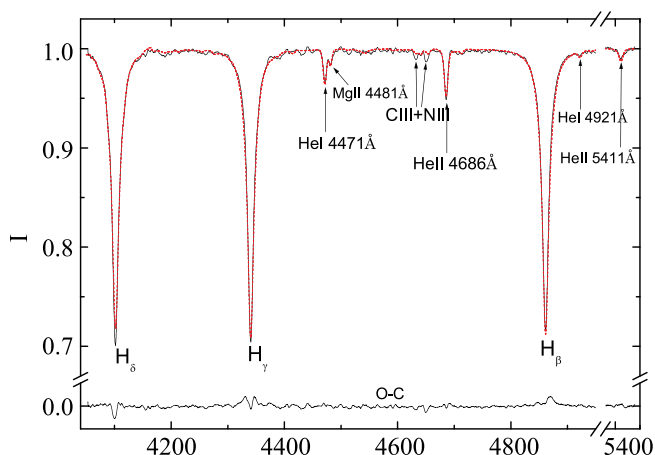


Рис. 2. Усредненный для фаз $\phi = 0.00 - 0.15$ нормированный спектр V1828 Aql (сплошная линия) и модельный спектр (штриховая линия) с отождествлением линий sdB-субкарлика.

линий He II $\lambda\lambda$ 4686, 5411 Å подтверждает оценку температуры звезды $T_1 = 40000 \pm 500$ К (Алмейда и др., 2012). Она удовлетворяет условию $T_{\text{eff}} > 35000$ К (Шиманский и др., 2012) для наличия значимых искажений в линиях H I и кривых лучевых скоростей sdB-субкарлика под действием эффектов отражения. Природа искажений обусловлена формированием эмиссий H I и He I в излучении горячего пятна на поверхности холодной звезды. При их сложении с абсорбционными линиями в спектре главной компоненты последние испытывают частичное ослабление и сдвиг по длине волны, меняющиеся с фазой орбитального периода. Для проверки наличия таких эффектов мы провели измерение эквивалентных ширин W_λ линий H I в режиме с автоматическим контролем уровня локального континуума и построили кривые их изменений с фазой ϕ . Пример полученной зависимости для линии H_γ показан на рис. За совместно с модельной кривой, рассчитанной для найденных параметров системы (см. ниже). Очевидно, что максимальная амплитуда вариаций W_λ в спектрах V1828 Aql не превышает 12 %, и их поведение с фазой имеет сложную структуру вследствие наличия главного и вторичного затмений. У молодой ПП HS 2333+3927 (Шиманский и др., 2012) амплитуда аналогичных вариаций W_λ достигает 21 % при синусоидальной форме зависимости от ϕ . Таким образом, в спектрах V1828 Aql абсорбционные профили линий H I искажаются намного слабее, что хорошо коррелирует с меньшей амплитудой фотометрической переменности: $\Delta m_V = 0.^m16$ у V1828 Aql и $\Delta m_V = 0.^m31$ у HS 2333+3927 (Шиманский и др., 2012). Основной причиной ослабления эффектов отражения в линиях и континууме V1828 Aql является малый радиус ее вторичной компоненты $R_2 \approx 0.13 R_\odot$ (у HS 2333+3927 $R_2 \approx 0.25 R_\odot$ (Шиманский и др., 2012)), с избытком

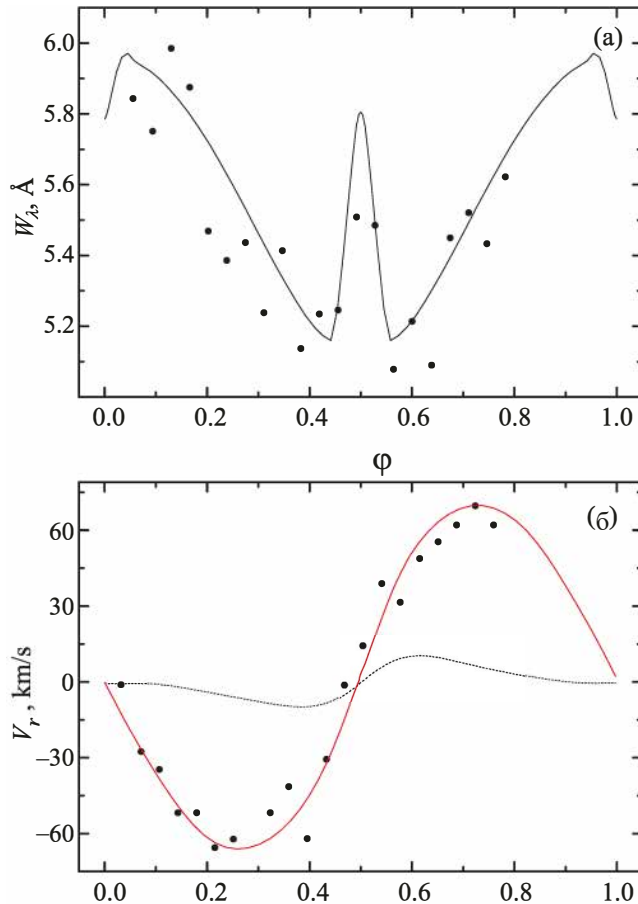


Рис. 3. (а) — Наблюдаемая (точки) и модельная (линия) фазовые зависимости эквивалентной ширины линии H_γ (б) — Наблюдаемая (точки) и модельная (сплошная линия) фазовые зависимости лучевых скоростей линии H_γ . Штриховой линией показаны изменения поправок ΔV_r за учет эффектов отражения.

нивелирующий повышенное значение T_{eff}^1 . Кроме того, амплитуда эффектов отражения снижается благодаря вторичному затмению, при котором закрывается часть горячего пятна на поверхности холодной звезды. Поэтому наблюдаемые искажения профилей абсорбционных линий и соответствующие искажения лучевых скоростей sdB-субкарлика могут оказаться недостаточными для проведения их модельного анализа, как это предложено в (Шиманский и др., 2012).

4. ИЗМЕРЕНИЕ И АНАЛИЗ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Доминирование оптического излучения главной компоненты позволяет нам измерить лучевые скорости ее орбитального движения методом автоматической многополосной кросс-корреляции спектров. В качестве стандартного принимался усредненный наблюдаемый спектр в диапазоне фаз

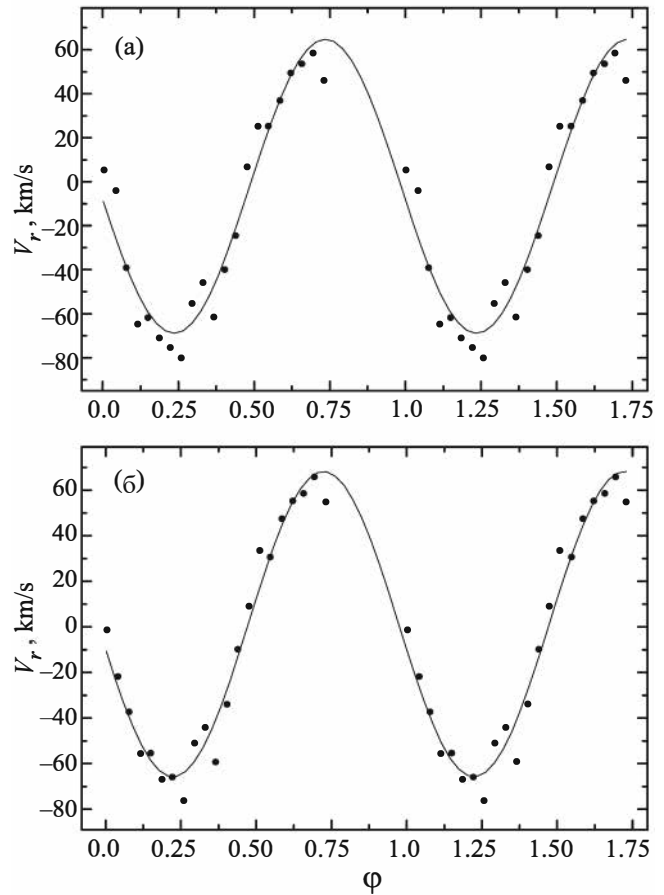


Рис. 4. Наблюдаемые значения лучевых скоростей V1828 Aql (точки) по линиям H_β (а) и пяти линиям (б) с их аппроксимациями в рамках модели кругового движения (линии).

$\phi = 0.00 - 0.15$ или модельный спектр sdB-субкарлика для параметров его атмосферы $T_{\text{eff}}^1 = 41200$ К, $\log g_1 = 5.76$, $[\text{He}/\text{H}] = -1.23$. При нахождении значений V_r использовались линии H_δ , H_γ , H_β , бленда $\text{HeI} + \text{MgII } \lambda\lambda 4471, 4481 \text{ \AA}$ и линия $\text{HeII } \lambda 4686 \text{ \AA}$, анализируемые по отдельности и совместно. В процессе измерений из спектров V1828 Aql вырезались интервалы шириной $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$ для линий H1 и $\Delta\lambda = 25 \text{ \AA}$ для остальных линий с центрами, соответствующими их лабораторным длинам волн. Статистическое ожидание средней ошибки одного измерения ($\Delta\lambda/20$) с учетом разрешения спектров ($\Delta\lambda = 5.1 \text{ \AA}$) и отношения сигнал/шум ($S/N \approx 80$) составило $\delta V_r \approx 16 \text{ км/с}$ для линий H1 и до $\delta V_r \approx 28 \text{ км/с}$ для линий гелия. Применение метода кросс-корреляции в многополосном режиме с одновременным учетом сдвигов всех линий позволило повысить точность единичного измерения до $\delta V_r \approx 11 \text{ км/с}$. В результате измерений были получены наборы лучевых скоростей, представленные в табл. 1 для всех вариантов и на рис. 4 для H_β и комбинации из пяти линий.

Таблица 2. Параметры аппроксимирующих кривых лучевых скоростей

Параметр	H _δ	H _γ	H _β	H I	He I	He II	5 линий
γ , км/с	4.6 ± 1.7	3.5 ± 1.7	2.1 ± 1.8	1.5 ± 1.5	-6.0 ± 4.9	-2.4 ± 2.7	1.2 ± 1.4
K_1 , км/с	67.3 ± 2.2	67.8 ± 2.2	66.8 ± 2.5	67.2 ± 1.9	48.7 ± 5.7	57.9 ± 3.9	67.0 ± 1.8

Наличие у V1828 Aql эллиптической орбиты является крайне маловероятным вследствие мощного приливного взаимодействия компонент в системах с $P_{\text{orb}} < 3^h$. Поэтому наборы измеренных V_r аппроксимированы в рамках модели кругового движения с получением значений их полуамплитуд K_1 и γ -скоростей, представленных в табл. 2. Очевидно, что величины K_1 для всех линий H I совпадают в пределах $\delta K_1 = 1.0$ км/с и меньше ошибок их определения. Оценки K_1 и γ по линиям He I и He II существенно отличаются от данных по линиям H I, что обусловлено низкой интенсивностью линий гелия по сравнению с уровнем шумов. Однако небольшая полуширина линий He I и He II позволяет дополнительно повысить на 10–12 % точность измерения лучевых скоростей sdB-субкарлика при их включении в совместный кросс-корреляционный анализ спектров.

Под действием эффектов отражения лучевые скорости линий H I должны содержать искажения, приводящие к изменениям полуамплитуд лучевых скоростей. Моделирование эффектов отражения в работе (Шиманский и др., 2012) показало, что в рассматриваемом наборе линий H I наибольшую поправку ΔK_1 получает H_β, а наименьшую – H_δ. Близость полученных значений K_1 этих линий подтверждает высказанное предположение о слабом влиянии эффектов отражения на измеряемые лучевые скорости sdB-субкарлика в V1828 Aql. Поэтому при ее исследовании мы считали это влияние несущественным и для вычисления функции масс использовали V_r и K_1 , измеренные совместно по всем линиям.

После определения параметров системы мы выполнили моделирование ее интегральных спектров в разных фазах орбитального периода с учетом орбитального движения и синхронного вращения компонент. По этим спектрам методом кросс-корреляции были измерены поправки лучевых скоростей ΔV_r в разных линиях, формируемые под действием эффектов отражения. Пример изменений такой поправки с фазой показан на рис. 3b для линии H_γ. Максимальные значения $\Delta V_r \approx \pm 9$ км/с достигаются в узком интервале фаз $\delta\phi = \pm 0.1$ относительно центра вторичного затмения и уменьшаются до $\Delta V_r \approx 3.5$ км/с к фазам $\phi = 0.25, 0.75$. В результате полуамплитуды K_1 для разных линий H I получают поправки не более $\Delta K_1 = 2–3$ км/с, что находится на уровне ошибок их определения. Следовательно, искажения кривых лучевых скоростей в молодых ПП типа HW

Vir с фотометрическими эффектами отражения до $\Delta m_V = 0.^m2$ недостаточны для определения отношения масс компонент при модельном анализе. Поэтому мы сделали вывод, что для нахождения параметров таких систем необходимо привлечение предположения о близости массы sdB-субкарликов к $M = 0.47 M_\odot$ (Хебер, 2016), которое будет использовано нами в исследованиях подобных объектов. Отметим, что при определении характеристик V1828 Aql (Алмейда и др., 2012) получили более низкое значение $M_1 = 0.419 \pm 0.070 M_\odot$ из условия равенства спектроскопической и динамической оценок $\log g_1$ главной компоненты. Ниже мы покажем, насколько принятая нами величина $M_1 = 0.47 M_\odot$ противоречит этому условию с учетом ошибок определения $\log g_1$ спектроскопическим методом.

Итоговая амплитуда $K_1 = 67.0 \pm 2.7$ км/с вычислена по оценкам лучевых скоростей при одновременном анализе пяти линий. С учетом орбитального периода $P_{\text{orb}} = 0.^d110374165$ функция масс вторичной компоненты оказывается равной $F(M_2) = 0.00344 \pm 0.00039 M_\odot$.

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ

5.1. Моделирование спектров

Расчеты теоретических кривых блеска и спектров проводились в рамках единой методики моделирования оптического излучения систем типа HW Vir, разработанной в (Шиманский и др., 2012) и модифицированной при исследовании аналогичных систем Lan 30 (Деминова и др., 2021) и SDSS J162256 (Деминова и др., 2022). Методика реализована в программном комплексе SPECTR (Шиманский и др., 2003) и предусматривает использование моделей облучаемых звездных атмосфер, структура которых определяется нахождением баланса функций нагрева и охлаждения газа по методу Сахибуллина и Шиманского (Иванова и др., 2002). В качестве необлученных принимаются сеточные модели атмосфер (Кастелли, Куруц, 2003) для вторичной компоненты и рассчитанные в (Митрофанова и др., 2014) с помощью комплекса ATLAS12 (Куруц, 2005) модели атмосфер sdB-субкарликов – для главной компоненты. Интерполяция сеточных моделей на заданные значения параметров атмосфер выполнялась в

соответствии с процедурой, описанной в (Сулейманов, 1996). Химический состав атмосферы холодной звезды считается солнечным, согласно данным (Андерс, Гревес, 1989), а содержания наиболее важных элементов в атмосфере sdB-субкарлика находятся совместно с ее параметрами при анализе наблюдаемого спектра. Для его максимально корректного моделирования нами учитывались не-ЛТР отклонения в атмосфере главной компоненты, рассчитываемые для атомов H I, He I, He II, C III, Mg II с применением комплекса NONLTE3 (Сахибуллин, 1983) по методике, разработанной в (Шиманский и др., 2008). Полученные не-ЛТР населенности атомов передавались в виде мензеловских коэффициентов в комплекс SPECTR (Шиманский и др., 2003) для вычисления спектра sdB-субкарлика.

Влияние эффектов отражения на профили абсорбционных линий в спектре V1828 Aql может привести к ошибкам параметров атмосферы sdB-субкарлика при анализе наблюдений с заметным вкладом излучения горячего пятна. Поэтому мы использовали усредненный спектр в интервале фаз $\phi = 0.00 - 0.15$, когда эффекты отражения практически отсутствуют. Определение параметров атмосферы (эффективной температуры T_{eff}^I , поверхностной силы тяжести $\log g_1$ и содержания гелия относительно солнечного $[\text{He}/\text{H}]$) проводилось путем оптимального согласования модельного и наблюдаемого спектров в диапазонах, включающих линии H_δ , H_γ , H_β , He I λ 4471 Å, He II λ 4686 Å. Критерием согласования являлось достижение минимума величиной среднеквадратичного отклонения двух спектров σ_{sp} . Процедура поиска минимума состояла из трех этапов и носила итерационный характер. На первом этапе при постоянном значении $\log g_1$ рассчитывалась сетка модельных спектров с варьированием T_{eff}^I и $[\text{He}/\text{H}]$, для каждого из которых вычислялось значение σ_{sp} для суммы диапазонов с линиями He I λ 4471 Å и He II λ 4686 Å. В построенном распределении σ_{sp} от T_{eff}^I и $[\text{He}/\text{H}]$ находилось положение глобального минимума. На втором этапе сетка модельных спектров получалась с фиксированными по итогам первого этапа значениями T_{eff}^I и $[\text{He}/\text{H}]$ и варьированием $\log g_1$, а величина σ_{sp} рассчитывалась в диапазонах с линиями H I. Положение минимума в распределении σ_{sp} позволяло найти новую оценку $\log g_1$ и вернуться к первому этапу. Описанный процесс уточнения параметров принят вследствие высокой чувствительности линий гелия к вариациям T_{eff}^I и низкой – к изменениям $\log g_1$, в то время как линии H I имеют обратные показатели чувствительности. После достижения сходимости по трем параметрам мы провели уточнение химического состава атмосферы sdB-субкарлика. Сетки модельных спектров рассчитывались с фиксированными параметрами атмосферы и варьированием относительных содержаний $[\text{X}/\text{H}]$ наиболее важных элементов: C,

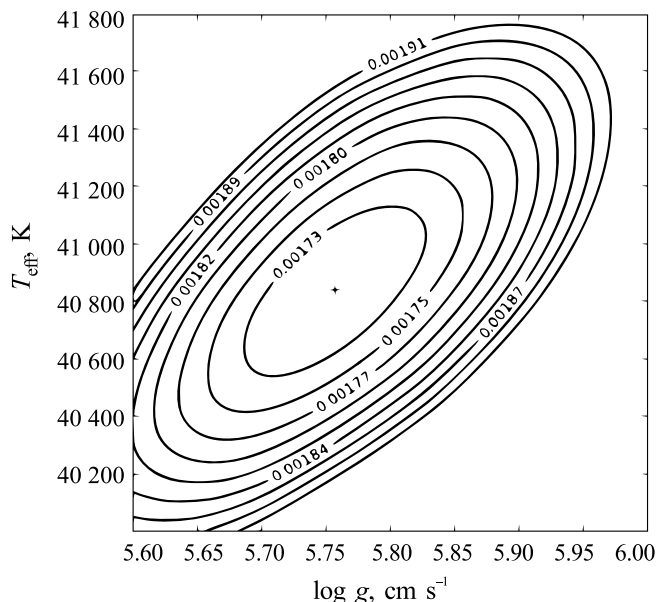


Рис. 5. Зависимость среднеквадратичных отклонений наблюдаемого и модельного спектров σ_{sp} от параметров атмосферы sdB-субкарлика T_{eff}^I и $\log g_1$. Крестом отмечено положение глобального минимума.

N, O, Ne, Mg, Si, Fe, а значения σ_{sp} вычислялись по полному диапазону $\lambda = 4050 - 5200$ Å. Положение минимума в зависимости σ_{sp} от $[\text{X}/\text{H}]$ позволяло найти содержание исследуемого элемента. После завершения третьего этапа был повторно проведен процесс уточнения параметров атмосферы звезды на первом и втором этапах.

На рис. 5 представлено итоговое распределение σ_{sp} от T_{eff}^I и $\log g_1$ с указанием положения глобального минимума, соответствующего значениям $T_{\text{eff}}^I = 41200 \pm 800$ K, $\log g_1 = 5.76 \pm 0.15$, $[\text{He}/\text{H}] = -1.23 \pm 0.09$. Кроме того, найдены оценки содержаний следующих элементов: $[\text{C}/\text{H}] = -1.9 \pm 0.2$, $[\text{N}/\text{H}] = -0.6 \pm 0.2$, $[\text{O}/\text{H}] = -0.9 \pm 0.3$, $[\text{Ne}/\text{H}] = -1.3 \pm 0.3$, $[\text{Mg}/\text{H}] = 0.2 \pm 0.2$, $[\text{Si}/\text{H}] < -1.4$, $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.2$. Они указывают на пониженную металличность атмосферы главной компоненты со значимым дефицитом гелия и существенными аномалиями содержаний других элементов, что характерно для sdB-субкарликов на пост-горизонтальной ветви (Хебер, 2016).

Итоговое согласование наблюдаемого и модельного спектров представлено на рис. 2. Полученные нами оценки параметров атмосферы в пределах ошибок определения совпадают с результатами анализа Алмейда и др. (Алмейда и др., 2012): $T_{\text{eff}}^I = 42000 \pm 400$ K, $\log g_1 = 5.51 \pm 0.11$, $[\text{He}/\text{H}] = -1.44 \pm 0.10$. Поэтому значение эффективной температуры sdB-субкарлика можно считать найденным с ошибкой не более $\delta T_{\text{eff}}^I = 1000$ K, что достаточно для его применения при последующем анализе кривых блеска V1828 Aql.

5.2. Моделирование кривых блеска

Модельный анализ наблюдаемых кривых блеска проводился по методике, аналогичной использованной при изучении молодой ПП SDSS J162256 (Деминова и др., 2022). Предварительная оценка массы холодной звезды вычислялась из полученного значения функции масс $F(M_2) = 0.00337 M_\odot$, заданной массы sdB-субкарлика $M_1 = 0.47 M_\odot$ и предположения о близости угла наклона орбиты к $i = 82^\circ$. В дальнейшем величина i была незначительно исправлена по результатам анализа кривых блеска. Параметры атмосферы sdBc-убкарлика фиксировались по итогам исследования его спектров, а температура холодной звезды устанавливалась равной $T_{\text{eff}}^2 = 3300$ К. Как показано ниже, масса вторичной компоненты V1828 Aql заведомо не превышает $M_2 = 0.15 M_\odot$ и соответствует параметрам атмосферы $T_{\text{eff}}^2 < 2500$ К, $\log g_2 > 5.15$, для которых в сетках (Кастелли, Куруц, 2003) отсутствуют модели атмосфер. Поэтому мы выбрали наименьшее доступное значение $T_{\text{eff}}^2 = 3300$ К и наибольшее доступное значение $\log g_2 = 5.0$, предварительно проверив предположение о ничтожно слабом влиянии этих параметров на кривые блеска системы ($\delta m_V < 0.^m0007$).

Таким образом, моделирование проводилось с варьированием радиусов вторичной R_2 и главной R_1 компонент и угла наклона орбиты i до наилучшего согласования наблюдаемых и модельных кривых блеска. Выполнение этого условия определялось достижением минимумов среднеквадратичными отклонениями σ_B , σ_V и σ_R в фильтрах B , V и R с визуальным контролем отсутствия трендов в зависимостях разностей блеска $O - C$ от фазы орбитального периода. Наличие шумов в фотометрических данных исключало возможность одновременного достижения минимумов σ в трех полосах. Поэтому при выборе итогового решения наибольший вес имели результаты в полосах V и R , а данные в полосе B считались контрольными. При согласовании модельных и наблюдаемых кривых блеска учитывалось, что на амплитуду эффектов отражения кроме температуры T_{eff}^1 в основном влияет радиус R_2 , а на форму, глубину и отношение глубин затмений – радиусы R_2 и R_1 совместно с углом i . Поэтому предварительная оценка R_2 получена из моделирования внезатменных изменений блеска, а оценки R_1 и i – из моделирования профилей затмений. Последующее уточнение этих оценок выполнено с применением численных критериев, как описано выше. Значения ошибок параметров заданы условием роста ошибки модели δ_{mod} на 50 % относительно ее минимального значения. Величина δ_{mod} , определяемая разницей среднеквадратичных отклонений σ и ошибок фотометрических наблюдений δm для каждой фотометрической полосы в точке глобального минимума,

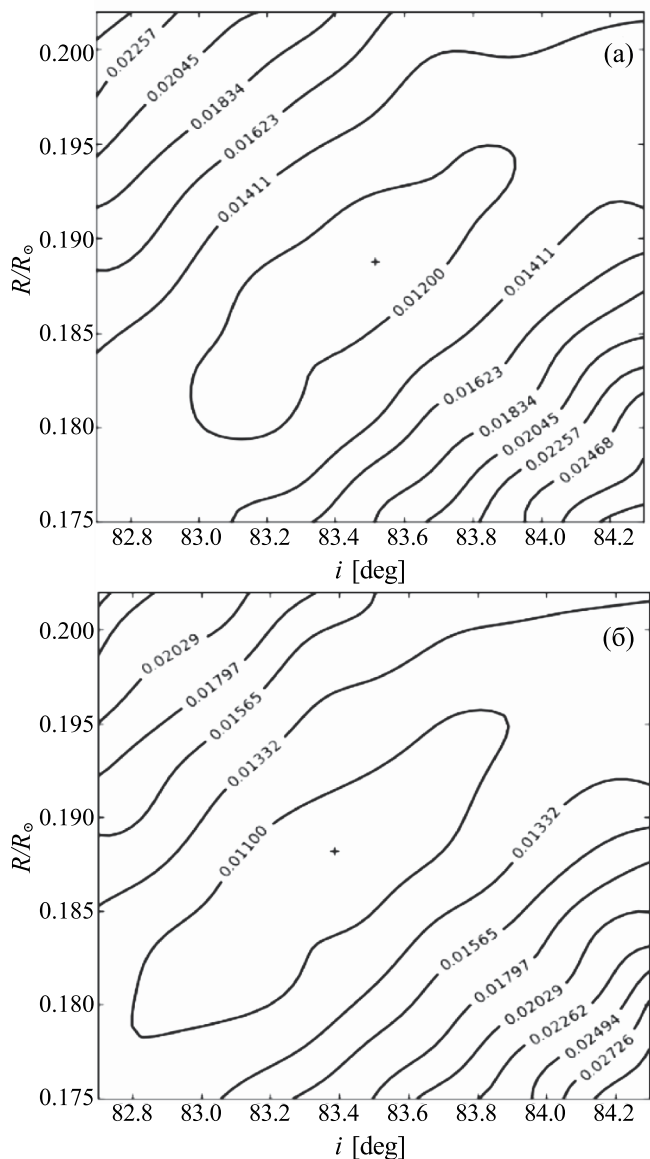


Рис 6. Зависимости среднеквадратичных отклонений σ_R (а) и σ_V (б) наблюдаемых и модельных кривых блеска от угла наклона орбиты i и радиуса sdB-субкарлика $R_1/R_\odot$. Крестами отмечены положения глобальных минимумов.

составила $\delta_{\text{mod}} = 0.^m007 - 0.^m009$ в разных фильтрах. На рис. 6 представлены двумерные зависимости среднеквадратичных отклонений σ_V и σ_R от значений R_1 и i с указанием точек глобального минимума. Итоговый набор параметров V1828 Aql, полученных при анализе кривых блеска, обобщен в табл. 3, а сравнение модельных и наблюдаемых кривых блеска во всех полосах показано на рис. 1.

Представленные значения радиуса $R_1 = 0.188 \pm 0.012 R_\odot$ и массы $M_1 = 0.47 \pm 0.01 M_\odot$ главной компоненты соответствуют динамической оценке поверхностной силы тяжести $\log g_1 = 5.57 \pm 0.06$, что на $\Delta \log g_1 = 0.19$ dex меньше

Таблица 3. Фундаментальные параметры V1828 Aql

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
T_{eff} (К)	41200 ± 800	
$M/M_{\odot}$	0.47 ± 0.01	0.105 ± 0.005
$R/R_{\odot}$	0.188 ± 0.012	0.136 ± 0.006
$\log g$	5.76 ± 0.15	5.23 ± 0.06
K , км/с	67.0 ± 2.7	
γ , км/с	1.2 ± 2.1	
$A/R_{\odot}$	0.802 ± 0.002	
i°	83.4 ± 0.3	

$\log g_1 = 5.76 \pm 0.15$, полученной при анализе спектров. Различие представляется значимым и не может объясняться неверным выбором массы sdB-субкарлика, так как спектроскопическая величина $\log g_1$ требует ее повышения до $M_1 = 0.72 \pm 0.14 M_{\odot}$, несовместимой с классификацией звезды. Мы считаем, что причиной различия значений $\log g_1$ являются ошибки анализа спектра. Добавим, что из остальных параметров V1828 Aql лишь оценка радиуса $R_2 = 0.136 \pm 0.006 R_{\odot}$ существенно отличается от найденной в (Алмейда и др., 2012) $R_2 = 0.162 \pm 0.008 R_{\odot}$. Несоответствие двух значений R_2 , вероятно, обусловлено качественно разными подходами к учету эффектов отражения с применением моделей облучаемых атмосфер в нашей работе и чернотельного приближения в работе (Алмейда и др., 2012). Однако сравнение результатов использования этих методов для молодой ПП SDSS J162256 (Деминова и др., 2022) не выявило таких различий. Можно предположить, что применение метода моделей атмосфер оказывается важным для систем с наиболее горячими sdB-субкарликами, излучающими в далеком ультрафиолетовом диапазоне спектра. В таких ТДС поле внешнего и собственного излучения в области горячего пятна на поверхности вторичной компоненты становится сильно неравновесным и плохо описывается чернотельным приближением.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной задачей нашей работы являлась проверка высказанной в (Шиманский и др., 2012) гипотезы о возможности определения масс компонент молодых ПП типа HW Vir из анализа искажений их лучевых скоростей, формируемых под действием эффектов отражения. Условием для выполнения подобного анализа считалось наличие в системе sdB-субкарлика с температурой не ниже

$T_{\text{eff}} = 35\,000$ К, имеющего заметную долю излучения в диапазоне лаймановского континуума. При падении этого излучения на поверхность спутника оно поглощается в самых верхних слоях его атмосферы, приводя к появлению хромосферы, температура в которой ($T_e = 25\,000$ К) значимо превосходит температуру на глубине формирования оптического континуума ($T_e \approx 12\,000$ К). В результате оптический спектр горячего пятна на поверхности холодной звезды содержит мощные эмиссии линий H I, искажающие и сдвигающие наблюдаемые абсорбционные профили линий в излучении главной компоненты.

Однако исследование спектров V1828 Aql, содержащей sdB-субкарлик с температурой $T_{\text{eff}} = 40\,000$ К, показало, что влияние эффектов отражения на кривые его лучевых скоростей много слабее, чем ожидалось. Основной причиной ослабления является малый радиус холодной звезды, играющей при действии эффектов отражения роль своеобразного зеркала. Несмотря на появление эмиссионных линий H I на поверхности горячего пятна, его малые размеры не позволяют существенно исказить абсорбции в наблюдаемом спектре sdB-субкарлика. Аналогичное уменьшение эффектов отражения наблюдается в кривых блеска системы, где амплитуда внезатменной переменности не превышает $\Delta m_V = 0.^m16$. Дополнительным фактором уменьшения этих эффектов становятся вторичные затмения с закрытием центра горячего пятна с максимальным излучаемым потоком.

В результате мы пришли к выводу о недостаточности условия $T_{\text{eff}}^I = 35\,000$ К, определяющего формирование существенных искажений в линиях H I. Одновременно вторичная компонента должна превышать в размерах sdB-субкарлик и быть сравнимой с большой полуосью системы. Наличие у объекта затмений, вероятно, не является критическим препятствием для анализа искажений V_r при условии, что амплитуда внезатменных колебаний блеска ТДС превышает $\Delta m_V = 0.^m30$. Более того, модельное исследование лучевых скоростей sdB-субкарлика в затменных системах может дать дополнительную информацию о скорости и синхронности его вращения (Алмейда и др., 2012, Ли и др., 2017).

Анализ каталога Риттера и Колба (Риттер, Колб, 2015) показывает, что среди известных ПП с sdB-субкарликами сформулированным нами критерия прямого определения масс соответствует не более четырех объектов, а для остальных систем эта задача остается нерешаемой. Несколько близких ПП наблюдались фотометрическими методами в инфракрасном диапазоне, что позволило выделить излучение и оценить параметры их холодных компонент (Вос и др., 2012). Однако при получении параметров большой, статистически значимой выборки систем типа HW Vir мы считаем возможным

использовать предположение о близости массы их главных компонент к $M_1 = 0.47 M_\odot$ (Хебер, 2016).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Часть наблюдательных данных получена на уникальной научной установке Большой телескоп альт-азимутальный САО РАН. Работа по обработке наблюдательных данных и моделированию звездных спектров выполнена в рамках гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации 075-15-2022-262 (13.МНПМУ.21.0003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алмейда и др. (A. Almeida, F. Jablonski, and C.V. Rodrigues), *Astrophys. J.* **766**, A.11 (2013).
- Алмейда и др. (A. Almeida, F. Jablonski, J. Tello and C.V. Rodrigues), *MNRAS* **423**, 478 (2012).
- Андерс, Гревес (E. Anders and N. Grevesse), *Geochimica et Cosmochimica Acta* **53**, 197 (1989).
- Афанасьев и др. (Афанасьев В.Л., Гажур Э.Б., Желенков С.Р., Моисеев А.В.), Бюлл. Спец. астроф. обсер. **58**, 90 (2005) [(V.L. Afanas'ev, E.B. Gazhur, S.R. Zhelenkov, A.V. Moiseev), *Bull. SAO*, **58**, 90 (2004)].
- Берман и др. (K. Beuermann, P. Breitenstein, B. Debski et al.), *Astron. Astrophys.* **540**, 48 (2012).
- Бохлин (R.C. Bohlin), *Astron. J.* **111**, 1743 (1996).
- Возняк и др. (P.R. Wozniak, W.T. Vestrand, C.W. Akerlof et al.), *Astron. J.* **127**, 2436 (2004).
- Вос и др. (J. Vos, R.H. Ostensen, P. Degroote et al.), *Astron. Astrophys.* **548**, A6 (2012).
- Вуд, Саффер (J.H. Wood, R. Saffer), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **305**, 820 (1999).
- Деминова и др. (Деминова Н.Р., Шиманский В.В., Борисов Н.В., Габдеев М.М.), Письма в Астрон. журн. **47**, 342 (2021) [N.R. Deminova, V.V. Shimanskii, N.V. Borisov, M.M. Gabdееv, *Astron. Lett.* **47**, 307 (2021)].
- Деминова и др. (Деминова Н.Р., Шиманский В.В., Борисов Н.В., Иртуганов Э.Н.), Астроф. бюлл. **77**, 461 (2022) [N.R. Deminova, V.V. Shimansky, N.V. Borisov, E.N. Irtuganov, *Astrophys. Bull.* **77**, 415 (2022)].
- Иванова и др. (Иванова Д.В., Сахибуллин Н.А., Шиманский В.В.), Астрон. журн. **79**, 433 (2002) [D.V. Ivanova, N.A. Sakhibullin, V.V. Shimanskii, *Astron. Rep.* **46**, 390 (2002)].
- Кастелли, Куруц (F. Castelli and R.L. Kurucz), *Proc. IAU Symp. 210: Modeling of Stellar Atmospheres* (Ed. N. Piskunov et al., Kluwer, Dordrecht, 2003), p. A20.
- Коол, Риттер (M. De Kool, H. Ritter), *Astron. Astrophys.* **267**, 397 (1993).
- Куруц (R.L. Kurucz), *Memorie della Societa Astronomica Italiana Suppl.* **8**, 14 (2005).
- Ли и др. (J.W. Lee, J.-H. Youn, K. Hong, W. Han), *Astrophys. J.* **839**, A.39 (2017).
- Лискер и др. (T. Lisker, U. Heber, R. Napiwotzki et al.), *Astron. Astrophys.* **430**, 223 (2005).
- Макстед и др. (P.F.L. Maxted, T.R. Marsh, U. Heber et al.), *MNRAS* **333**, 231 (2002).
- Менжевицкий и др. (Менжевицкий В.С., Шиманская Н.Н., Шиманский В.В., Кудрявцев Д.О.), Астрофиз. бюлл. **69**, 180 (2014) [V.S. Menzhevitski, N.N. Shimanskaya, V.V. Shimansky, D.O. Kudryavtsev, *Astrophys. Bull.* **69**, 169 (2014)].
- Митрофанова и др. (A.A. Mitrofanova, N.V. Borisov, V.V. Shimansky), *Astrophys. Bull.* **69**, 82 (2014).
- Пауч (T. Rauch), *Rev. Mex. Astron. Astrophys.* **20**, 246 (2004).
- Риттер, Колб (H. Ritter, U. Kolb), *Acta Polytechnica CTU Proc.* **2**, 21 (2015).
- Риттер (H. Ritter), *Astron. Astrophys.* **169**, 139 (1986).
- Сахибуллин Н.А. (N.A. Sakhibullin), *Kazanskaia Gorodskaiia Astronomicheskaiia Observatoriia, Trudy* **48**, 9 (1983)].
- Сулейманов В.Ф. (V.F. Suleimanov), *Astron. Lett.* **22**, 92 (1996).
- Уилс и др. (P. Wils, G. Di Scala, S.A. Otero), *IAU Inform. Bull. Var. Stars*, **5800**, 1 (2007).
- Хебер (U. Heber), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **128**, 082001 (2016).
- Хебер и др. (U. Heber, H. Drechsel, R. Ostensen et al.), *Astron. Astrophys.* **420**, 251 (2004).
- Шиманский и др. (Шиманский В.В., Борисов Н.В., Шиманская Н.Н.), Астрон. журн. **80**, 830 (2003) [V.V. Shimansky, N.V. Borisov, N.N. Shimanskaya, *Astron. Rep.* **47**, 763 (2003)].
- Шиманский и др. (Шиманский В.В., Борисов Н.В., Позднякова С.А. и др.), Письма в Астрон. журн. **34**, 465 (2008) [V.V. Shimansky, N.V. Borisov, S.A. Pozdnyakova et al., *Astron. Rep.* **52**, 558 (2008)].
- Шиманский и др. (V.V. Shimanskii, D.G. Yakin, N.V. Borisov, I.F. Bikmaev), *Astron. Rep.* **56**, 867 (2012).
- Эдельманн и др. (H. Edelman, U. Heber, M. Altmann), *Astron. Astrophys.* **442**, 1023 (2005).

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТО-ЦЕНТРОБЕЖНОГО ДИСКОВОГО ВЕТРА В ВИЗУАЛЬНОЙ, УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ И РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА

© 2024 М. А. Альбрант¹, В. П. Гринин^{1,2*}, Т. А. Ермолаева²

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 19.01.2024 г.

После доработки 22.03.2024 г.; принята к публикации 29.03.2024 г.

Приводятся оптические характеристики магнито-центробежного дискового ветра звезд типа Т Тельца, рассчитанные на основе МГД-моделей Сафье (1993). Для темпа истечения в интервале $10^{-10} - 10^{-7} M_{\odot}$ в год рассчитаны критические углы, на которых ветер становится непрозрачным в оптическом, ультрафиолетовом и рентгеновском участках спектра. От этих углов зависят освещенность звездой внешних областей протопланетных дисков, участвующих в создании фотоиспаряющегося ветра, а также условия наблюдения молодых звезд в разных диапазонах длин волн. Показано, что на ранних стадиях эволюции звезд типа Т Тельца дисковый ветер способен полностью экранировать звезду и препятствовать прямому освещению периферийных областей дисков как в оптическом, так и в рентгеновском диапазоне. Поглощая большую часть излучения звезды, дисковый ветер сам становится источником излучения, способным нагревать диск. Показано, что при темпе истечения $\geq 10^{-9} M_{\odot}$ в год доля поглощенного ветром излучения может достигать 60%. При этом значительный вклад в поглощенное излучение могут вносить горячие аккреционные пятна. Это позволяет рассматривать дисковый ветер в качестве важного источника инфракрасного излучения звезд типа Т Тельца.

Ключевые слова: звезды типа Т Тельца, околосредная экстинкция, дисковый ветер.

DOI: 10.31857/S0320010824040064, **EDN:** NRLBVH

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, протопланетные диски почти на всем протяжении имеют низкую температуру и, как следствие, низкую степень ионизации. Исключением является атмосфера диска, которая ионизируется и нагревается излучением звезды. Благодаря этому возникает фотоиспаряющийся ветер (см., например, Эрколано и др., 2009, и ссылки там), а магнитное поле диска становится способным контролировать движение ионизованного газа. На этом основана модель магнито-центробежного дискового ветра, предложенная Блэндфордом и Пэйн (1982) и развитая в работах многих авторов (Кенигл, 1991; Кенигл, Пудриц, 2000; Феррейра, 2013; Роденкирх и др., 2020). В этой модели ионизованный газ ускоряется при движении вдоль магнитных силовых линий. При этом он увлекает нейтральные атомы и нагревается за счет амбипольной диффузии до температуры порядка 10^4 К (Сафье, 1993а, б). Кроме газа ветер поднимает с “поверхности” диска также мелкую пыль (Сафье, 1993а), которая сохраняется в ветре, несмотря на

высокую температуру газа и может быть источником околосредной экстинкции (Тамбовцева, Гринин, 2008; Гринин и др., 2009) и инфракрасного (ИК) излучения (Бэнс, Кенигл, 2012).

Согласно интерферометрическим наблюдениям молодых звезд в частотах линии Br_{γ} (см., например, Гарсия Лопез и др., 2015; Креплин и др., 2018) основной вклад в образование дискового ветра вносит область протяженностью от нескольких до нескольких десятков радиусов звезды. Представляет интерес, как эта область влияет на распространение излучения звезды в направлении на наблюдателя, а также на освещенность периферийных областей диска. Последнее актуально в связи с моделированием фотоиспаряющихся дисковых ветров (см., например, Холленбах, Горти, 2009; Эрколано и др., 2010). Другой важный вопрос связан с условиями для внешнего наблюдения, а именно, каковы предельные углы наклона диска относительно направления на наблюдателя, при которых дисковый ветер становится прозрачным для излучения центрального источника. С этой целью мы рассчитали оптические характеристики дискового ветра для видимой (полоса I),

* Электронный адрес: vgcras@mail.ru

ультрафиолетовой и рентгеновской областей спектра. Основной акцент в наших расчетах сделан на звезды типа Т Тельца. Их средняя температура порядка 4000 К. Поэтому пыль в околозвездном диске сохраняется вплоть до расстояний 5–10 радиусов звезды. Это обстоятельство имеет важное значение, поскольку близость дискового ветра к звезде увеличивает область телесных углов, в которой ветер способен эффективно поглощать ее излучение. По этой причине запыленный дисковый ветер значительно эффективнее перерабатывает излучение звезд типа Т Тельца в ИК-излучение по сравнению со звездами AeBe Хербига (Тамбовцева, Гринин, 2008), у которых внутренняя граница пылевого диска находится на расстоянии порядка 0.5–1 а.е. от звезды. Примеры приращения дискового ветра в качестве источника околозвездной экстинкции звезд типа Т Тельца можно найти в статьях Гринина и др. (2009), Шенаврину и др. (2015), Петрова и др. (2015), Додина и др. (2019). В первых двух статьях запыленный дисковый ветер рассматривался как источник переменной околозвездной экстинкции и одновременно как источник теплового ИК-излучения.

2. ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

Для расчета оптических характеристик дискового ветра, обусловленных поглощением пылью, было принято, что по своим оптическим характеристикам околозвездная пыль близка к межзвездной пыли. Такое приближение оправдано, поскольку дисковый ветер образуется в поверхностных слоях околозвездных дисков, в которых доминирует мелкая пыль (см., например, Натта, Уитни, 2000; Шульман, Гринин, 2019). Для видимой области спектра (полоса V) были использованы значения коэффициента поглощения пылью из указанной выше статьи: $k_V = 225 \text{ см}^2/\text{г}$. Для ультрафиолетовой области спектра мы использовали данные из статьи Карделли и др. (1989) вблизи линии L_α : $k_{L_\alpha} = 720 \text{ см}^2/\text{г}$. Значения коэффициента поглощения в рентгеновском диапазоне для газопылевой смеси с нормальным химическим составом взяты из статьи Моррисон и Маккаммон (1983) и приведены в табл. 1.

Для оценок мы использовали также средний двухтемпературный планковский коэффициент поглощения k_p , рассчитанный Малыгиным и др. (2014) для газа с нормальным химсоставом. Его средние значения в интервале температур 1800–6800 К для четырех значений эффективной температуры звезды приведены в подразделе 4.3. Как следует из рис. 2 в статье этих авторов, коэффициент поглощения k_p слабо зависит от температуры газа в указанном выше интервале температур. Они отмечают также, что средний планковский коэффициент поглощения слабо зависит от плотности газа. Это позволяет

Таблица 1. Рентгеновский диапазон (Моррисон, Маккаммон, 1983)

Энергия фотона, кэВ	Коэффициент поглощения, см ² /г
0.3	1770
1.0	143
3.0	8.7
10.0	0.6

использовать рассчитанные этими авторами значения k_p почти на всем протяжении дискового ветра за исключением наименее плотных и наиболее горячих периферийных областей, вклад которых в оптическую толщину ветра пренебрежимо мал.

3. МОДЕЛИ ВЕТРА

В качестве моделей ветра были использованы МГД-модели Сафье (1993а, б). Приведем основные формулы, необходимые для определения плотности вещества ветра:

$$\rho(\varpi, z) = \rho_1 \left(\frac{\varpi_0}{\varpi_1} \right)^{-3/2} \eta(\chi), \quad (1)$$

$$\chi = z / \varpi_0,$$

$$\varpi_0 \in [\varpi_{\min}, \varpi_{\max}].$$

Здесь используются такие же обозначения, как и в статьях Сафье, z , ϖ_0 — высота и радиус в цилиндрической системе координат. Формулы, входящие в это выражение:

$$\rho_1 = 1.064 \times 10^{-15} \left(\frac{\dot{M}_w}{10^{-7} M_\odot / \text{yr}} \right) \times$$

$$\times \left(\frac{M_*}{0.5 M_\odot} \right)^{-1/2} \times \quad (2)$$

$$\times \frac{1}{\ln(\varpi_{\max}/\varpi_{\min}) \psi_0 (1 - h_0 \xi_0)} \text{ г см}^{-3},$$

$$\eta(\chi) = \frac{\psi_0 (1 - h_0 \xi_0)}{\xi(\chi) \psi(\chi) (\xi(\chi) - \chi \xi(\chi))}. \quad (3)$$

Здесь $\psi_0 = 0.035$, штрихом обозначена производная по переменной χ , h_0 — безразмерная величина, характеризующая высоту, с которой начинается ветер. Параметр $\xi_0 = \theta_0$, где θ_0 — угол между полоидальной компонентой магнитного поля в

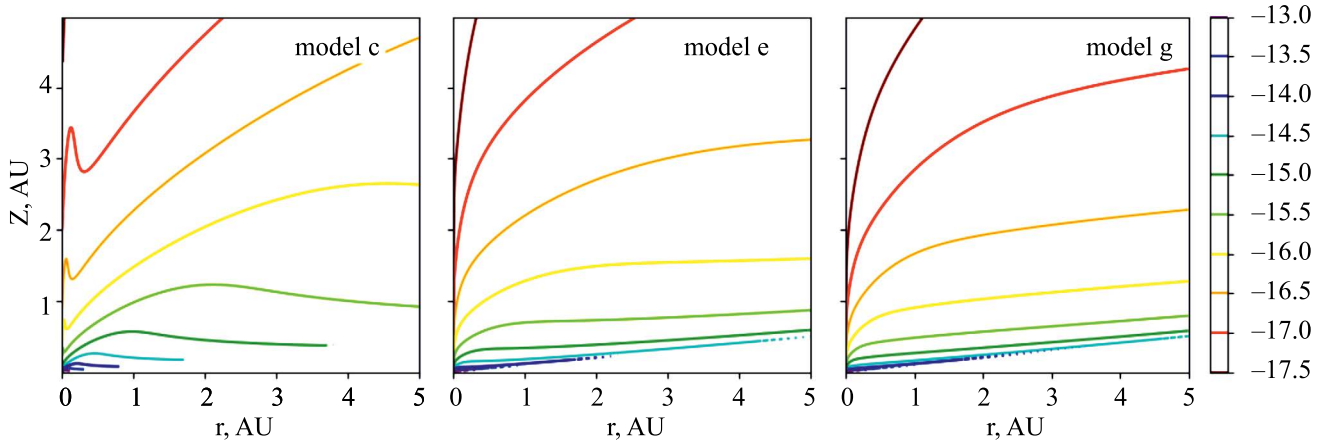


Рис. 1. Распределение плотности газа в моделях дискового ветра при темпе истечения вещества $\dot{M}_w = 10^{-7} M_\odot$ в год.

диске в точке старта ветра и нормально к поверхности диска. В рассматриваемых ниже моделях С, Е и G этот параметр принимает значения, соответствующие углам $\theta_0 = 60^\circ$ (С) и 75° (Е, G)¹.

Для функций $\xi(\chi)$ и $\psi(\chi)$ Сафье дает простые аналитические аппроксимации, зависящие от модели ветра. Более подробную информацию о моделях и их параметрах читатель может найти в оригинальных статьях Сафье.

В итоге, исходными параметрами моделей являются: $\varpi_{\min}$ и $\varpi_{\max}$ — внутренний и внешний радиусы области запуска ветра соответственно и $\dot{M}_w$ — темп истечения вещества.

Ниже приняты следующие значения модельных параметров:

1. $\varpi_{\min} = 0.05$ а.е., $\varpi_{\max} = 10$ а.е. Хотя наиболее активная область истечения ветра достаточно компактна: $0.1 - 1$ а.е., такой выбор позволяет более аккуратно учесть вклад ветра в непрозрачность вещества.
2. Предполагается, что пыль и газ в ветре хорошо перемешаны в соотношении 1:100.
3. Следуя Сафье (1993b), мы принимаем параметр $h_0 = 0.1$.
4. $\dot{M}_w = 10^{-10} - 10^{-7} M_\odot / \text{год}$.
5. Параметры звезд типа Т Тельца (см., например, Музеролле и др., 2001):
 $M_* = 0.5 M_\odot$, $R_* = 2 R_\odot$, $T_{\text{eff}} = 4000$ К.
6. Звезда рассматривается как точечный источник излучения.

Кроме моделей с $T_{\text{eff}} = 4000$ К мы рассчитали также ряд моделей с более высокой температурой звезды. Необходимость в таких расчетах вызвана

тем, что при аккреции газа на звезду типа Т Тельца на ее поверхности образуются горячие аккреционные пятна с температурой порядка 10^4 К (см., например, Додин, 2018). При высоком темпе аккреции светимость таких пятен может быть сравнима со светимостью звезды. С учетом этого были рассчитаны также модели с $T_{\text{eff}} = 6000, 8000$ и $10\,000$ К.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены графики с изоденсами. Они показывают, что распределение плотности может сильно отличаться в разных моделях ветра. Модель С характеризуется крутым подъемом ветра над плоскостью диска и наибольшей плотностью вещества, а модель G — наименьшей. Модель Е занимает промежуточное положение.

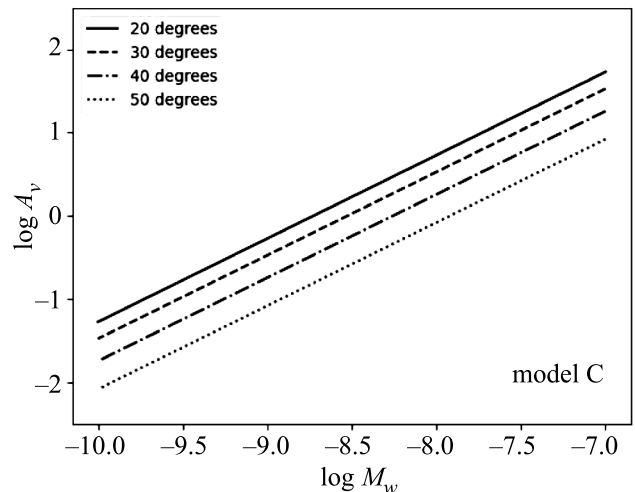


Рис. 2. Поглощение в дисковом ветре (модель С) в полосе V как функция темпа истечения для четырех наклонов плоскости диска к лучу зрения.

¹ Сравнение с результатами МГД расчетов Романовой и др. (2009) показывает, что ветер в моделях Сафье получается более пологим на начальных фазах ускорения по сравнению с коническим ветром в моделях указанных выше авторов.

Посмотрим теперь, как зависит поглощение A_V в полосе V от темпа истечения $\dot{M}_w$ и угла наклона диска к лучу зрения $\alpha = 90 - i$. На рис. 2 показаны зависимости A_V от $\dot{M}_w$ в модели С для четырех углов α в интервале от 20° до 50° . Сравнение с аналогичной зависимостью из статьи Гринина и др. (2009) показывает, что модель С дает при прочих равных условиях примерно в 6 раз более высокие значения A_V , тогда как в модели G поглощение ветром получается примерно таким же, как и в указанной выше статье.

Величина A_V связана с оптической толщиной в полосе V соотношением $A_V \approx 1.07\tau_V$.

Видно, что поглощение сильно зависит от темпа истечения, и такая зависимость будет прослеживаться во всех дальнейших результатах.

4.1. Критические углы для оптического и ультрафиолетового диапазонов

Используя описанные выше модели, можно получить оценки непрозрачности дискового ветра в разных участках спектра. В частности, интересно рассчитать поверхности одинаковой оптической глубины $\tau = 1$ для центрального источника излучения.

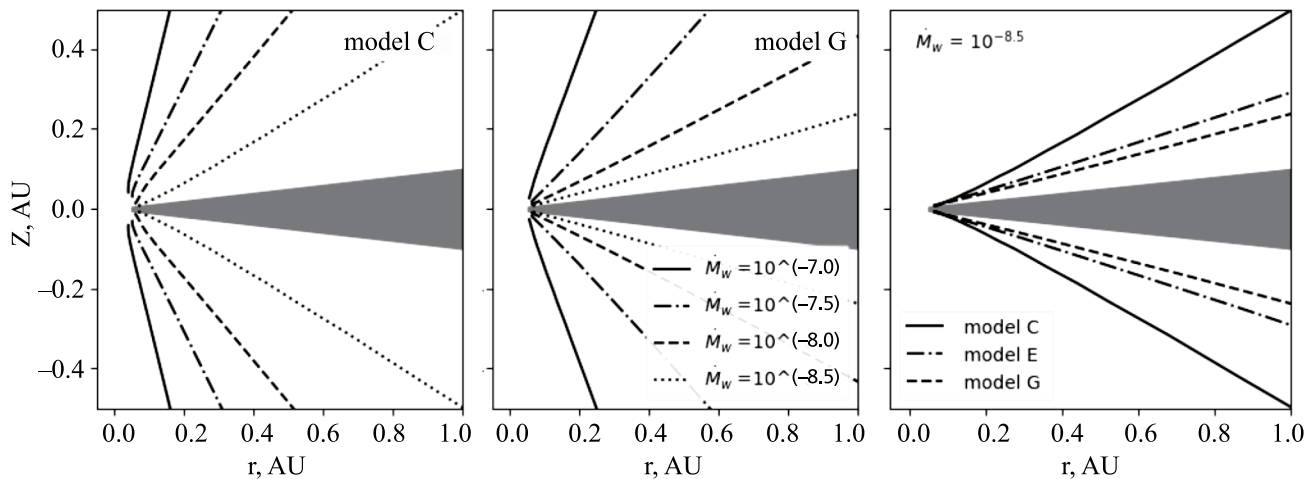


Рис. 3. Два левых графика показывают сечение поверхности $\tau = 1$ для моделей С и G в полосе V для четырех значений $\dot{M}_w$ (указаны в рамках), на правом графике приведено сравнение поверхностей $\tau = 1$ для моделей С, Е и G в полосе V при $\dot{M}_w = 10^{-8.5} M_\odot$ в год.

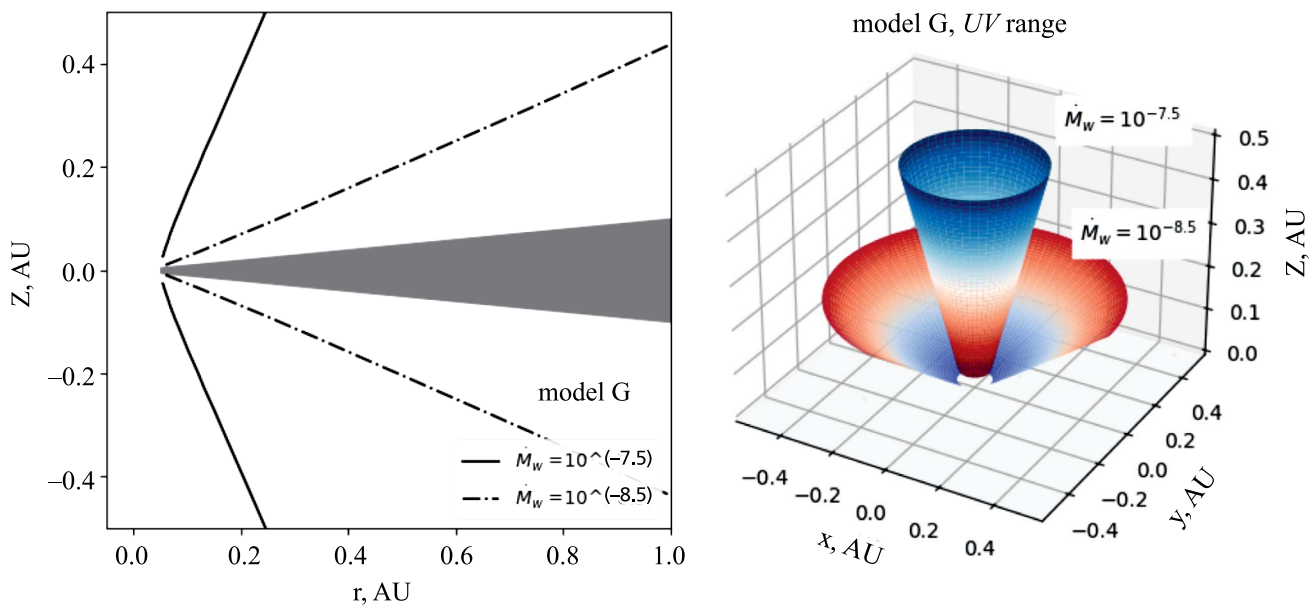


Рис. 4. Поверхности $\tau = 1$ для модели G в диапазоне UV для двух значений $\dot{M}_w$.

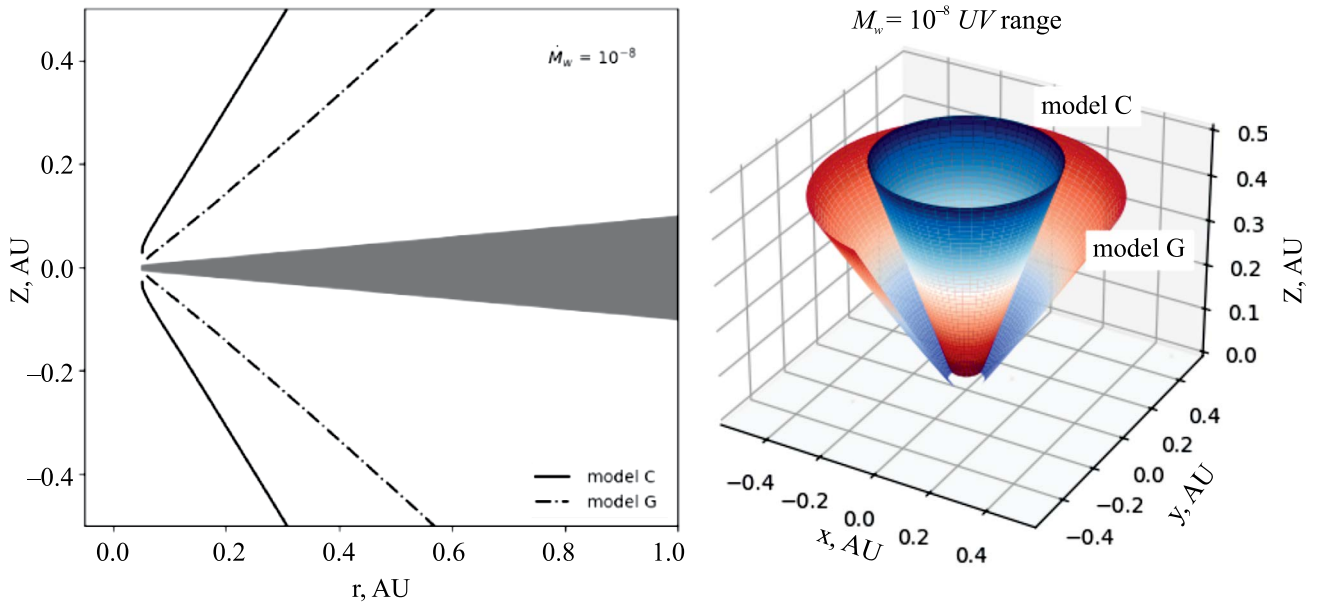


Рис. 5. Сравнение поверхностей $\tau = 1$ для моделей С и G, в диапазоне UV .

Таблица 2. Критические углы $i_{\tau=1}$ для полосы V и вблизи линии L_{α}

Модель	Темп истечения, $\dot{M}_{\odot}$ / год							
	$\dot{M}_w = 10^{-7}$		$\dot{M}_w = 10^{-8}$		$\dot{M}_w = 10^{-9}$		$\dot{M}_w = 10^{-10}$	
	V	L_{α}	V	L_{α}	V	L_{α}	V	L_{α}
С	16	4	43	29	79	60	—	—
Е	14	5	54	32	80	72	—	—
G	22	10	64	44	81	75	—	84

Оптическая толщина ветра является функцией угла i между осью симметрии диска и лучом зрения (угол $i = 0$ соответствует наблюдениям с полюса) и зависит также от модели ветра, темпа истечения вещества $\dot{M}_w$ и выбранной длины волны излучения. Расстояние $R(i)$ от звезды до любой точки такой поверхности определяется соотношением

$$\int_0^R k_{\nu} \rho(r, i) dr = k_{\nu} \int_0^R \rho(r, i) dr = \tau(R_i) = 1. \quad (4)$$

Здесь использовано предположение, что коэффициент поглощения на единицу плотности вещества k_{ν} постоянен в ветре. Полученная зависимость R_i определяет искомую поверхность. Очевидно, что минимальный угол i , при котором $\tau = 1$, соответствует предельному углу для внешнего наблюдателя.

На рис. 3–6 представлены центральные сечения поверхностей в дисковом ветре, соответствующих значениям $\tau_i = 1$ для излучения центрального

источника в полосе V и в окрестности линии L_{α} . Модели С и G соответствуют двум крайним случаям с наиболее и наименее крутым подъемом вещества дисковым ветром соответственно. Модель Е занимает промежуточное положение. Для наглядности для UV диапазона на рис. 4–6 показаны также трехмерные модели таких поверхностей. Источником непрозрачности в этих моделях является пылевая компонента ветра. Для рентгеновского диапазона аналогичная информация представлена на рис. 7.

Назовем угол $i_{\tau=1}$ критическим, если при больших углах i оптическая толщина дискового ветра превышает 1. Критические углы, как легко понять, совпадают для случаев внешнего наблюдателя и центрального источника и зависят от темпа истечения и модели ветра. В табл. 2 приведены значения $i_{\tau=1}$ для видимого и ультрафиолетового диапазонов спектра и четырех значений темпа истечения в интервале $\dot{M}_w = 10^{-7} - 10^{-10} \dot{M}_{\odot}$. Заметим, что, согласно моделям магнитоцентробежного ветра (см., например,

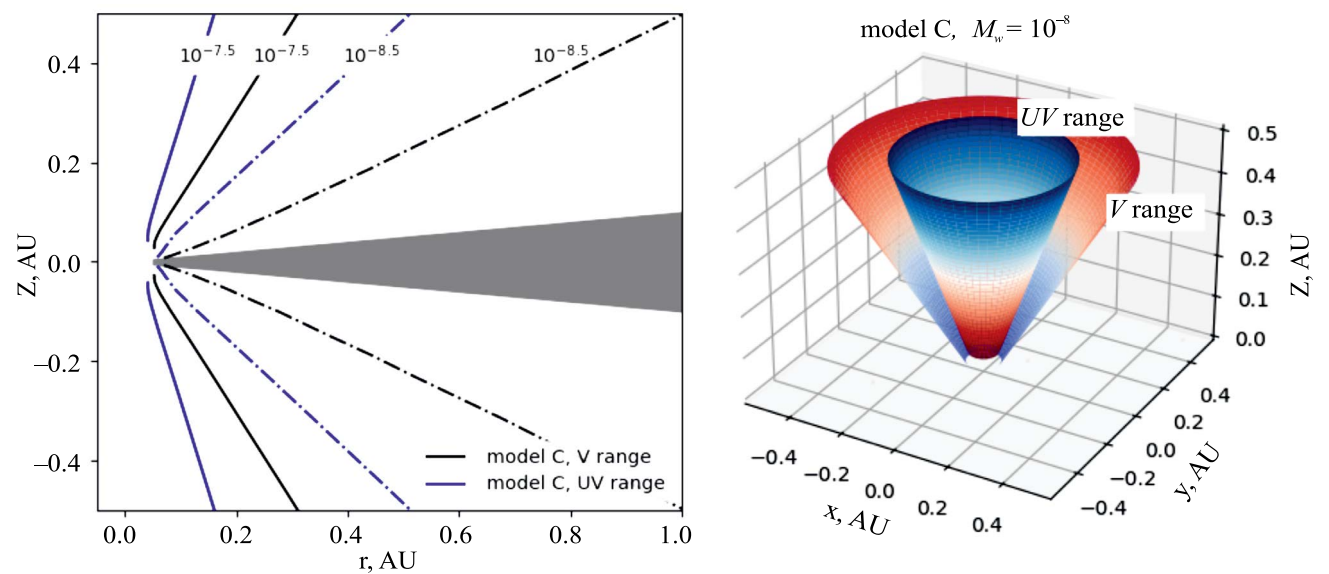


Рис. 6. Сравнение сечений поверхностей $\tau = 1$ для модели C, в диапазонах V и UV для различных значений $\dot{M}_w$, справа – трехмерные изображения поверхностей $\tau = 1$.

Кенигл, Пудриц, 2000), темп истечения в магнито-центробежном ветре примерно в 10 раз меньше темпа аккреции. С учетом этого принятому интервалу значений $\dot{M}_w$ соответствует интервал значений темпа аккреции $\dot{M}_a \approx 10^{-6} - 10^{-9} M_\odot/\text{год}$, характерный для основной массы звезд типа Т Тельца (см., например, Хартманн и др., 2016).

4.2. Критические углы в рентгеновском диапазоне

Рассмотрим теперь такую же задачу для рентгеновского диапазона. В табл. 3 приведены критические углы, определяющие условия видимости источника излучения для внешнего наблюдателя в

зависимости от энергии фотонов. Заметим, что в таблице отсутствуют значения для энергии фотона 10 кэВ, так как в этом случае поглощение в дисковом ветре оказалось слишком малым для всех рассмотренных моделей.

На рис. 7 слева показано сравнение сечений поверхностей $\tau = 1$ для трех рассматриваемых энергий. Рисунок выполнен для модели E при темпе истечения $\dot{M}_w = 10^{-8} M_\odot/\text{год}$, но его вид качественно отражает ситуацию во всех рассматриваемых моделях. Наибольшее поглощение достигается в мягком рентгеновском диапазоне ($E_{ph} = 0.3$ кэВ). При этом поверхности $\tau = 1$ для видимого (синяя линия) и УФ (красная линия)

Таблица 3. Критические углы $i_{\tau=1}$ для рентгеновского излучения в зависимости от энергии фотона

Модель	Энергия, кэВ	$\lg \dot{M}_w, M_\odot/\text{год}$			
		-7	-8	-9	-10
C	0.3	2	19	48	82
	1.0	22	50	84	—
	3.0	58	—	—	—
E	0.3	3	19	61	82
	1.0	22	64	82	—
	3.0	71	84	—	—
G	0.3	6	28	69	82
	1.0	32	71	83	—
	3.0	75	84	—	—

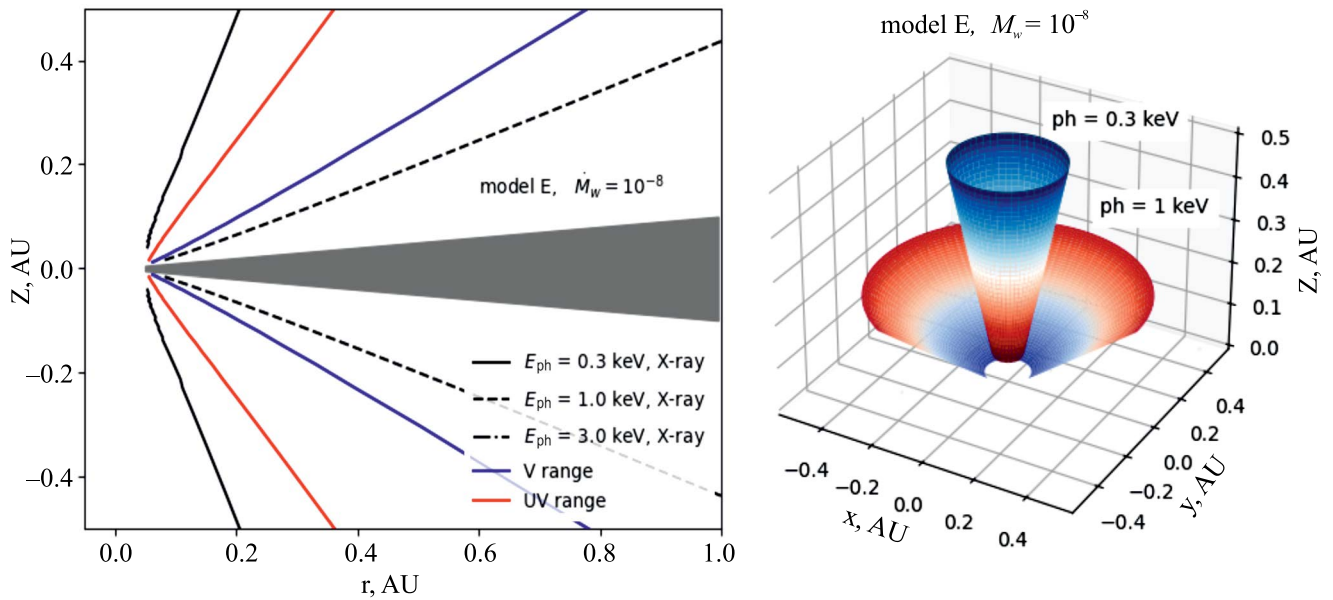


Рис. 7. Слева: сравнение поверхностей $\tau = 1$ для модели E для трех значений энергии фотонов при $\dot{M}_w = 10^{-8} M_\odot$ /год. Черным цветом изображены поверхности $\tau = 1$ для рентгеновского диапазона: сплошная линия отвечает энергии 0.3 кэВ, пунктирная – 1.0 кэВ, а штрихпунктирная – 3.0 кэВ. Справа: трехмерное изображение поверхностей $\tau = 1$ для модели E и энергии фотонов 0.3 и 1.0 кэВ, при темпе истечения $\dot{M}_w = 10^{-8} M_\odot$ /год.

диапазонов всегда расположены между поверхностями, соответствующими энергиям 0.3 и 1.0 кэВ (сплошная и пунктирные линии соответственно), для всех моделей и всех значений темпа истечения. Заметим, что мягкое рентгеновское излучение аккреционных пятен, образующееся при аккреции за фронтом ударной волны (Ламзин, 1998), частично поглощается также в магнитосферах звезд типа Т Тельца в падающем на звезду потоке газа (Додин, 2018).

4.3. Дискосвет, как источник собственного излучения

Предполагая нормальный химсостав газа и используя значения двухтемпературного планковского коэффициента поглощения k_p из статьи Малыгина и др. (2014), оценим долю излучения звезды, поглощенную газовой компонентой ветра. Согласно рис. 2 из статьи этих авторов, при $T_{\text{eff}} = 10^4$ К и температуре газа в интервале $\approx 1800\text{--}6000$ К² величина $k_p \approx 5.5 \times 10^4$ см²/г. С уменьшением эффективной температуры звезды планковский средний коэффициент поглощения быстро уменьшается при $T_{\text{eff}} = 8000$ К соответствующее значение $k_p \approx 6.2 \times 10^3$ см²/г; при $T_{\text{eff}} = 6000$ К величина $k_p \approx 280$ см²/г. Характерной температурой звезд типа Т Тельца 4000 К

соответствует среднее значение $k_p \approx 16$ см²/г. Столь сильная зависимость k_p от температуры центрального источника означает, что у звезд типа Т Тельца с интенсивной аккрецией основной вклад в поглощенное ветром излучение должны давать горячие аккреционные пятна на поверхности звезд. Поскольку коэффициент поглощения околозвездной пыли быстро растет с уменьшением длины волн излучения (см., например, Натта, Уитни, 2000), такой же вывод справедлив и по отношению к пылевой компоненте дискового ветра, ответственной за тепловое излучение диска в ближней ИК-области спектра.

Обозначим через δL долю полной светимости звезды, поглощенную в ветре. Очевидно, это есть

$$\delta_L = 1 - \int_0^{\pi/2} e^{-\tau(\theta)} \sin \theta d\theta, \quad (5)$$

где $\tau(\theta)$ – планковская оптическая толщина ветра в направлении θ , угол θ отсчитывается от оси диска.

На рис. 8 представлены результаты численного интегрирования. Видно, что доля поглощенного ветром излучения чувствительным образом зависит не только от темпа истечения в ветре и температуры звезды, но также и от модели ветра. При $T_{\text{eff}} = 4000$ К и темпе истечения $\dot{M}_w = 10^{-8} M_\odot$ /год, (что соответствует примерно на порядок более высокому темпу аккреции) доля поглощенного излучения в модели С $\delta L = 10\%$. С повышением эффективной

² В моделях Сафье (1993) этот температурный интервал соответствует наиболее плотной области дискового ветра, в которой происходит ускорение газа.

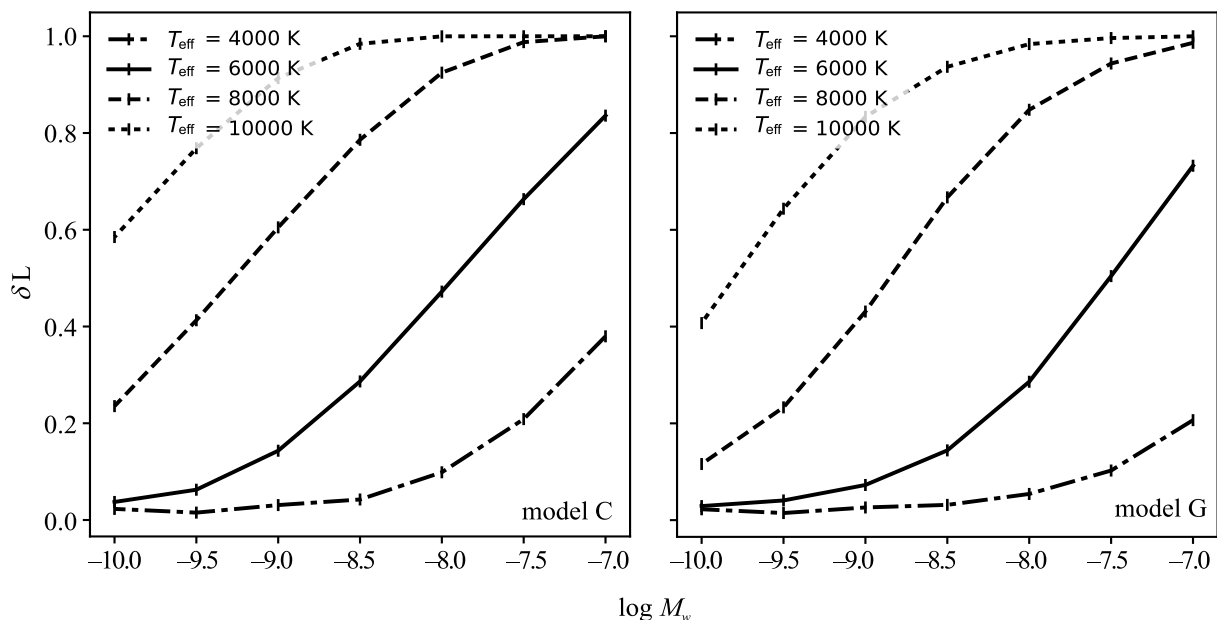


Рис. 8. Доля светимости звезды, поглощенной в дисковом ветре, в моделях С и G для четырех значений эффективной температуры звезды.

температуры звезды δL увеличивается, достигая в этой же модели 97% при $T_{\text{eff}} = 10^4$ К, что объясняется увеличением коэффициента поглощения с уменьшением длины волны излучения.

Отсюда следует важный вывод: у звезд типа Т Тельца с высоким темпом аккреции основной вклад в излучение дискового ветра дает не фотосфера звезды, а ультрафиолетовое излучение горячих аккреционных пятен на ее поверхности. По этой причине изменение темпа аккреции, определяющего светимость пятен, будет напрямую влиять на ИК-светимость звезды в ближней ИК-области спектра.

4.4. Дисковый ветер и рентгеновское излучение звезд типа Т Тельца

Отдельно отметим важность изучения влияния вещества ветра на излучение звезд типа Т Тельца (TTS) в рентгеновском диапазоне. Звезды этого типа обладают мощными магнитными полями, ответственными за аккрецию околозвездного вещества и нагрев обширных, рентгеновских корон (Фейгельсон, Монтмерль, 1999). Их высокоэнергичное корональное излучение, наряду с излучением, возникающим в результате аккреции, существенно влияет на эволюцию околозвездных дисков. Электронные температуры порядка 10^7 К, а также мощные рентгеновские вспышки (Гюдель и др., 2004; Стельцер и др., 2006; Франсиозини и др., 2006), указывают на корональное происхождение рентгеновского излучения звезд типа Т Тельца. Тем не менее, из наблюдений давно известен факт дефицита рентгеновского излучения у TTS,

находящихся на ранних стадиях эволюции (так называемых, классических звезд типа Т Тельца или CTTS) — по сравнению со звездами Т Тельца со слабыми линиями (WTTS) (Телесчи и др., 2007). Низкая рентгеновская светимость CTTS не связана ни с периодом вращения, так как в процессе наблюдений не обнаружена антикорреляция между рентгеновской светимостью и периодом обращения этих звезд (Прейбиш и др., 2005), ни с особенностями внутреннего строения TTS (Кеньон, Хартманн, 1995).

Антикорреляция между темпом аккреции и рентгеновской светимостью может быть следствием того, что: а) аккреция влияет на структуру силовых линий звездного магнитного поля, искажая их (Флаккомио и др., 2003; Телесчи и др., 2007), б) газ, движущийся вдоль силовых линий магнитного поля к поверхности звезды, эффективно поглощает УФ- и мягкий рентген (Прейбиш и др., 2005; Додин, 2018), в) рентгеновское излучение поглощается в околозвездной среде и дисковом ветре. В настоящей статье мы рассматриваем последний случай.

По оценкам Холленбаха и Горти (2009) жесткое рентгеновское излучение (≥ 1 кэВ) способно проникать сквозь вещество дискового ветра и ионизовать околозвездный диск при темпе аккреции $\dot{M}_a \leq 4 \times 10^{-7} M_{\odot}$ в год. В то время как мягкий рентген (≤ 0.2 кэВ) и УФизлучение экранируются ветром и способны внести вклад в ионизацию вещества диска только при $\dot{M}_a \leq 8 \times 10^{-9} M_{\odot}$ в год. Эти оценки в целом согласуются с результатами наших расчетов, представленными в табл. 3 и 4.

Они показали, что кроме темпа аккреции важную роль играют также параметры магнитного поля диска, оказывающие сильное влияние на вертикальную структуру ветра.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе этой работы были исследованы три модели магнитоцентробежного дискового ветра из работ Сафье (1993а, б) и определен их вклад в оптические характеристики ветра в оптическом, УФ- и рентгеновском диапазонах. Коротко подведем итоги и суммируем полученные результаты:

1. Построены поверхности одинаковой оптической толщины $\tau = 1$ и рассчитаны предельные углы i_w между осью диска и направлением на наблюдателя, такие, что при углах, больших i_w , оптическая толщина на луче зрения превышает 1. Результаты представлены в табл. 3 и 4.

Эти предельные углы полезно знать при планировании наблюдений и их интерпретации. Они дают общее представление о характере распространения излучения центрального источника. Малые предельные углы означают, что излучение звезды испытывает сильное поглощение ветром, особенно в УФ- и мягком рентгеновском диапазонах, что в результате приводит к экранированию периферийных областей диска: они слабее освещаются звездой и, следовательно, вносят меньший вклад в интенсивность излучения системы и в фотоиспаряющийся ветер. Наибольший вклад в экранирование дает модель С с начальным углом подъема дискового ветра относительно плоскости диска 30° . Расчеты показали, что для жесткого рентгеновского излучения с энергией ≥ 10 кэВ дисковый ветер прозрачен во всех рассмотренных моделях и при всех значениях темпа потери массы.

2. Мы оценили также долю излучения звезды δL , поглощенную дисковым ветром. Для звезд типа Т Тельца с высоким темпом аккреции эта доля может достигать значений, близких к 1. Как и в случае предельных углов, наибольший эффект получается в моделях С. При этом, чем выше температура центрального источника, тем выше доля поглощенного ветром излучения. Это свойство дискового ветра присуще как газовой, так и пылевой компонентам ветра. Это означает, что излучение горячих аккреционных пятен на звезде может быть важнее для термодинамики ветра, чем излучение фотосферы звезды с эффективной температурой 4000 К.

Суммируя сказанное выше, можно утверждать, что дисковый ветер звезд типа Т Тельца не только поглощает излучение центрального источника, препятствуя освещению периферийных областей диска, но и является также потенциально важным источником собственного излучения. Это излучение может компенсировать уменьшение освещенности периферийных слоев диска прямым

излучением звезды из-за поглощения в дисковом ветре, и это обстоятельство необходимо учитывать при моделировании распределения энергии в спектрах звезд типа Т Тельца с интенсивной аккрецией.

При повышении темпа аккреции (а следовательно, темпа истечения вещества) растет полное поглощение, причем как в полосе V , так и в рентгеновском диапазоне. Корреляция этих величин действительно наблюдается у ряда звезд типа Т Тельца с переменной околозвездной экстинкцией (Принсипи и др., 2016). Как следствие, у таких звезд также наблюдается антикорреляция между светимостью в рентгеновском диапазоне и темпом аккреции (Шнайдер и др., 2018). Обе этих зависимости получают естественное объяснение в рамках рассмотренных моделей: чем выше темп аккреции, тем интенсивнее дисковый ветер, тем сильнее поглощение в рентгеновском диапазоне.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят анонимного рецензента за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блэндфорд, Пэйн (R.D. Blandford and D.G. Payne), *MNRAS* **199**, 883 (1982).
2. Бэнс, Конигл (A. Bans and A. Konigl), *Astrophys. J.* **758**, 100 (2012).
3. Гарсия Лопез и др. (R. Garcia Lopez, L.V. Tambovtseva, D. Schertl, V.P. Grinin, K.-H. Hofmann, G. Weigelt, and A. Caratti o Garatti), *Astrophys. J.* **576A**, 84G (2015).
4. Гринин и др. (V.P. Grinin, A.A. Arkharov, O.Yu. Barsunova, S.G. Sergeev, and L.V. Tambovtseva), *Astron. Lett.* **35**, 114 (2009).
5. Гюдель и др. (M. Güdel et al.), *Astron. Astrophys. Rev.* **12**, 71 (2004).
6. Додин (A. Dodin), *MNRAS* **475**, 4367D (2018).
7. Додин и др. (A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, B. Safonov, D. Shakhovskoi, V. Shenavrin, A. Tatarnikov, and O. Vozyakova), *MNRAS* **482**, 5524 (2019).
8. Дуллемон и др. (C.P. Dullemond, C. Dominik, and A. Natta), *Astrophys. J.* **560**, 957 (2001).
9. Дуллемон и др. (C. Dullemond, M.E. van den Ancker, B. Acke, and R. van Boekel), *Astrophys. J.* **594**, L47 (2003).
10. Карделли и др. (J.A. Cardelli, G.C. Clayton, and J.S. Mathis), *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
11. Кенигл (A. Konigl), *Astrophys. J.* **342**, 208 (1991).
12. Кенигл, Пудриц (A. Konigl and R.E. Pudritz), *Protoplastars and Planets, IV* (University of Arizona Press;

- Ed. Mannings V., Boss A.P., Russell S.S., p. 759, 2000).
13. Кенъон, Хартманн (S.J. Kenyon and L. Hartmann), *Astrophys. J.* **101**, 117 (1995).
 14. Креплин и др. (A. Kreplin, L. Tambovtseva, V. Grinin, S. Kraus, G. Weigelt, and Y. Wang), *MNRAS* **476**, 4520 (2018).
 15. Ламзин (S.A. Lamzin), *Astron. Rep.* **42**, 322 (1998).
 16. Малыгин и др. (M.G. Malygin, R. Kuiper, H. Klahr, C.P. Dullemond, and Th. Henning), *Astron. Astrophys.* **568**, A91 (2014).
 17. Моррисон, Маккаммон (R. Morrison and D. McCammon), *Astrophys. J.* **270**, 119 (1983).
 18. Муцеролле и др. (J. Muzerolle, N. Calvet, and L. Hartmann), *Astrophys. J.* **550**, 944 (2001).
 19. Натта, Уитни (A. Natta and B.A. Whitney), *Astron. Astrophys.* **364**, 633 (2000).
 20. Петров и др. (P.P. Petrov, G.F. Gahm, A.A. Djupvik, E.V. Babina, S.A. Artemenko, and K.N. Grankin), *Astron. Astrophys.* **577**, A73 (2015).
 21. Прейбиш и др. (T. Preibisch, Y. Kim, F. Favata, E.D. Feigelson, E. Flaccomio, K. Getman, G. Micela, S. Sciortino, et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **160**, 401 (2005).
 22. Принципи и др. (D.A. Principe, G. Sacco, J.H. Kastner, B. Stelzer, and J.M. Alcalá), *MNRAS* **459**, 2097 (2016).
 23. Роденкирх и др. (P.J. Rodenkirch, H. Klahr, C. Fendt, and C.P. Dullemond), *Astron. Astrophys.* **633**, A21 (2020).
 24. Романова и др. (M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, and R.V.E. Lovelace), *MNRAS* **399**, 1802 (2009).
 25. Сафье (P. Safier), *Astrophys. J.* **408**, 115 (1993a).
 26. Сафье (P. Safier), *Astrophys. J.* **408**, 148 (1993b).
 27. Тамбовцева, Гринин (L.V. Tambovtseva and V.P. Grinin), *Astron. Lett.* **34**, 231 (2008).
 28. Телесчи и др. (A. Telleschi, M. Güdel, K.R. Briggs, M. Audard, and F. Palla), *Astron. Astrophys.* **468**, 425 (2007).
 29. Фейгельсон, Монтмерле (E.D. Feigelson and T. Montmerle), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **37**, 363 (1999).
 30. Феррейра (J. Ferreira), *Angular Momentum Transport During Star Formation and Evolution* (Ed. P. Hennebelle, C. Charbonnel, EAS Publ. Ser. **62**, 169 (2013)).
 31. Флаккомио и др. (E. Flaccomio, F. Damiani, G. Micela, S. Sciortino, F.R. Harnden Jr., S.S. Murray, and S.J. Wolk), *Astrophys. J.* **582**, 398 (2003).
 32. Франсиозини и др. (E. Franciosini, R. Pallavicini, and J. Sanz-Forcada), *Astron. Astrophys.* **446**, 501 (2006).
 33. Хартманн и др. (L. Hartmann, G. Herczeg, and N. Calvet), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **54**, 135 (2016).
 34. Холленбах, Горти (D. Hollenbach and U. Gorti), *Astrophys. J.* **703**, 1203 (2009).
 35. Чанг, Гольдрейх (E.I. Chiang and P. Goldreich), *Astrophys. J.* **490**, 368 (1997).
 36. Шенаврин и др. (V.I. Shenavrin, P.P. Petrov, and K.N. Grankin), *Inform. Bull. Var. Stars* 6143 (2015).
 37. Шнайдер и др. (P.C. Schneider, H.M. Günther, J. Robrade, J.H.M.M. Schmitt, and M. Güdel), *Astron. Astrophys.* **618**, A55 (2018).
 38. Шульман, Гринин (С.Г. Шульман, В.П. Гринин), *Письма в Астрон. журн.* **45**, 435 (2019) [S.G. Shulman and V.P. Grinin, *Astron. Lett.* **45**, 384 (2019)].
 39. Эрколано и др. (B. Ercolano, C.J. Clarke, and J.J. Drake), *Astrophys. J.* **699**, 1639 (2009).
 40. Эрколано, Оуэн (B. Ercolano and J.E. Owen), *MNRAS* **406**, 1553 (2010).
 41. Финдейзен (K. Findeisen, L. Hillenbrand, E. Ofek, D. Levitan, B. Sesar, R. Laher, and J. Surace), *Astrophys. J.* **768**, 93 (2013).