СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 4, 2021

-

Аннигиляция позитронов ²² Na в новых звездах <i>Н. Н. Чугай, А. Д. Кудряшов</i>	231
Непрозрачность разлетающегося вещества в расчетах кривых блеска сверхновых <i>М. Ш. Поташов, С. И. Блинников, Е. И. Сорокина</i>	239
Фазированная спектроскопия магнитара SGR J1745–2900 по данным обсерватории NuSTAR	
Е. А. Кузнецова, А. А. Лутовинов, А. Н. Семена	250
Анализ избранных убегающих звезд в туманности Ориона по данным каталога Gaia EDR3 В. В. Бобылев, А. Т. Байкова	260
Спектрофотометрический мониторинг активности симбиотической звезды CH Cyg в период с 2008 по 2018 г.	
Т. Н. Тарасова, А. Скопал	272
Изменения периода SU Sct — цефеиды населения II Л. Н. Бердников, Е. Н. Пастухова	290
Three-Dimensional Version of Hill's Problem with Variable Mass F. Bouaziz-Kellil	300
Авторский указатель (Том 46, 2020 г.)	301

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ ²²Na В НОВЫХ ЗВЕЗДАХ

© 2021 г. Н. Н. Чугай^{1*}, А. Д. Кудряшов²

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия ²Всероссийский институт научной и технической информации РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 29.01.2021 г. После доработки 29.01.2021 г.; принята к публикации 02.02.2021 г.

Впервые исследовано влияние магнитного поля в оболочке новой звезды на выход позитронов радиоактивного изотопа ²²Na и на эволюцию потока в аннигиляционной линии 511 кэВ. Показано, что при поле на поверхности белого карлика $\sim\!10^6$ Гс магнитное поле в расширяющейся оболочке новой способно существенно замедлить выход позитронов и увеличить время свечения в линии 511 кэВ до сотен дней.

Ключевые слова: звезды, новые звезды, нуклеосинтез.

DOI: 10.31857/S0320010821040057

1. ВВЕДЕНИЕ

Явление новой звезды порождается термоядерной вспышкой (ТВ) в водородной оболочке, образованной на поверхности белого карлика в результате аккреции в двойной системе с нормальным компаньоном (обычно красный карлик). Несмотря на общее понимание механизма вспышки новой, в настоящее время не существует общепринятых моделей основных процессов, вовлеченных в явление новых. В частности, ведутся дискуссии по поводу механизма перемешивания вещества белого карлика с веществом водородной оболочки, что крайне важно для описания ТВ. Более того, не ясно, теряет ли новая при вспышке больше или меньше вещества, нежели накопилось в результате аккреции между вспышками (Эпельстайн и др., 2007; Старрфилд и др., 2020). Остаются неясности в описании сброса оболочки и ее морфологии.

При таком положении теории значительная роль в развитии теории новых звезд принадлежит наблюдениям. Это обстоятельство иллюстрируют два важнейших факта в основе современной теории вспышек новых: (i) новые звезды — двойные системы и один из компонентов являются белым карликом (Крафт, 1964); (ii) в оболочках новых имеется 100-кратный избыток СNO элементов (Мустель, Баранова, 1966), который говорит о важной роли перемешивания аккрецируемого вещества с веществом СО белого карлика в энергетике новых (Спаркс и др., 1976). Следует подчеркнуть, что помимо новых, связанных с ТВ на поверхности СО карликов, существует довольно распространенный класс неоновых новых, обусловленных ТВ на поверхности ОNе карликов (Старрфилд и др., 1986). К такому выводу привело обнаружение значительного избытка Ne в спектрах ряда новых звезд (Ферланд, Шиллдс, 1978). Представляет интерес гипотеза, по которой неоновые новые являются результатом вспышки на СО белых карликах, внешний слой которых сильно обогащен Ne и Mg на предшествующей стадии с высоким темпом аккреции водорода, $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ год⁻¹ (Шара, Пряльник, 1994).

В процессе ТВ синтезируются радиоактивные изотопы, распадающиеся за времена от сотен секунд (¹³N) до нескольких лет (²²Na). Еще полвека назад была осознана важность наблюдения гамма-линий от новых звезд (Клейтон, Хойл, 1974). Изотопный состав оболочек новых зависит от типа белого карлика (СО или ONe) и многих плохо фиксируемых параметров явления, в частности, массы карлика, темпа аккреции и степени подмешивания вещества белого карлика в водородную оболочку. Регистрация гамма-линий от новых позволила бы определять массу изотопов в оболочке и, таким образом, получить важные ограничения на модели вспышек.

Перспективным для наблюдений гамма-линий от новых является изотоп ²²Na с периодом полураспада 2.6 года, что позволяет проводить наблюдения с большим временем накопления. Теория вспышек предсказывает довольно высокое содержание изотопа ²²Na в оболочках неоновых новых,

^{*}Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

 $\sim 10^{-3}$ по массе (Денисенков и др., 2014; Кудряшов, 2019), на три порядка выше, чем в случае СО новых. Распад ²²Na сопровождается излучением гамма-квантов 1275 кэВ, аннигиляционной линии 511 кэВ и континуума трехфотонной аннигиляции. С помощью гамма-телескопа СОМРТЕ удалось наблюдать пять неоновых новых и получить верхний предел выбрасываемой массы ²²Na в диапазоне $3 \times 10^{-8} - 2 \times 10^{-6} M_{\odot}$ на основе верхнего предела потока в линии 1275 кэВ (Июдин и др., 1995). Полученные верхние пределы не противоречат теоретическому содержанию ²²Na в современных моделях неоновых новых при массе облочки $\lesssim 3 \times 10^{-5}$. Позднее сообщалось о регистрации линии 1275 кэВ ²²Na гамма-телескопом COMPTEL от медленной новой V723 Cas 1995 г. на уровне 4σ (Июдин, 2010) — довольно неожиданный результат с точки зрения современных моделей вспышек новых.

Модельная светимость новых в аннигиляционной линии 511 кэВ от ²²Na исследовалась ранее (Гомез и др., 1998) и было показано, что уже через неделю после ТВ оболочка новой становится прозрачной для позитронов, которые покидают ее, минуя аннигиляцию. Если это так, то возможность регистрации аннигиляционной линии от ²²Na в новых становится сомнительной. С другой стороны, вывод о высокой прозрачности оболочки для позитронов изотопа ²²Na получен без учета возможного магнитного поля в оболочке. Вполне может оказаться, что умеренной величины магнитного поля будет достаточно, чтобы сильно затруднить выход позитронов изотопа ²²Na из оболочки новой и, таким образом, существенно увеличить длительность свечения неоновой новой в линии 511 кэВ. В таком случае задача обнаружения аннигиляционной линии ²²Na от неоновых новых могла бы стать вполне реалистичной.

В предлагаемой работе впервые исследуется вопрос о том, в какой мере учет магнитного поля может повлиять на выход позитронов ²²Na из оболочки и на эволюцию потока в линии 511 кэВ от неоновой новой. В разделе 2 описаны модель оболочки с вмороженным магнитным полем и принципы расчета двухфотонной аннигиляции. В разделе 3 представлены результаты расчета эволюции потока в линии 511 кэВ при различных значениях соответствующих параметров.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

2.1. Оболочка новой с вмороженным магнитным полем

Вопрос о структуре и кинематике оболочки различных подклассов новых не вполне ясен. Наиболее естественным представляется предположение

о сбросе оболочки в режиме оптически толстого ветра (Рагглз, Бат, 1979; Като, Хачису, 2007). Оно основано на том, что длительность ТВ существенно превышает гидродинамическое время в оболочке на поверхности белого карлика. В соответствии с этими соображениями мы предполагаем, что оболочка новой формируется ветром с постоянным темпом потери массы и постоянной скоростью $v \sim 1500$ км с⁻¹, который истекает с внешней границы оболочки новой, расширившейся до радиуса $r_1 \sim 2GM/v^2 \sim 10^{10}$ см, где $M \sim 1~M_{\odot}$ масса белого карлика. Удобным параметром для описания ветра является кинетическая светимость ветра $L_w = 0.5 w v^3$, где $w = \dot{M}/v = 4\pi r^2 \rho$ — параметр плотности ветра. Величина L_w должна быть порядка эддингтоновской светимости, 1.26 × $\times 10^{38} (M/M_{\odot})$ эрг с⁻¹. В стандартной модели будет предполагаться $L_w = 10^{38}$ эрг с⁻¹. Истечение оболочки новой с массой $M_s \sim 10^{-5}~M_{\odot}$ занимает $t_w = M_s / \dot{M} \sim 26$ дней.

Для принятой величины скорости ветра возмущение скорости и плотности течения за счет орбитального движения обоих компонентов незначительно. В самом деле, при типичном орбитальном периоде 3.5 часа, массе белого карлика $M_1 =$ $=1~M_{\odot}$ и массе вторичного компонента $M_2=$ $=0.5~M_{\odot}$ большая полуось $a=9 imes 10^{10}$ см, а орбитальные скорости белого карлика и красного карлика составляют $v_1 = 150$ км с⁻¹ и $v_2 =$ = 300 км с $^{-1}$ соответственно. Максимальная вариация скорости ветра, связанная с движением белого карлика, составит около 10% и будет иметь место только вблизи орбитальной плоскости. Вариация плотности и скорости, обусловленная гравитацией и движением вторичного компонента, будет также незначительной из-за большой скорости ветра. В дальнейшем предполагается, что оболочка новой расширяется сферически с постоянной скоростью. Исследование морфологии неоновой V382 Vel (Такеда, Диаз, 2019) показывает, что расширяющаяся со скоростью 1200 км с⁻¹ оболочка этой новой действительно имеет сферическую форму. Возможные отклонения от сферической симметрии, например, в форме клочковатой структуры (Чомук и др., 2020) обсуждаются в заключительном разделе.

В нашей модели водородная оболочка перед вспышкой находится в магнитном поле карлика со средней напряженностью $B_0 = 10^6$ Гс. Это довольно умеренная величина по сравнению с полем поляров и промежуточных поляров $3 \times 10^6 - 2 \times 10^8$ Гс (Феррарио и др., 2020). Предположение о величине поля белого карлика согласуется с оценкой магнитного момента белого карлика классической новой 1934 года DQ Нег, который

составляет $(1-3) \times 10^{32}$ Гс см³ (Паттерсон, 1994). При радиусе белого карлика $\sim 4 \times 10^8$ см это соответствует напряженности поля на поверхности белого карлика $(1-3) \times 10^6$ Гс.

Термоядерная вспышка новой сопровождается бурной конвекцией, охватывающей всю водородную оболочку (Касанова и др., 2018; Старрфилд и др., 2020). Поскольку рассматриваемое магнитное поле (~10⁶ Гс) слабое в энергетическом и динамическом отношении, то конвекция неизбежно приводит к формированию запутанного поля в оболочке, толщина которой для неонового белого карлика с массой 1.25 M_{\odot} составляет h = 250 км (Касанова и др., 2018). Мы не учитываем ни возможное усиление поля в оболочке из-за конвекции, ни диссипацию поля на малых масштабах турбулентности и примем среднее поле в конвективной оболочке равным среднему полю белого карлика на поверхности $B_0 = 10^6$ Гс.

Формирование оболочки новой в нашей схеме проходит в три этапа: (i) термоядерная вспышка, сопровождаемая конвекцией, (ii) расширение оболочки, (iii) истечение оболочки в виде ветра. Расширение оболочки на стадии (ii) от радиуса белого карлика $r_0 = 4 \times 10^8$ см до сферы радиуса $r_1 =$ = 10¹⁰ см с учетом вмороженности поля приведет к его ослаблению до величины $B_1 = B_0(r_0h/r_1^2)$, которая принята в качестве начальной величины поля в ветре на уровне его формирования. Последующая эволюция вмороженного поля в ветре происходит по-разному для радиального B_r и тангенциального компонента B_t. Радиальное поле уменьшается по закону $B_r = B_1 (r_1/r)^2$, тогда как тангенциальное по закону $B_t = B_1 r_1^2/(r\Delta r),$ где $\Delta r = v t_w$ — толщина оболочки, которая не меняется со временем. На временах $t \gg \max(r_1/v, \Delta r/v)$ запутанное поле оболочки В будет определяться в основном тангенциальным компонентом и в дальнейшем принимается $B = B_t$. Мы пренебрегаем эффектом расплывания оболочки за счет тепловых скоростей, а также возможным поджатием оболочки быстрым разреженным ветром на небулярной стадии эволюции новой ($t \gtrsim 100$ дней).

2.2. Аннигиляция и выход позитронов

Распад ²²Na происходит с вероятностью 0.9 через позитронный канал и с вероятностью 0.1 через электронный захват. В том и другом случаях дочернее ядро ²²Ne оказывается в возбужденном состоянии с последующим излучением гаммакванта с энергией 1275 кэВ (Фаерстоун и др., 1999). Энергии испускаемых позитронов распределены в интервале от нуля до 546 кэВ. В описании физики аннигиляции позитронов используем результат, согласно которому вероятность аннигиляции в полете составляет $p_f = 0.1$ (Краннелл и др., 1976; Лейзинг, Клейтон, 1987), тогда как остальные 90% позитронов аннигилируют через образование позитрония при энергиях, близких к тепловым.

Торможение позитронов происходит в результате ионизационных потерь, которые зависят от состава и степени ионизации вещества. Будем учитывать только водород (X = 0.7) и гелий, и для приближенного учета степени ионизации примем разумное допущение, что степень ионизации водорода равна 0.5, а гелий остается нейтральным. В этом случае доля свободных электронов на барион $y_f = 0.35$, а доля связанных электронов на барион $y_b = 0.5$. Торможение позитронов рассчитывается по формуле Бете для ионизационных потерь, в которой мы выделяем слагаемое, отвечающее за ионизацию и возбуждение нейтралов, и слагаемое, описывающее потери энергии на возбуждение плазменных колебаний свободных электронов (Ален, 1980),

$$\frac{dE}{d\mu} = -\frac{4\pi e^4 N_A}{mc^2 \beta^2} \times$$
(1)
 $\times \left(y_b \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + y_f \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{\hbar \omega_0} \right),$

где μ — лучевая плотность (г см⁻²), e — заряд электрона, N_A — число Авогадро, m — масса электрона, c — скорость света, $\beta = u/c$ (u — скорость позитрона), γ — лоренц-фактор позитрона, I = 29 эВ — средний ионизационный потенциал для рассматриваемой смеси и ионизации водорода и гелия, ω_0 — плазменная частота.

Пробег позитронов рассчитывается с учетом распределения начальных энергий, приведенного в работе Ксяо и др. (2018). Для иллюстрации: при начальной энергии 200 и 400 кэВ пробег позитрона на момент t = 100 дней (ω_0 зависит от времени) составляет R = 0.012 г см $^{-2}$ и R = 0.035 г см $^{-2}$ соответственно. Заметим, что эти величины отличаются от оценки пробега позитрона 0.1 г см $^{-2}$ в работе Лейзинга и Клейтона (1987). Отличие, возможно, связано с различной долей свободных электронов в том и в нашем случаях. Действительно, наши расчеты для нейтрального газа дают величину порядка 0.1 г см $^{-2}$. Торможение свободными электронами существенно уменьшает пробег позитронов из-за эффективных потерь энергии на кулоновские столкновения.

Вероятность выхода позитронов из оболочки определяется отношением массы вдоль длины диффузионного блуждания μ (г см⁻²) в оболочке и пробега: $p_{esc} = (1 - p_f) \exp(-\mu/R)$. Величина μ

рассчитывалась по упрощенной схеме как произведение полной геометрической длины блуждания *l* и плотности на радиусе рождения позитрона. Альтернативная версия, в которой используется средняя плотность в оболочке, приводит к такому же конечному результату. С вероятностью (1- $-p_{esc}$) позитрон рекомбинирует в позитроний, причем 1/4 атомов позитрония оказывается в синглетном состоянии, а 3/4 — в триплетном состоянии в соответствии со статистическими весами. Последующая кинетика позитрония зависит от соотношения времен аннигиляции $t({}^{1}S) = 1.2 \times 10^{-10}$ с, $t(^{3}S) = 1.38 \times 10^{-7}$ с (Каршенбойм, 2004) и времен жизни относительно столкновительных переходов ${}^1S \rightleftharpoons {}^3S$ и фотоионизации; эти процессы учтены с соответствующими скоростями (Лейзинг, Клейтон, 1987). В рассматриваемых условиях фотоионизация оказывается основным процессом, который может влиять на соотношение между двух- и трехфотонной аннигиляцией позитрония. Однако уже по истечении первого дня после вспышки скорость фотоионизации P довольно мала, $Pt(^{3}S) < 0.1$, и на последующей стадии соотношение между двухи трехфотонной аннигиляцией позитрония практически не отличается от 1/3.

Запутанное вмороженное магнитное поле, о котором говорилось выше, затрудняет выход позитронов из оболочки и это должно изменить эволюцию аннигиляционной линии от ²²Na по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля. Диффузия позитронов в запутанном поле радикально отличается от случая однородного поля. В однородном поле диффузия поперек поля в отсутствие столкновений и магнитогидродинамических возмущений практически исключена, тогда как вдоль поля позитроны могут двигаться свободно. В запутанном поле диффузия поперек поля может происходить из-за того, что на некоторой шкале *l*_B существенно меняется величина поля, из-за чего может происходить поперечный дрейф позитрона. Диффузия позитрона в оболочке выглядит в этом случае как чередование пробегов вдоль поля на шкале квазиоднородного поля l_В и поперечного дрейфа. Хотя существуют подходы к описанию диффузии в запутанном поле в терминах, сочетающих масштаб l_в и ларморовский радиус (Нараян, Медведев, 2001; Чандран, Марон, 2004), мы не видим возможности обоснованно использовать эти подходы без детального трехмерного моделирования поля и кинетики диффузии.

Нами используется описание диффузии в терминах среднего бомовского коэффициента диффузии $D_{\rm B} = (1/3)R_{\rm L}u$, где $R_{\rm L}$ — ларморовский радиус позитронов, а u — скорость позитронов. Для коэффициента диффузии принимается параметрическое представление $D = \xi D_{\rm B}$ с коэффициентом $\xi \ge 1$, который может рассматриваться как безразмерный коэффициент диффузии. Такой подход к описанию диффузии частиц в хаотическом поле принят в исследованиях ускорения частиц в остатках сверхновых (Марковис и др., 2006), причем параметр ξ в цитируемой работе заключен в пределах 1...10.

Характерное время диффузии позитрона в расширяющейся оболочке толщиной *d* составляет $t_{\rm dif} \sim d^2/D$, а полная лучевая плотность без учета аннигиляции составляет $\mu = \rho u t_{\text{dif.}}$ Эта величина, в сочетании с пробегом позитрона R из-за ионизационных потерь, определяет среднюю вероятность выхода позитрона из оболочки pesc, введенную выше. В нашей модели оболочки новой и эволюции поля при фиксированном начальном значении поля на поверхности белого карлика вероятность *p_{esc}* будет определяться только параметром Принятая нами форма коэффициента диффузии эквивалентна описанию случайного блуждания с шагом l, пропорциональным радиусу оболочки R. В самом деле, в нашем случае $l \propto R_{\rm L} \propto B^{-1} \propto R$. Интересно, что в таком случае выражение для коэффициента диффузии формально соответствует приближению $\lambda = l/R = \text{const}$, использованному ранее при описании диффузии позитронов в запутанном поле оболочки SN Ia (Чуразов, Хабибулин, 2018).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В качестве стандартной рассматривается модель оболочки с массой $M_s = 10^{-5} M_{\odot}$, сформированной ветром со скоростью v = 1500 км с⁻¹ и кинетической светимостью ветра $L_w = 10^{38}$ эрг с⁻¹. Массовая доля ²²Na в оболочке равна 10^{-3} , и предполагается, что этот изотоп однородно перемешан с веществом с сохранением доли в каждой точке оболочки. Ветер предположительно формируется на радиусе $r_1 = 10^{10}$ см; результат слабо зависит от r_1 . Средняя величина магнитного поля на поверхности белого карлика $B_0 = 10^6$ Гс.

Поток квантов в аннигиляционной линии 511 кэВ от распада ²²Na при расстоянии до новой 1 кпк представлен для случаев $\xi = 1$, 10 и 100, а также в варианте без магнитного поля (рис. 1). Наряду с этим показан поток в линии 1275 кэВ. Как и ожидалось, магнитное поле существенно меняет картину эволюции аннигиляционной линии. Становится возможным ее детектирование на шкале времени порядка года. Интересно, что при отсутствии магнитного поля поток в аннигиляционной линии не достигает максимально возможного из-за раннего выхода позитронов. Для моделей с магнитным полем при $\xi = 1$, 10 и 100 доля



Рис. 1. Поток гамма-квантов в линиях 1275 кэВ (тонкая линия) и в аннигиляционной линии 511 кэВ от распада ²²Na в оболочке ONe новой на расстоянии 1 кпк. Числа рядом с кривыми соответствуют величине параметра ξ . Пунктиром показана модель без магнитного поля.

выходящих позитронов составляет 0.41, 0.64 и 0.8 соответственно.

Напомним, что мы не учитывали возможного усиления поля в процессе конвекции, которое может быть значительным. Трехмерное моделирование солнечной конвекции демонстрирует, что слабое начальное поле может усилиться до величины, соответствующей альфвеновской скорости $V_A \sim 0.45v$ (Катанео и др., 2003). Это соотношение предполагает, что конвекция при вспышке новой с характерной конвективной скоростью ~100 км с⁻¹ (Касанова и др., 2018) в слое с плотностью ~3 × × 10² г см⁻³ (Денисенков и др., 2014) может усилить поле до ~10⁸ Гс. При $B_0 > 10^6$ Гс, очевидно, удержание позитронов в оболочке новой будет еще более эффективным.

Роль вариации остальных параметров — массы оболочки, скорости оболочки и начальной толщины оболочки — в эволюции аннигиляционной линии от распада ²²Na — показана на рис. 2. В качестве референтной модели взята стандартная модель с параметром $\xi = 10$. Увеличение массы оболочки в два раза пропорционально увеличивает поток, а также увеличивает время наступления максимума. Уменьшение скорости оболочки в 1.5 раза существенно уменьшает выход позитронов из оболочки и уменьшает время наступления максимума. Увеличение начальной толщины конвективной оболочки приводит к увеличению поля на поздней

стадии и более эффективному удержанию позитронов. Вариант с кинетической светимостью ветра 2×10^{38} эрг с⁻¹ здесь не приводится, поскольку изменение по сравнению со стандартной моделью состоит лишь в уменьшении в два раза времени наступления максимума. Мы также не приводим варианты модели с иными значениями поля, поскольку эффект уменьшения/увеличения величины поля эквивалентен увеличению/уменьшению параметра ξ на такой же фактор. Другими словами, эффект поля и коэффициента диффузии определяется фактически одним параметром B_0/ξ .

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной целью работы было исследование влияния магнитного поля в оболочке новой на выход позитронов ²²Na и эволюцию потока в аннигиляционной линии 511 кэВ. Нами представлена модель аннигиляции позитронов в оболочке новой, которая впервые учитывает магнитное поле. Моделирование показало, что при разумном значении среднего поля на белом карлике 10⁶ Гс вмороженное магнитное поле в оболочке новой способно существенно замедлить выход позитронов и увеличить время свечения в линии 511 кэВ до сотен дней.

Результаты, однако, зависят не только от величины магнитного поля, но и от коэффициента диффузии в магнитном поле. Использованный выше безразмерный коэффициент диффузии ξ охватывает диапазон $1 \le \xi \le 100$, который перекрывает



Рис. 2. Поток в аннигиляционной линии 511 кэВ от распада ²²Na в стандартной модели с $\xi = 10$ (сплошная толстая линия) и в моделях с вариацией одного из параметров (массы оболочки, скорости, толщины конвективной оболочки на поверхности белого карлика).

интервал $1 \le \xi \le 10$, принимаемый в моделях диффузионного ускорения частиц в ударных волнах с учетом ограничений, связанных с распределением яркости нетеплового рентгеновского излучения на лимбе молодых остатков сверхновых (Марковис и др., 2006).

И все же остается открытым вопрос, насколько применимо к описанию диффузии позитронов в оболочке новой допущение об однородности хаотического поля. Может оказаться, что турбулентная конвекция проводит к хаотической структуре поля с перемежаемостью, при которой имеются области с сильным и слабым полем. В том случае, если объемный фактор заполнения областей со слабым полем велик, диффузия и выход позитронов будут происходить эффективнее, чем в однородном случае. Частично это обстоятельство было учтено нами случаем с большым параметром $\xi = 100$. Однако, строго говоря, это не закрывает проблему, которая заслуживает отдельного исследования. Подчеркнем, что одновременная регистрация гамма-линий 1275 кэВ и 511 кэВ может оказаться важным инструментом диагностики не только массы синтезированного изотопа ²²Na, но и комбинированного параметра B_0/ξ , определяющего выход позитронов.

Оболочки исторических новых имеют клочковатую структуру, как, например, новая 1970 г. FH Ser (Джилл, О'Браен, 2000), и это, на первый

взгляд, противоречит принятой нами модели сферической оболочки. Однако в действительности влияние клочковатой структуры на выход позитронов ²²Na из оболочки зависит от того, на какой стадии возникает такая структура. Нет причин, по которым неоднородная структура возникала бы на стадии истечения оптически толстого ветра. Естественно предположить, что расширяющаяся оболочка подвергается фрагментации гораздо позднее, при динамическом воздействии высокоскоростного разреженного ветра (Кассателла и др., 2004). Высокоскоростной ветер формируется оставшейся компактной горячей оболочкой белого карлика за счет радиационного давления. Признаки ветра со скоростью ~ 3000 км с⁻¹ при скорости главной оболочки ~ 1800 км с⁻¹ наблюдались, например, в новой V1974 Суд (Кассателла и др., 2004). Исходя из аналогии с формированием ветра WRзвезд, можно ожидать, что кинетическая светимость высокоскоростного ветра $(L_{w,f})$ будет составлять $\sim 10^{-2}$ от фотонной светимости белого карлика (Сандер и др., 2020), т.е. в нашем случае $L_{w,f} \sim 10^{36}$ эрг с⁻¹. Можно дать оценку времени фрагментации, полагая скорость быстрого ветра 3000 км с⁻¹. Основной механизм фрагментации — неустойчивость Рэлея-Тэйлора при ускорении оболочки разреженным ветром. Характерное время фрагментации, очевидно, должно превышать время начальной фазы ускорения, определяемой

237

сжатием оболочки при прохождении в ней ударной волны. Для оболочки массой $M_s = 10^{-5} M_{\odot}$ и толщиной $d = M_s/w$, образованной ветром с кинетической светимостью $L_w = 10^{38}$ эрг с⁻¹, время сжатия ее динамическим давлением высокоскоростного ветра равно времени прохождения ударной волны со скоростью D, т.е. $t_c \sim d/D$. Скорость ударной волны, определяемая сохранением потока импульса, составит $D = (\rho_f/\rho)^{1/2}(v_f - v) = 53$ км с⁻¹, где ρ_f — плотность высокоскоростного ветра, v_f — его скорость, а остальные величины относятся к оболочке новой. В этом случае $t_c \sim 2$ года. Данная оценка характеризует начало развития фрагментации оболочки, которое занимает некоторое время порядка $t_f \sim 4t_c$ (Клейн и др., 1994) и в итоге составит около 8 лет. Найденная величина времени фрагментации показывает, что приближение сферической оболочки в нашей модели на масштабе времени порядка года в принципе не противоречит наблюдаемой клочковатой структуре оболочек исторических новых звезд.

Хотя новые рассматривались в качестве возможного источника позитронов в галактике, даже при максимальной доле выходящих позитронов их вклад в галактическую аннигиляционную гаммалинию вряд ли значителен. В самом деле, при темпе вспышек новых 50 в год, доле неоновых новых 1/4, типичной массе оболочки $10^{-5}~M_{\odot}$ и доле ²²Na по массе 10^{-3} темп производства позитронов в Галактике неоновыми новыми составит всего лишь 2×10^{41} с⁻¹, на два порядка ниже темпа аннигиляции галактических позитронов 5×10^{43} с⁻¹ (Зигерт и др., 2016).

Остается неясным, во всех ли случаях белый карлик в новых звездах является магнитным, т.е. обладает полем $\gtrsim 10^6$ Гс. Недавнее исследование выборки катаклизмических переменных из обзора Gaia DR2 в пределах 150 пк (Пала и др., 2020) показывает довольно высокую долю (36%) катаклизмических переменных, содержащих белые карлики с мегагауссными полями. Учитывая, что поле порядка ~10⁶ Гс является пограничным для классификации катаклизмической переменной как промежуточного поляра с эффектами аккреции на полюса, значительная доля белых карликов может иметь поля <10⁶ Гс, при которых катаклизмическая переменная не проявляет признаков промежуточного поляра. При этом магнитное поле может быть достаточно сильным, чтобы эффективно удерживать позитроны в оболочке. Например, даже при поле 10^5 Гс на поверхности карлика и $\xi = 10$ ситуация с удержанием позитронов ²²Na фактически эквивалентна случаю $B_0=10^6$ Гс и $\xi=100$ (рис. 2), который демонстрирует эффективную аннигиляцию позитронов ²²Na в течение 100 дней.

Н.Н. Чугай благодарен Е.М. Чуразову и А.В. Гетлингу за стимулирующие обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ален (S.P. Ahlen), Rev. Modern Phys. 52, 121 (1980).
- 2. Гомез и др. (J. Gomez-Gomar, M. Hernanz, J. Jose, and J. Isern), MNRAS **296**, 913 (1998).
- Денисенков и др. (P.A. Denissenkov, J.W. Truran, M. Pignatari, R. Trappitsch, C. Ritter, E. Herwig, U. Battino, K. Setoodehnia, and B. Paxton), MNRAS 442, 2058 (2014).
- 4. Джилл, О'Браен (C.D. Gill and T.J. O'Brien), MNRAS **314**, 175 (2000).
- 5. Зигерт и др. (T. Siegert, R. Diehl, A.C. Vincent, F. Guglielmetti, M.G.H. Krause, and C. Boehm), Astron. Astrophys. **595**, 25 (2016).
- 6. Июдин (A.F. Iyudin), Astron. Rep. 54, 611 (2010).
- Июдин и др. (A.F. Iyudin, K. Bennett, H. Bloemen, R. Diehl, W. Hermsen, G.G. Lichti, D. Morris, J. Ryan, et al.), Astron. Astrophys. **300**, 422 (1995).
- Каршенбойм (S.G. Karshenboim), Inter. J. of Modern Phys. A 19, 3879 (2004).
- 9. Касанова и др. (J. Casanova, J. José, and S. Shore), Astron. Astrophys. **619**, 121 (2018).
- 10. Кассателла и др. (A. Cassatella, H.J.G.L.M. Lamers, C. Rossi, A. Altamore, and R. Gonzalez-Riestra), Astron. Astrophys. **420**, 571 (2004).
- 11. Каттанео и др. (F. Cattaneo, T. Emonet, and N. Weiss), Astrophys. J. **588**, 1183 (2003).
- 12. Като, Хачису (M. Kato and I. Hachisu), Astrophys. J. **657**, 1004 (2007).
- 13. Клейтон, Хойл (D.D. Clayton and F. Hoyle), Astrophys. J. 187, L101 (1974).
- 14. Клейн и др. (R.I. Klein, C.F. McKee, and P. Colella), Astrophys. J. **420**, 213 (1994).
- 15. Краннелл и др. (С.J. Crannell, G. Joyce, and R. Ramaty), Astrophys. J. **210**, 582 (1976).
- 16. Kpaфt (R.P. Kraft), Astrophys. J. 139, 457 (1964).
- 17. Ксяо и др. (H. Xiao, W. Hajdas, B. Wu, N. Produit, T. Bao, T. Bernasconi, F. Cadoux, Y. Dong, et al.), Astropart. Phys. **103**, 74 (2018).
- 18. Кудряшов А.Д., Науч. тр. Института астрономии РАН **3**, 205 (2019).
- 19. Лейзинг, Клейтон (M.D. Leising and D.D. Clayton), Astrophys. J. **323**, 159 (1987).
- 20. Марковис и др. (A. Marcowith, M. Lemoine, and G. Pelletier), Astron. Astrophys. **453**, 193 (2006).
- 21. Мустель, Баранова (E.R. Mustel and L.I. Baranova), Sov. Astron. **10**, 388 (1966).
- 22. Нараян, Медведев (R. Narayan and M.V. Medvedev), Astrophys. J. **562**, L129 (2001).
- 23. Пала и др. (A.F. Pala, B.T. Gänsicke, E. Breedt, C. Knigge, J.J. Hermes, N.P. Gentile Fusillo, M.A. Hollands, T. Naylor, et al.), MNRAS **494**, 3799 (2020).
- 24. Паттерсон (J. Patterson), Publ. Astron. Soc. Pacific **106**, 209 (1994).
- 25. Рагглз, Бат (C.L.N. Ruggles and G.T. Bath), Astron. Astrophys. **80**, 97 (1979).

- 26. Сандер и др. (A.A.C. Sander, J.S. Vink, and W.-R. Hamann), MNRAS **491**, 2206 (2020).
- 27. Спаркс и др. (W.M. Sparks, S. Starrfield, and J.W. Truran), Astrophys. J. **208**, 819 (1976).
- 28. Старрфилд и др. (S. Starrfield, M. Bose, C. Iliadis, W.R. Hix, Ch.E. Woodward, and R.M. Wagner), Astrophys. J. **895**, 70 (2020).
- 29. Старрфилд и др. (S. Starrfield, W.M. Sparks, and J.W. Truran), Astrophys. J. **303**, 186 (1986).
- 30. Такеда, Диаз (L. Takeda and M. Diaz), Publ. Astron. Soc. Pacific **131**, 4205 (2019).
- 31. Фаерстоун и др. (R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin, F.Y.F. Chu, and J. Zipkin), *Table of Isotopes* (John Wiley and Sons, New York, 1999).
- 32. Ферланд, Шиллдс (G.J. Ferland and G.A. Shields), Astrophys. J. **226**, 172 (1978).

- 33. Феррарио и др. (L. Ferrario, D. Wickramasinghe, and A. Kawka), Adv. Space Res. **66**, 1025 (2020).
- 34. Чандран, Марон (B.D.G. Chandran and J.L. Maron), Astrophys. J. **602**, 170 (2004).
- 35. Чомук и др. (L. Chomiuk, B.D. Metzger, and K.J. Shen), arXiv201108751 (2020).
- 36. Чуразов, Хабибулин (E. Churazov and I. Khabibulin), MNRAS **480**, 1394 (2018).
- 37. Шара, Пряльник (М.М. Shara and D. Prialnik), Astron. J. **107**, 1542 (1994).
- 38. Эпельстайн и др. (N. Epelstain, O. Yaron, A. Kovetz, and D. Prialnik), MNRAS **374**, 1449 (2007).

НЕПРОЗРАЧНОСТЬ РАЗЛЕТАЮЩЕГОСЯ ВЕЩЕСТВА В РАСЧЕТАХ КРИВЫХ БЛЕСКА СВЕРХНОВЫХ

© 2021 г. М. Ш. Поташов^{1,2,3*}, С. И. Блинников^{2,3,4**}, Е. И. Сорокина^{2,5}

¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

²Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", Москва, Россия

³Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

⁴Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия ⁵Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 24.12.2020 г. Поступила в редакцию 24.12.2020 г.

После доработки 29.12.2020 г.; принята к публикации 29.12.2020 г.

Непрозрачность плазмы в звездах в основном зависит от локального состояния вещества (плотности, температуры и химического состава в интересующей нас точке), но в выбросах сверхновых она зависит также от градиента скорости разлета, поскольку эффект Доплера сдвигает спектральные линии по-разному в разных слоях выброса. В литературе этот эффект известен как "непрозрачность при расширении", или в английской версии — "expansion opacity". Существующие подходы к учету этого эффекта в некоторых случаях предсказывают разные результаты в одинаковых условиях. В данной работе мы сравниваем подходы Блинникова (1996) и Френда и Кастора (1983) — Истмана и Пинто (1993) к расчету непрозрачности в выбросах сверхновых и приводим примеры влияния разных приближений на модельные кривые блеска сверхновых.

Ключевые слова: сверхновые, непрозрачность, кривые блеска, перенос излучения.

DOI: 10.31857/S0320010821030062

ВВЕДЕНИЕ

Перенос излучения имеет первостепенное значение в высокотемпературной плазме. Он особенно важен в астрофизике, так как большинство данных о Вселенной получают по излучению. Оптические свойства плазмы определяют взаимодействие вещества с излучением и являются важной частью любой проблемы с переносом излучения. Взаимодействие вещества с излучением характеризуется непрозрачностью (обратной длиной свободного пробега). Сама непрозрачность дает представление об атомной и ионной структуре материалов. В некоторых случаях связанные-связанные переходы в ионах создают густой "лес" спектральных линий, которые вносят значительный вклад в непрозрачность. Расчет такого вклада — непростая задача, и дополнительные физические эффекты (например, неоднородность течения, НЛТР) могут ее усложнить. В движущемся веществе все частоты линий

сдвинуты из-за эффекта Доплера. Свет, излучаемый в системе покоя, взаимодействует с движущейся плазмой с коэффициентом поглощения, вычисленным на сдвинутой частоте $\Delta \nu$. Если вещество движется неоднородно (скорость меняется от точки к точке), значения сдвигов $\Delta \nu$ становятся зависимыми от положения и угла. Таким образом, необходимо суммировать вклад разных линий в разных точках на пути света в плазме.

Под "градиентом скорости" понимается пространственная производная компоненты скорости вдоль общего направления расширения — для радиального течения это

$$\frac{du}{dr} \equiv \frac{\partial v_r}{\partial r}.$$
(1)

В этой статье мы будем предполагать, что все формулы выведены на стадии свободного разлета с кинематикой v = r/t, т.е. градиент скорости равен обратному времени после взрыва. Непрозрачность плазмы может зависеть от градиента скорости, так как эффект Доплера сдвигает спектральные линии по-разному в разных слоях. Для случаев, когда

^{*}Электронный адрес: Marat.Potashov@gmail.com

^{**}Электронный адрес: Sergei.Blinnikov@itep.ru

имеется много связанно-связанных переходов, т.е. большое количество линий способствует непрозрачности, последняя усиливается, когда плазма расширяется с неоднородным полем скорости. Для проведения расчетов в таких ситуациях было введено приближение "непрозрачности при расширении" — "expansion opacity", трактовка которого до сих пор остается дискуссионной. Проблема корректного приближения к описанию поглощения и рассеяния излучения в плазме, движущейся с градиентом скорости, рассматривалась в ряде работ. В известной книге Кастора (2004) описаны несколько подходов к вычислению непрозрачности при расширении, в частности, из статей Френда и Кастора (1983), Истмана и Пинто (1983), Блинникова (1996), Барона и др. (1996а), Верзе и др. (2003). Загадочный факт заключается в том, что в некоторых ситуациях ответы для средних пробегов фотонов при использовании разных методов различаются на порядки. В настоящей работе мы проверим различия для непрозрачности при расширении Френда и Кастора (1983), Истмана и Пинто (1983), с одной стороны, и Блинникова (1996) — с другой. Далее мы будем обозначать через индекс Е модели, посчитанные с использованием подхода Френда и Кастора (1983), Истмана и Пинто (1983), поскольку оно основано отчасти на эвристических соображениях. Второй подход, Блинникова, будет обозначен через индекс Н, что соответствует гильбертову разложению, использованному в статье Блинникова (1996).

Будет также рассмотрено влияние разных параметров непрозрачности на предсказываемые кривые блеска сверхновых при прочих равных условиях.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ СЛУЧАИ СИЛЬНЫХ И СЛАБЫХ ЛИНИЙ

В этом разделе мы покажем, что выражения для непрозрачности расширения, полученные Блинниковым (1996), сводятся к формулам Френда— Кастора (и Истмана—Пинто) в двух предельных случаях: когда все линии сильные и когда все линии слабые. Примем обозначения: χ — непрозрачность (обратный пробег), $s \equiv ct\chi$ — параметр непрозрачности при расширении "expansion opacity", где t время от момента взрыва сверхновой (уже на гомологической стадии). Запишем выражение Блинникова (1996) в следующем виде

$$\chi_{\exp}^{-1}(\nu) = \chi_{N_{\nu}-1}^{-1} \left[1 - e^{-s_{N_{\nu}-1}(1-\nu/\nu_{N_{\nu}})} \right] + (2) + \sum_{i=N_{\nu}}^{N_{\max}} \chi_{i}^{-1} \left[1 - e^{-s_{i}(\nu/\nu_{i}-\nu/\nu_{i+1})} \right] \times$$

$$\times \exp\left\{-\sum_{j=N_{\nu}}^{i}\left[s_{j-1}\left(\frac{\nu}{\nu_{j-1}}-\frac{\nu}{\nu_{j}}\right)+\tau_{j}\frac{\nu}{\nu_{j}}\right]\right\}.$$

Здесь N_v — номер первой линии из заданного списка, которая может повлиять на наблюдателя благодаря красному смещению при расширении, а χ_i — средняя непрозрачность в континууме (или в квазиконтинууме) между соседними линиями ν_i и ν_{i+1} . Континуум может образовываться за счет свободно-связанных, свободно-свободных переходов, электронного рассеяния и накладывающегося на него квазиконтинуума, образованного "лесом" линий за счет различных механизмов уширения в системе покоя. Значения параметра s_i между линиями могут различаться из-за различий χ_i в континууме. Принято, что в последней сумме по *j* значение ν_{j-1} считается равным ν при $j = N_{\nu}$. Удобно переписать частично через длину волны $\lambda = c/\nu$, введя $\delta \lambda_i \equiv \lambda_i - \lambda_{i+1}$:

$$\chi_{\exp}^{-1}(\nu) \approx \sum_{i=N_{\nu}-1}^{N_{\max}} \chi_i^{-1} \left[1 - e^{-s_i(\delta\lambda_i/\lambda)} \right] \times \qquad (3)$$
$$\times \exp\left\{ -\sum_{j=N_{\nu}}^{i} \left[s_{i-1} \left(\frac{\delta\lambda_j}{\lambda} \right) + \frac{\tau_j \lambda_i}{\lambda} \right] \right\}.$$

Пусть линий много, т.е. $\delta \nu_i \ll \nu$, где $\delta \nu_i \equiv \nu_{i+1} - \nu_i$ (на практике $\delta \nu_i / \nu$ может быть порядка 10^{-6} , например, для линий железа), и будем считать, что весь важный для эффекта диапазон $\Delta \nu \ll \nu$. Это неравенство не такое сильное, как предыдущее, так как либо $\Delta \nu = \nu/s$, либо $\Delta \nu \sim \nu(u_{\rm max}/c)$. Должно выполняться более сильное из этих неравенств: при небольших *s* ясно, что Доплер-эффект перестает работать при $\Delta \nu > \nu(u_{\rm max}/c)$. Тогда получим

$$\chi_{\exp}^{-1}(\nu) \approx \sum_{i=N_{\nu}-1}^{N_{\max}} \chi_i^{-1} \left[1 - e^{-s_i(\delta\nu_i/\nu)} \right] \times \qquad (4)$$
$$\times \exp\left\{ -\sum_{j=N_{\nu}}^{i} \left[s_{i-1} \left(\frac{\delta\nu_j}{\nu} \right) + \tau_j \right] \right\}.$$

Заметим, что, в отличие от последнего выражения, в формуле (3) не надо было предполагать, что $\delta \lambda_i \ll \ll \lambda$, хотя на практике это условие почти всегда выполнено. Если значение $s_i(\delta \nu_i / \nu)$ велико, т.е. линий мало, а параметр s_i большой, то все экспоненты в (4) малы, и эффект расширения пропадает: $\chi_{\exp} = \chi_{N_{\nu}-1}$. Менее тривиален случай, когда параметр s_i не слишком велик, скажем, $s_i < 10^3$, а $\delta \nu_i / \nu \sim 10^{-6}$. Тогда $s_i (\delta \nu_i / \nu)$ мало, и первую экспоненту можно разложить: $1 - \exp[-s_i (\delta \nu_i / \nu)] =$ $s_i(\delta \nu_i / \nu)$. Но поскольку $s_i = \chi_i ct$, имеем

$$\chi_{\exp}^{-1}(\nu) \approx ct \sum_{i=N_{\nu}-1}^{N_{\max}} \frac{\delta \nu_i}{\nu} \times$$

$$\times \exp\left\{-\sum_{j=N_{\nu}}^{i} \left[s_{i-1}\left(\frac{\delta \nu_j}{\nu}\right) + \tau_j\right]\right\}.$$
(5)

Через длины волн то же самое тривиально переписывается:

$$\chi_{\exp}^{-1}(\nu) \approx ct \sum_{i=N_{\nu}-1}^{N_{\max}} \frac{\delta \lambda_i}{\lambda} \times$$
(6)

$$\times \exp\left\{-\sum_{j=N_{\nu}}^{i} \left[s_{i-1}\left(\frac{\delta\lambda_{j}}{\lambda}\right)+\tau_{j}\right]\right\}.$$

Сравним наши формулы с приближением для непрозрачности при расширении, предложенном Френда и Кастора (1983) и в работе Истмана и Пинто (1993) (ниже будем обозначать ссылку на эту работу как Е). В этом приближении принимается, что вклад линий в непрозрачность в данном интервале частоты ($\nu, \nu + \Delta \nu$) дается при гомологическом расширении выражением

$$\chi_{\rm E} = \frac{\nu}{\Delta\nu} \frac{1}{ct} \sum_{j} \left\{ 1 - \exp\left[-\tau_j\right] \right\},\tag{7}$$

где сумма берется по всем линиям в интервале $(\nu, \nu + \Delta \nu)$, а τ_j — это соболевская оптическая толща в линии *j* (Соболев 1947):

$$\tau_j(r) = \frac{hc}{4\pi} \frac{(n_l B_{lu} - n_u B_{ul})}{(\partial v / \partial r)}.$$
(8)

Выражение (7) в принципе имеет несколько другой смысл, чем наше $\chi_{\exp\nu}$ — мы получаем "монохроматическое" χ_{ν} на частоте ν , а Френд-Кастор и Е — среднее в интервале $\Delta\nu$. Поэтому для сравнения с Е нам надо еще усреднить наше $\chi_{\exp\nu}$ по интервалу $\Delta\nu$. Определим среднее по интервалу $\Delta\nu$ как средний пробег:

$$\frac{1}{\chi_{\rm H}} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \frac{\mathrm{d}\nu}{\chi_{\nu\,\rm exp}}.$$
(9)

Результат Е получен из следующих простых эвристических соображений. Непрозрачность Е, вернее, средний коэффициент экстинкции в интервале $(\nu, \nu + \Delta \nu)$ — это среднее число взаимодействий фотона с линиями по мере доплеровского смещения на $\Delta \nu$, деленное на пройденное расстояние ~ $\sim ct\Delta \nu/\nu$. Казалось бы, по первому впечатлению формула (7) не может быть получена из наших формул (5), так как в обоих случаях входят экспоненты от $-\tau_j$, но у нас — для пробега, а у Е — для обратного пробега. На самом деле оценки средних непрозрачностей из (5) согласуются с (7).

Из (5) в случае сильных линий, т.е. линий с соболевской толщой $\tau_j > 1$, получаем, что сумма до N_{\max} не идет, а обрезается при первом значении k таком, что $\tau_k > 1$, а $\sum_{i=N_{\nu}}^{k-1} \tau_i < 1$. Тогда имеем оценку

$$\chi_{\exp}^{-1}(\nu) \approx ct \frac{\nu_k - \nu}{\nu} \approx ct \frac{\Delta \nu}{N_{\text{strong}}\nu}, \qquad (10)$$

где $N_{\rm strong}$ — число сильных линий в интервале $\Delta \nu$. Мы видим, что это совпадает с Е, так как вклад в сумму в (7) дают в основном $N_{\rm strong}$ сильных линий с соболевской толщой больше единицы.

Если в интервале сильных линий нет, то в случае слабых линий результат усреднения (5) тоже совпадает с Е. Пусть в интервале $\Delta \nu$ все линии имеют малую соболевскую толщу, $\tau_i < 1$, но линий много, так что $\sum_i \tau_i \gg 1$ по интервалу $\Delta \nu$. И в этом случае суммирование до $N_{\rm max}$ не идет, а обрезается на линии с первым номером k таким, что $\sum_i^k \tau_i > 1$ (т.е. в сумму входит $(k - N_{\nu})$ членов, так как суммирование начинается с линии номер N_{ν}). Теперь получаем оценку

$$\chi_{\exp}^{-1}(\nu) \approx ct \frac{\nu_k - \nu}{\nu} \approx ct \frac{(k - N_\nu)\Delta\nu}{N_{\text{weak}}\nu}.$$
 (11)

Но $(k - N_{\nu}) \sim 1/\langle \tau \rangle$, где $\langle \tau \rangle$ — это средняя толща слабых линий в интервале $\Delta \nu$, тогда $N_{\text{weak}} \langle \tau \rangle$ есть суммарная толща слабых линий в этом интервале. То же самое выражение получаем для слабых линий из (7), заменяя $1 - \exp[-\tau_j]$ на τ_j . Итак, оба способа для слабых линий дают одинаковый ответ, который сводится просто к суммированию коэффициентов экстинкции в линиях (*ct* сокращается из определения τ_i), так же как в случае покоящейся среды.

Таким образом, простое эвристическое приближение Е (7) правильно передает предельные случаи строго выведенного приближенного выражения (5), и им вполне можно пользоваться на практике. При выводе своего приближения Истман и Пинто, авторы работы Е не имели строгого вывода, полученного в этой главе, но они проверили свой рецепт путем сравнения со строгим численным расчетом с большим числом линий и получили удовлетворительное согласие. Такая же формула еще раньше была получена в работе Френда и Кастора (1983) на основе пуассоновского распределения сил линий в интервале частот. Во всех последних приближенных формулах пропал параметр *s* — напомним, что это произошло только потому, что мы предположили условие $s_i(\delta
u_i/
u) \ll$ ≪1. Этот случай особенно важен для практики, так как при его выполнении роль линий особенно



Рис. 1. Сравнение непрозрачности расширяющегося вещества, разными способами усредненной по расчетным ячейкам сетки длин волн. Синяя кривая ($\chi^{\rm E}_{\rm exp}$) соответствует приближению ЕР, оранжевая кривая ($\chi^{\rm H}_{\rm exp}$) — приближению Блинникова. Расчет выполнен для вещества, состоящего из 90% кремния и 10% железа по массе. Градиент скорости соответствует свободному разлету на 15 дней с момента взрыва. Плотность и температура, для которых выполнен расчет, указаны на рисунке. Все параметры примерно соответствуют слоям выброса SNIa, ответственным за формирование излучения до максимума блеска.

велика. Поскольку параметр *s* выпадает в этом случае из ответа, то рассмотренные нами случаи как сильных, так и слабых линий можно описывать нашими формулами, а также формулой (7) и при пробеге в континууме, превышающем размеры оболочки сверхновой. В этом случае диффузионное приближение может полностью поддерживаться лесом спектральных линий. Такая ситуация действительно наступает уже вблизи максимума блеска SN I (как типа Ia, так и Ib).

В случае слабых линий наши результаты совпадают и с работой Вагонер и др. (1991). Но для сильных линий при совпадении зависимости ответа от буквенных параметров мы получаем расхождение с этой работой на множитель 2 из-за того, что Вагонер и др. (1991) приняли определение χ_{exp} для уравнения переноса интенсивности, а не для потока как у нас.

СРАВНЕНИЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ ПРИ РАЗНЫХ СПОСОБАХ УСРЕДНЕНИЯ ПО ИНТЕРВАЛУ ЧАСТОТ

В предыдущем разделе мы показали, что средняя непрозрачность, полученная с помощью формулы (7), согласуется с величинами, полученными из (5), только в предельных случаях сильных и слабых линий. В реальном случае — смеси сильных и слабых линий — приходится прибегать к численным расчетам. Мы будем сравнивать непрозрачности при расширении, полученные для случая Е по формуле (7), а для случая Н по формуле (9). Интервалы усреднения получаются разбиением диапазона длин волн от lg 1 Å до lg 50 000 Å на 100 частей (бинов) равномерно по десятичному логарифму. В формуле (9) значение $\chi_{\rm exp}^{-1}$ вычисляется по формуле (2) при значениях фактора s < 30. Для больших значений этого параметра мы применяем формулу (12), полученную в работе Блинникова (1996), в предположении постоянства непрозрачности в континууме:

$$\chi_{\exp}^{-1}(\nu) =$$
(12)
$$= \chi_c^{-1} \left\{ 1 - \exp\left[-s \left(1 - \frac{\nu}{\nu_{\max}} \right) - \sum_{j=N_\nu}^{N_{\max}} \tau_j \frac{\nu}{\nu_j} \right] - \sum_{i=N_\nu}^{N_{\max}} \left(1 - e^{-\tau_i \nu/\nu_i} \right) \times \right. \\ \left. \times \exp\left[-s \left(1 - \frac{\nu}{\nu_i} \right) - \sum_{j=N_\nu+1}^{i} \tau_{j-1} \frac{\nu}{\nu_{j-1}} \right] \right\}.$$

Применение (12) связано с большей численной устойчивостью этой формулы при больших *s*. Это физически оправдано тем, что большие *s* соответствуют случаю меньшего эффекта непрозрачности при расширении "expansion opacity", потому что



Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для выбросов SNIIP. Расчеты проведены для солнечного химического состава. Верхний график выполнен для более разреженного вещества с большим градиентом скорости, нижний — для более плотного, с меньшим градиентом скорости, что примерно соответствует слоям, формирующим излучение SNIIP во время первого максимума (сверху) и на плато (снизу).

нетепловое уширение спектральных линий, связанное с движением всей оболочки, есть ν/s . В этом случае область, с которой излучение в континууме приходит в данную точку, становится относительно малой, и лес линий формируется на фоне постоянного континуума в численных бинах по длине волны. На рис. 1, 2 представлены расчеты средних непрозрачностей в соответствии с подходами Е (Френд, Кастор, 1983; Истман, Пинто, 1993) и Н (Блинников, 1996). На рис. 1 выбрана область для модели сверхновой типа Ia W7 (Номото и др., 1984) для смеси кремния и железа на 10-й день после взрыва. Видно, что непрозрачности Н и Е в види-



Рис. 3. Широкополосные кривые блеска для модели W7 (SNIa), посчитанные в приближениях H (штриховые линии) и E (сплошные линии) для непрозрачности. Крестики и треугольнички показывают для сравнения кривые блеска нескольких наблюдавшихся SNIa.

мом и инфракрасном диапазонах заметно различаются, что может привести к перераспределению потоков между разными диапазонами спектра и изменению широкополосных кривых блеска.

В свою очередь, для параметров, характерных для сверхновой типа IIP, на рис. 2 мы сравнили поведение двух подходов для двух моментов (15-й и 50-й дни после взрыва) в областях, близких к областям термализации. Можно видеть, что в первые дни после взрыва непрозрачности H и Е различаются сильнее, чем на более поздних стадиях. Отсюда можно сделать предварительный вывод, что потоки будут особенно отличаться перед выходом кривой блеска на плато. Это будет проиллюстрировано в следующем разделе на конкретных моделях.

ВЛИЯНИЕ СПОСОБА УСРЕДНЕНИЯ НЕПРОЗРАЧНОСТИ НА КРИВЫЕ БЛЕСКА SN

Кривые блеска сверхновых рассчитывались с помощью кода STELLA (Блинников и др., 1998, 2006). Для расчета и усреднения непрозрачностей на сетке частот в приближении Е использовалась стандартная процедура кода. Для расчетов в рамках приближения Н была разработана дополнительная процедура. До сих пор формула Блинникова (1996) использовалась только в коде CRAB (Утробин, 2004) для вычисления непрозрачности, усредненной по всему спектру. В нашем случае потребовалось усреднение в более узких интервалах частот (порядка 100 Å), поскольку STELLA рассчитывает перенос излучения на сетке из 100– 1000 интервалов по частоте.



Рис. 4. Болометрические кривые блеска (черные линии) для модели SNIa, посчитанные в разных приближениях для непрозрачности: Е с поглощающими линиями (слева), Н с поглощающими линиями (справа). Цветные линии показывают квази-болометрическую *UBVRI* кривую блеска (зеленые линии), далекий ультрафиолет голубее полосы *U* (синии линии) и далекое инфракрасное излучение краснее полосы *I* (красные линии).



Рис. 5. Широкополосные кривые блеска для модели SNIIP, посчитанные в приближениях для непрозрачности H (слева) и E (справа).

С использованием указанных выше двух приближений непрозрачности были рассчитаны кривые блеска для двух типов сверхновых — SNIa и SNIIP. Выброс SNIa состоит в основном из металлов, и его непрозрачность определяется главным образом спектральными линиями, в то время как выброс SNIIP в основном водородный, но примеси также играют важную роль. В связи с этим нужно понять, насколько важную роль играет способ усреднения непрозрачности при расширении выброса каждого типа SN для моделирования ее излучения.

В качестве модели SNIa была выбрана классическая модель W7 (Номото и др., 1984). Начальная модель для SNIIP сконструирована искусственно. Это находящаяся в равновесии звезда массой 15 M_{\odot} и радиусом 600 R_{\odot} , взрыв которой осуществляется за счет впрыскивания тепловой энергии 4×10^{50} эрг в центре, с последующим образованием 0.15 M_{\odot} радиоактивного никеля в результате взрыва. Предсверхновая окружена оболочкой массой $0.03M_{\odot}$ с плотностью $\rho \propto r^{-2}$ до расстояния 3600 R_{\odot} . Такая оболочка помогает объяснить наблюдаемый во многих SNIIP первый максимум на кривой блеска перед выходом на плато.

Кривые блеска в полосах *UBVRI* для обеих моделей, посчитанные в разных приближениях непрозрачности, показаны на рис. 3, 5. Различие кривых блеска SNIa в видимых полосах не очень велико.



Рис. 6. Широкополосные кривые блеска для модели W7 (SNIa), посчитанные в приближении H для случаев, когда спектральные линии являются чисто рассеивающими (сплошные линии) и истинно поглощающими (штриховые линии). Крестики и треугольнички показывают для сравнения кривые блеска нескольких наблюдавшихся SNIa.



Рис. 7. Широкополосные кривые блеска для модели SNIIP, посчитанные в приближении Н для случаев, когда спектральные линии являются истинно поглощающими (слева) и чисто рассеивающими (справа).



Рис. 8. Болометрические кривые блеска для модели SNIIP, посчитанные в разных приближениях для непрозрачности: Е с поглощающими линиями (вверху), Н с поглощающими линиями (в центре), Н с рассеивающими линиями (внизу). Цветные линии показывают кривые блеска в далеком УФ, квази-болометрические и в дальнем ИК-диапазоне так же, как на рис. 4.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 4 2021

Как можно было предположить из непосредственного сравнения непрозрачностей при характерных для выбросов SNIa химического состава, температуры и плотности (рис. 1), в видимом диапазоне изменение подхода к непрозрачности сильнее всего влияет на полосу *I*. Основные различия состоят в перераспределении излучения между далеким ультрафиолетом и далеким инфракрасным диапазонами (рис. 4). Ослабление потока жесткого ультрафиолета может повлиять, например, на степень возбуждения атомных уровней и изменить картину спектральных линий при полном расчете, учитывающем, в частности, флуоресценцию.

В случае SNIIP основные различия в подходах к непрозрачности проявились в большей степени на начальных фазах кривой блеска (наличие или отсутствие начального пика излучения перед плато, см. рис. 5, 8), поэтому мы показываем здесь только эту фазу, до 50 дней после взрыва.

Открытым остается вопрос о том, какой вклад вносят спектральные линии в обмен энергией между излучением и веществом, насколько эти линии способствуют выравниванию их температур и установлению равновесия.

Как видно из результатов расчета на рис. 3— 8, величина и форма максимума сильно меняются для различных приближений непрозрачности при расширении, а также зависят от так называемого параметра q_f , который должен эффективно описывать флуоресценцию (Истман, Пинто, 1993; Блинников и др., 1998; Пинто, Истман, 2000; Бакланов и др., 2013; Козырева и др., 2020).

Все коды для расчета кривых блеска, которые применяют когерентное рассеяние в линиях, упускают этот важный эффект. Уже в работе Блинникова и др. (1998) было показано, что простое предписание $q_f = 1$, когда все линии являются чисто поглощающими, позволяет получить хорошее согласие модельных кривых блеска с наблюдениями сверхновых, а также с кодом EDDINGTON. Итак, для варианта непрозрачности Е хорошее воспроизведение для кривых блеска получается при значениях q_f , близких к 1, когда все линии являются поглощающими (см. Козырева и др., 2020), а для случая H параметр q_f может приближаться к нулю, когда линии являются почти чисто рассеивающими (Утробин, 2004; Барон и др., 1996б). Вопрос о выборе оптимального параметра q_f в случае Н заслуживает отдельного исследования.

ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты настоящей работы показывают, что различное описание непрозрачности при расширении оказывает значительное влияние на наблюдаемые кривые блеска сверхновых, как первого, так

и второго типа. Сравнение результатов STELLA с другими кодами, в том числе Монте-Карло (Козырева и др., 2017; Цанг, 2020), когда используется эвристический подход Е, еще не доказывает, что подход Е более адекватен задаче. Ведь результаты кода CRAB тоже показывают его применимость к разным объектам, а там используется приближение Н для расчетов непрозрачности расширяющейся среды. Но следует иметь в виду, что имеется и другая сторона проблемы: флуоресценция и термализация. При использовании подхода Н следует брать малые значения параметра поглощения в линиях. В расчетах на мощных компьютерах, в принципе, можно было бы не делать никаких приближений типа непрозрачности при расширении "expansion opacity", но пока такие расчеты удается проводить только в тех ситуациях, когда течения монотонны, нет ударных волн и т.п.

Авторы благодарны В.П. Утробину за предоставление опыта своей работы с приближением типа Н в коде CRAB и анонимному рецензенту за важные замечания.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 19-02-00567).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бакланов, Блинников С.И., Поташов М.Ш., Долгов А.Д., Письма в ЖЭТФ 98, 489 (2013) [P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, Sh.M. Potashov, A.D. Dolgov, JETP Lett. 98, 432 (2013)].
- 2. Барон и др. (E. Baron, P.H. Hauschildt, and A. Mezzacappa), MNRAS **278**, 763 (1996а).
- 3. Барон и др. (E. Baron, P.H. Hauschildt, P. Nugent, and D. Branch), MNRAS **283**, 297 (19966).
- Блинников С.И., Письма в Астрон. журн. 22, 92 (1996) [S.I. Blinnikov, Astron. Lett. 22, 79 (1996)].
- 5. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, R.G. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, and S.E. Woosley), Astrophys. J. **496**, 454 (1998).
- 6. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Röpke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinger), Astron. Astrophys. **453**, 229 (2006).
- 7. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, and S.E. Woosley), Astrophys. J. **496**, 454 (1998).
- 8. Вагонер и др. (R.V. Wagoner, C.A. Perez, and M. Vasu), Astrophys. J. **377**, 639 (1991).
- 9. Верзе и др. (Ř. Wehrse, B. Baschek, and W. von Waldenfels), Astron. Astrophys. **401**, 43 (2003).
- 10. Истман, Пинто (R. Eastman and P. Pinto), Astrophys. J. **412**, 731 (1993).
- 11. Касен и др. (D. Kasen, R.C. Thomas, and P. Nugent), Astrophys. J. **651**, 366 (2006).
- Kactop (J.I. Castor), *Radiation Hydrodynamics* (Cambridge Univer. Press, 2004).

- 13. Козырева и др. (A. Kozyreva, M. Gilmer, R. Hirschi, C. Frohlich, S. Blinnikov, R.T. Wollaeger, U.M. Noebauer, D.R. van Rossum, et al.), MNRAS **464**, 2854 (2017).
- 14. Козырева и др. (A. Kozyreva, L. Shingles, A. Mironov, P. Baklanov, and S. Blinnikov), Astrophys. J. **499**, 4312 (2020).
- 15. Номото и др. (К. Nomoto, F.-K. Thielemann, and K. Yokoi), Astrophys. J. **286**, 644 (1984).
- 16. Пинто, Истман (P.A. Pinto and R.G. Eastman), Astrophys. J. **530**, 757 (2000).
- 17. Соболев В.В., *Движущиеся оболочки звезд* (Ленинград: ЛГУ, 1947).
- 18. Утробин В.П., Письма в Астрон. журн. **30**, 334 (2004) [V.P. Utrobin, Astron. Lett. **30**, 293 (2004)].
- 19. Френд, Кастор (D.B. Friend and J.I. Castor), Astrophys. J. **272**, 259 (1983).
- 20. Цанг и др. (В.Т.-Н. Tsang, J.A. Goldberg, L. Bildsten, and D. Kasen), Astrophys. J. **898**, 29 (2020).

ФАЗИРОВАННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МАГНИТАРА SGR J1745–2900 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ NuSTAR

© 2021 г. Е. А. Кузнецова^{1*}, А. А. Лутовинов¹, А. Н. Семена¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 29.12.2020 г. После доработки 02.02.2021 г.; принята к публикации 02.02.2021 г.

Магнитар SGR J1745–2900, расположенный в непосредственной близости от сверхмассивной черной дыры Sgr A*, был обнаружен во время рентгеновской вспышки телескопом Swift/XRT в апреле 2013 г. В течение нескольких месяцев после обнаружения источник наблюдался обсерваторией NuSTAR, что позволило зарегистрировать пульсации с периодом \sim 3.76 с. Используя эти наблюдения, мы провели детальные исследования зависимости профиля импульса и доли пульсирующего излучения от энергии и интенсивности магнитара. Показано, что доля пульсирующего излучения в диапазонах энергий 3–5 и 5–10 кэВ находится на уровне 40–50%, несколько увеличиваясь с уменьшением потока. Проведена фазированная спектроскопия источника в диапазоне энергий от 3 до \sim 40 кэВ, и показано, что температура излучающих областей остается достаточно стабильной в течение импульса, в то время как их видимый размер значительно меняется с фазой.

Ключевые слова: рентгеновские пульсары, нейтронные звезды, магнитары, SGR J1745-2900.

DOI: 10.31857/S0320010821040070

ВВЕДЕНИЕ

Среди большого количества нейтронных звезд выделяется класс магнитаров, которые являются наиболее непредсказуемыми в своем поведении. Магнитары — изолированные нейтронные звезды с сильными магнитными полями до $B \sim 10^{14} - 10^{15}$ Гс, которые являются источником энергии этих звезд. Они проявляют себя как рентгеновские пульсары с периодами $P \simeq (0.3 - 12)$ с и со скоростями замедления $\dot{P} \simeq (10^{-15} - 10^{-11})$ с/с. На текущий момент насчитывается 30 магнитаров¹.

Магнитары являются источниками постоянного рентгеновского излучения, состоящего из двух компонент: тепловой, которая может быть представлена как излучение абсолютно черного тела с температурой $kT \sim 0.3-0.5$ кэВ, и нетепловой, описывающейся степенным законом с фотонным индексом $\Gamma \sim 2-4$ (Каспи, Белобородов, 2017). Помимо постоянного излучения, от магнитаров могут регистрироваться мощные рентгеновские вспышки со светимостями, достигающими значения $L_X \sim 10^{47}$ эрг с⁻¹, и длительностью от долей до нескольких сотен секунд (Туролла и др., 2015). Помимо ярких и коротких вспышек, от магнитаров наблюдаются и значительные повышения постоянного потока, сопровождающиеся последующим медленным падением до начального уровня, которое может длиться от месяцев до нескольких лет (см. обзоры Туролла и др., 2015; Каспи, Белобородов, 2017). Проявления вспышечной активности магнитарами предположительно могут быть вызваны деформациями коры нейтронной звезды, так называемыми звездотрясениями.

Одним из представителей магнитаров является источник SGR J1745-2900. 24 апреля 2013 г. в ходе программы мониторинга области Галактического центра телескопом Burst Alert Telescope (BAT). установленным на борту космической обсерватории Swift им. Н. Джерельса, была зарегистрирована рентгеновская вспышка от неизвестного источника (Дегенаар и др., 2013), от которого днем позже был зарегистрирован короткий (~ 32 мс) рентгеновский всплеск (Кеннеа и др., 2013а). Это событие послужило триггером для серии наблюдений телескопом Swift/XRT, с помощью которых было определено, что источник пространственно неразрешим со сверхмассивной черной дырой (СМЧД) Sagittarius A^{*} (далее Sgr A^{*}), находящейся в центре нашей Галактики (Кеннеа и др., 2013б). Позже Реа и др. (2013) по данным обсерватории Chandra

^{*}Электронный адрес: eakuznetsova@cosmos.ru

¹ Онлайн каталог магнитаров доступен по адресу: http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html, 24 подтвержденных источника и 6 кандидатов (Олаусен, Каспи, 2014).

разрешили источники SGR J1745-2900 и Sgr A*, определив расстояние между ними в 2".4. Наблюдения SGR J1745-2900 обсерваторией NuSTAR выявили пульсации с периодом Р~3.76 с и скоростью торможения $\dot{P} \sim 6.5 \times 10^{-12}$ с/с (Мори и др., 2013, Каспи и др., 2014). Предполагая, что SGR J1745-2900 — магнитный диполь в вакууме. были сделаны оценки магнитного поля $B \sim 1.6 imes$ $\times \, 10^{14}$ Гс, энергии скорости торможения $\dot{E} \simeq 5 \, \times$ $\times 10^{33}$ эрг с⁻¹ и характерного времени торможения $P/2\dot{P} \simeq 9$ тыс. лет (Мори и др., 2013). Схожие оценки временных параметров были получены с помощью наблюдений других телескопов как в рентгеновском, так и в радиодиапазонах (Реа и др., 2013; Шеннон, Джонстон, 2013; Коти Зелати и др., 2015, 2017; Линч и др., 2015; Пеннучи и др., 2015). Было показано, что спектр постоянного излучения магнитара можно представить как комбинацию излучения абсолютно черного тела с температурой $kT \sim 1$ кэВ и степенного закона с фотонным индексом $\Gamma \sim 1.5$ (см., например, Мори и др., 2013). Длительный мониторинг SGR J1745-2900 обсерваториями NuSTAR и Chandra выявил монотонное падение потока магнитара и температуры излучающей области kT (Каспи и др., 2014; Коти Зелати и др., 2015, 2017; Pea и др., 2020).

В настоящей работе представлены результаты временного анализа (профили импульса и доля пульсирующего излучения) и фазированной спектроскопии магнитара SGR J1745—2900 по данным обсерватории NuSTAR в течение нескольких месяцев после рентгеновской вспышки, произошедшей в апреле 2013 г.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

После вспышки 24 апреля 2013 г. была проведена 4-х месячная программа наблюдений магнитара SGR J1745—2900 космической обсерваторией NuSTAR (Харрисон и др., 2013) с 26 апреля по 13 августа 2013 г. Обсерватория NuSTAR состоит из двух телескопических модулей FPMA и FPMB с рабочим энергетическим диапазоном 3—79 кэВ.

В качестве исходного мы использовали тот же набор данных, что в статье Каспи и др. (2014, см. табл. 1 в этой работе). NuSTAR имеет известную проблему загрязнения данных паразитными лучами, когда детекторы засвечиваются излучением от источников, находящихся вне поля зрения телескопа (Мадсен и др., 2017). Данные модуля FPMB были загрязнены в наблюдениях 80002013014 и 80002013016 паразитными лучами от неизвестного источника, поэтому для этих наблюдений мы использовали только данные модуля FPMA. Также были исключены наблюдения 800020130018 и 800020130010, так как

Таблица 1. Наблюдения NuSTAR, использованные в работе. Значения эпох MJD указаны на начало наблюдения

ObsID	Дата	MJD	Экспозиция
30001002006	26.04.2013	56408.1	37.1 кс
80002013002	27.04.2013	56409.3	49.7 кс
80002013004	04.05.2013	56416.7	38.5 кс
80002013006	11.05.2013	56423.6	32.6 кс
80002013012	14.06.2013	56457.4	26.8 кс
80002013014*	07.07.2013	56480.2	8.6 кс
80002013016*	07.07.2013	56480.5	21.0 кс

* Наблюдения, для которых были использованы данные только модуля FPMA, так как данные FPMB были загрязнены боковой засветкой от неизвестного источника.

в это время наблюдался яркий рентгеновский источник CXOGC J174540.0-290005, удаленный от SGR J1745-2900 на 24".8. Кроме того, наблюдения 80002013018-80002013024 были исключены из анализа, так как во время этих наблюдений вспыхнул источник рентгеновского излучения AX J1745.6–2901, удаленный от SGR J1745–2900 на 87 ... Этот источник является маломассивной двойной системой, которая изменила свое состояние за время наблюдений телескопом NuSTAR (80002013018-жесткое состояние, 80002013020-80002013024-мягкое, Понти и др., 2018). Так как источник АХ J1745.6-2901 ярче магнитара SGR J1745-2900 в ~10 раз и функции размытия точечного источника (ФРТИ) АХ J1745.6-2901 и SGR J1745-2900 пересекаются, то при извлечении спектра в излучение магнитара может добавиться компонента излучения источника АХ J1745.6-2901, которую невозможно исключить. Каспи и др. (2014) оценили вклад от источника АХ J1745.6-2901 на уровне 3.5% в области радиусом в 30" и центром в положении магнитара. Даже такой небольшой вклад может значительно исказить результаты фазированной спектроскопии слабого источника SGR J1745-2900, поэтому мы решили не использовать в данной работе наблюдения с активным источником АХ J1745.6-2901. Список наблюдений, использованных в данной работе, приведен в табл. 1.

Времена прихода фотонов были скорректированы на барицентр Солнечной системы с использованием положения источника SGR J1745— 2900 с координатами R.A.=17^h45^m40^s169, Dec.= = -29°00'29".84, определенными с помощью обсерватории Chandra (Pea и др., 2013). Кривые

MJD	kT , кэ ${ m B}$	R_{BB} , км	$N_{ m pow},10^{-13}$ эрг с $^{-1}$ см $^{-2}$ кэ ${ m B}^{-1}$	$C_{ m AB}$
56408.0	1.00 ± 0.02	$1.72_{-0.09}^{+0.10}$	$1.03^{+0.32}_{-0.26}$	0.98 ± 0.03
56409.3	0.99 ± 0.02	$1.74_{-0.08}^{+0.10}$	$0.84^{+0.25}_{-0.21}$	1.00 ± 0.04
56416.7	0.97 ± 0.02	$1.73_{-0.09}^{+0.10}$	$0.49^{+0.21}_{-0.19}$	0.98 ± 0.03
56423.6	0.95 ± 0.02	$1.78\substack{+0.13 \\ -0.11}$	$1.40^{+0.35}_{-0.30}$	0.96 ± 0.04
56457.4	0.88 ± 0.02	$1.85_{-0.14}^{+0.17}$	$0.94^{+0.28}_{-0.24}$	1.01 ± 0.05
56480.2	0.93 ± 0.06	$1.46\substack{+0.28\\-0.20}$	$0.29^{+0.46}_{-0.29}$	_
56480.5	0.89 ± 0.03	$1.72_{-0.17}^{+0.22}$	$0.10\substack{+0.29\\-0.10}$	—

Таблица 2. Наилучшие значения свободных параметров при совместной аппроксимации моделью ТВАВS*(BBRAD+POW) спектров источника SGR J1745-2900, извлеченных из 30"-области

Примечание. *С*_{АВ} — константа кросс-калибровки между данными модулей FPMA и FPMB, определенная для каждого наблюдения индивидуально. Нормировка степенного закона *N*_{pow} приведена для энергии 10 кэВ.

блеска с временным разрешением 0.05 с и спектры были извлечены из круговой области с радиусом R = 30'' и центром в положении SGR J1745–2900 (построение фоновых кривых блеска и спектра будет описано ниже) с помощью инструмента nuproducts, являющегося частью программного обеспечения NuSTAR Data Analysis Software package (NUSTARDAS V.1.8.0), которое встроено в программное обеспечение HEASOFT версии 6.27.2. При анализе данных использовались калибровочные файлы CALDB версии 1.0.2. Непосредственный анализ кривых блеска и спектров проводился с помощью инструментов XRONOS версии 5.22 и XSPEC версии 12.10.1 (Арнауд и др., 1996), входящих в состав пакета HEASOFT версии 6.27.2.

ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ

На первом этапе мы получили кривые блеска источника SGR J1745–2900 в трех энергетических диапазонах 3–5, 5–10 и 10–20 кэВ для всех наблюдений из табл. 1. Для построения профилей импульса в этих энергетических диапазонах мы использовали набор эфемерид, полученных Каспи и др. (2014, см. табл. 2 и параграф 2.1 в этой работе). Для каждого набора эфемерид значения нулевой эпохи выбирались таким образом, чтобы минимумы профилей импульса совпадали. Кривая блеска каждого наблюдения сворачивалась с соответствующим периодом вращения с помощью программы *efold*.

Полученные профили импульса, представленные на рис. 1, имеют три ярких пика, которые хорошо прослеживаются до 10 кэВ. Можно заметить, что с течением времени падает интенсивность излучения и сглаживается первый пик. Кроме того, интенсивность первого пика уменьшается в энергетическом диапазоне 5-10 кэВ по сравнению с пиком на энергиях 3-5 кэВ. Из рис. 1 можно предположить, что на энергиях выше 10 кэВ возможно наличие пульсаций. Мы проверили это на кривых блеска SGR J1745-2900, полученных для диапазона энергий 10-20 кэВ, с помощью двух методов — Lomb Scargle (Пресс, Рибики, 1989) и статистики Z_n^2 (Бусчери и др., 1983), и не обнаружили пульсаций с предельными значениями доли пульсирующего излучения 86-100% в зависимости от наблюдения (см. рис. 2 и пояснения ниже). Однако из-за слабой статистики на высоких энергиях мы не можем однозначно утверждать, что пульсаций в этом диапазоне нет.

Чтобы оценить долю пульсирующего излучения², мы предварительно вычли фон из кривых блеска источника SGR J1745-2900. Необходимо отметить, что источник SGR J1745-2900 расположен в непосредственной близости к СМЧД Sgr A* и обсерватория NuSTAR не может разрешить эти два объекта, что значительно усложняет получение правильной оценки фона. Кроме того, в области Галактического центра фоновое излучение пространственно неоднородно (см., например, Перез и др., 2015), что также не позволяет для оценки фона использовать область, свободную от точечных источников и находящуюся в отдалении от магнитара SGR J1745-2900. Поэтому, как и в работе Каспи и др. (2014), мы использовали для оценки фона предыдущее наблюдение 30001002003 телескопом

² Доля пульсирующего излучения определялась по формуле $PF = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$, где I_{max} и I_{min} — интенсивности излучения в максимуме и минимуме импульса.



Рис. 1. Профили импульса SGR J1745–2900 в разных энергетических диапазонах 3–5 (верхние панели), 5–10 (средние) и 10–20 кэВ (нижние) в единицах скорости счета без вычитания фона. Два цикла приведены для наглядности. Вертикальным пунктиром обозначено разделение на фазовые бины (см. раздел "Фазированная спектроскопия").

NuSTAR области Галактического центра, во время которого магнитар SGR J1745-2900 еще не был в активном состоянии. Целесообразность использования такого способа оценки фона рассмотрена в разделе "Спектральный анализ". Кривая блеска фона была извлечена для разных энергетических диапазонов из той же области неба, которая использовалась для извлечения информации об излучении источника SGR J1745-2900. Средние скорости счета фона для диапазонов энергий 3-5, 5-10 и 10-20 кэВ были определены на уровнях 0.097 ± 0.002 , 0.186 ± 0.002 , 0.060 ± 0.001 отчетов/с соответственно. Эти значения были вычтены из кривых блеска источника, полученных для каждого наблюдения. Полученные значения доли пульсирующего излучения для энергетических диапазонов 3-5 и 5-10 кэВ (рис. 2) находятся на уровне $\sim 40-50\%$, что согласуется с результатами, полученными для мягкого рентгеновского диапазона по данным обсерваторий Chandra и XMM-Newton (Коти Зелати и др., 2015, 2017). Также можно заметить, что значения доли пульсирующего излучения для энергий 3-5 и 5-10 кэВ согласуются между собой в пределах одного наблюдения.

Такие высокие значения доли пульсирующего излучения могут указывать на асимметричный случай расположения двух противоположных областей теплового излучения (Белобородов, 2002). Однако Ху и др. (2019), используя данные 2016 г., когда профиль импульса магнитара претерпел значительные изменения, предположили, что для SGR J1745–2900 наблюдаются две примерно сим-

метричные противоположные области излучения, интенсивность которых отличается больше, чем в ~3 раза. Отметим также, что Ху и др. (2019) использовали несколько другое определение доли пульсирующего излучения, которое систематически дает более низкие значения по сравнению с нашими.

Для оценки верхнего предела на долю пульсирующего излучения в энергетическом диапазоне 10-20 кэВ было проведено моделирование Монте-Карло марковской цепи (Ситтер, Ву, 2001). Значения темпа счета в каждом из фазовых бинов принимались нормально распределенными со значениями, получаемыми с помощью программы efold. Фоновая скорость счета, определенная выше, предварительно вычиталась из темпа счета каждого бина. Априорное распределение значений скорости счета от пульсара в каждой фазе принималось равномерно распределенным в диапазоне 0.0-0.2 отчета/с, что заведомо выше регистрируемой скорости счета в фазовых бинах. Верхний предел на долю пульсирующего излучения принимался равным значению 90% квантиля для доли пульсирующего излучения апостериорного распределения темпов счета в фазовых бинах. Полученные величины указаны на рис. 2 в виде верхних пределов.

Мы также построили график зависимости доли пульсирующего излучения от потока излучения тепловой компоненты BBrad (рис. 3), собранного из той же круговой области с радиусом 30", которая использовалась для кривых блеска. Из рис. 3 можно заметить, что с уменьшением потока



Рис. 2. Доля пульсирующего излучения, полученная для пяти наблюдений в энергетических диапазонах: 3–5, 5–10 и 10–20 кэВ. МЈD каждого наблюдения указана в заголовке рисунков. Стрелки обозначают верхний предел доли пульсирующего излучения на уровне доверительного интервала 90%.



Рис. 3. Доля пульсирующего излучения, полученная для энергий 3–5 (сплошные линии) и 5–10 кэВ (пунктирные), в зависимости от потока излучения тепловой компоненты BBrad (см. раздел "Спектральный анализ").

доля пульсирующего излучения, полученная для двух энергетических диапазонов 3–5 и 5–10 кэВ, увеличивается.

Для описания зависимости доли пульсирующего излучения от энергии и потока мы воспользовались несколькими моделями:

- доля пульсирующего излучения постоянна PF = C,
- доля пульсирующего излучения линейно зависит от светимости PF = C + F_c * F,
- доля пульсирующего излучения линейно зависит от светимости и от энергии $PF = C + F_c * F + E_c * E$,

где C — постоянная компонента доли пульсирующего излучения, F_c — коэффициент линейной корреляции доли пульсирующего излучения и потока F в диапазоне 3–20 кэВ, E_c — коэффициент линейной корреляции доли пульсирующего излучения и энергии E.

Значения доли пульсирующего излучения были аппроксимированы этими моделями, в результате были получены значения правдоподобия данных $\chi^2/(d.o.f.)$: 36.0/20, 20.1/19, 19.9/18 для каждой из моделей соответственно. Относительные значимости моделей были проверены при помощи критерия перекрестной проверки выборок параметров, полученных в Монте-Карло симуляции Марковской цепи МСМС, на основе алгоритмов «отбрасывания одного события» (leave-one-out, Ветари и др., 2014). Критерий показал, что модель линейной зависимости доли пульсирующего излучения от светимости значительно более вероятна, чем модель с постоянной долей пульсирующего излучения ($P_{\rm fc}/P_{\rm nc}=0.978/0.022$), где $P_{\rm fc}$ — относительная вероятность модели с линейной корреляцией доли пульсирующего излучения от потока, а Pnc относительная вероятность модели с постоянной долей пульсирующего излучения. Модель, дополнительно включающая линейную зависимость доли пульсирующего излучения от энергии и светимости с относительной вероятностью P_{ec & fc}, оказалась статистически сопоставима с моделью, в которой зависимости от энергии нет: $P_{\rm ec\ \&\ fc}/P_{\rm fc} =$ = 0.41/0.59.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Фазированная спектроскопия излучения пульсирующих источников является важным методом исследования механизмов генерации излучения. Область неба, содержащая магнитар SGR J1745— 2900, является очень густонаселенной, что значительно усложняет анализ данных. Поэтому перед

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 4 2021

тем как перейти к фазированной спектроскопии магнитара, мы получили средние спектры для каждого наблюдения и сравнили их с ранее полученными другими авторами, чтобы убедиться в правильности используемой нами процедуры спектрального анализа.

Средние спектры

Спектры источника извлекались из той же области неба, что и кривые блеска. В качестве фона использовалось предыдущее наблюдение 30001002003 и та же область, которые ранее были выбраны для определения фона для кривых блеска. Отметим, что в работе Каспи и др. (2014) был рассмотрен и другой, более сложный способ оценки фонового излучения для каждого наблюдения, и показано, что результаты в обоих случаях согласуются между собой. Поэтому мы выбрали для наших оценок наиболее оптимальный подход, описанный выше.

Каждый спектр был сгруппирован с помощью инструмента grppha, который является частью программного обеспечения HEASOFT, с минимальным значением отсчетов в бине, равным 25. В работах ряда авторов (см., например, Мори и др., 2013; Каспи и др., 2014; Коти Зелати и др., 2017) было показано, что спектры источника наилучшим образом могут быть описаны комбинацией компонент излучения абсолютно черного тела (BBRAD) и степенного закона (POWER-LAW) с учетом поглощения $N_{\rm H}$. Для описания последнего мы использовали модель TBABS с обилием из работы Вилмса и др. (2000) и сечениями поглощения из работы Вернер и др. (1996).

Спектры всех наблюдений аппроксимировались совместно в предположении, что значение поглощения $N_{\rm H}$ и фотонный индекс Γ не меняются от наблюдения к наблюдению. Необходимо отметить, что на начальном этапе для каждой пары спектров модулей FPMA и FPMB, относящихся к одному наблюдению, были определены параметры кросс-калибровки C_{AB} спектров модуля FPMB по отношению к спектрам FPMA, которые были зафиксированы в процессе аппроксимации всех спектров (см. точные значения в табл. 2). Значения температуры kT и радиуса излучающей области $R_{\rm BB}$, относящиеся к модели BBRAD, и нормировки степенного закона N_{роw} были связаны внутри одного наблюдения для обоих модулей, но свободны относительно разных наблюдений. В результате аппроксимации моделью TBABS*(BBRAD+POW) были получены наилучшие значения $N_{
m H}=(11.5\pm \pm 0.8) imes 10^{22}$ см $^{-2}$ и $\Gamma=1.11^{+0.26}_{-0.24}$ с приведенным значением $\chi^2_{\rm red}/d.o.f. = 1.05/2229$ (рис. 4). Наилучшие значения изменяющихся параметров приведены в табл. 2.



Рис. 4. Спектр источника SGR J1745–2900, измеренный в разных наблюдениях, MJD начала которых приведены на рисунке. Черным и красным цветами отмечены данные модулей FPMA и FPMB соответственно. Сплошной, пунктирной и точечной линиями обозначены модели: суммарная, излучения абсолютно черного тела и степенного закона.

На рис. 5 показана временная эволюция параметров kT, R_{BB} и поглощенных потоков, вычисленных с помощью команды CFLUX для тепловой и нетепловой компонент модели, которые были обозначены как $F_{\rm BB}$ и $F_{\rm pow}$ соответственно. На масштабе ~80 дней хорошо видно падение температуры kT на $\sim 10\%$ и потока $F_{\rm BB}$ на $\sim 40\%$. При этом параметр R_{BB} в пределах ошибок измерений остается практически неизменным на этом временном интервале, хотя на более длительном масштабе наблюдений уменьшение R_{BB} становится заметным (см. Коти Зелати и др., 2015, 2017; Реа и др., 2020). Возможно, этот тренд уже начинает сказываться и в конце исследуемого временного интервала (рис. 5), однако большие ошибки на $R_{
m BB}$ в двух последних наблюдениях не позволяют сделать однозначный вывод. Последнее означает, что на масштабе ~80 дней мы не наблюдаем изменение площади излучающей области А от светимости

 $L_{\rm BB}$, предсказанной моделью раскручивающейся магнитосферы нейтронной звезды (Белобородов, 2009) в виде $A \sim L_{\rm BB}^{1/2}$, которая является наиболее рабочей моделью для объяснения такого медленного затухания излучения магнитара (Мори и др., 2013; Каспи и др., 2014; Коти Зелати и др., 2015, 2017). Отметим, что возможное уменьшение радиуса излучающей области может объяснить увеличение доли пульсирующего излучения с уменьшением потока (см., например, Фериал, 2002).

Полученные результаты в целом согласуются с результатами работы Каспи и др. (2014). Отметим, что наша оценка поглощения $N_{\rm H} = (11.5 \pm \pm 0.8) \times 10^{22}$ см⁻² несколько меньше значения, полученного этими авторами $N_{\rm H} = (13.5 \pm 0.5) \times 10^{22}$ см⁻², хотя согласуется на уровне лучше 2σ . Возможно, это связано с тем, что Каспи и др. (2014) использовали большее количество на-



Рис. 5. Зависимости параметров средних спектров *kT*, *R*_{BB}, *F*_{BB} и *F*_{pow} от эпохи MJD, взятой на середину наблюдения, изображенные на графиках сверху вниз соответственно. Черным пунктиром обозначены времена вспышек, зарегистрированные Swift/BAT 25 апреля (Кеннеа и др., 2013а) и 7 июня (Кеннеа и др., 2013б).

блюдений, которые были нами исключены из анализа (см. выше). Кроме того, полученные оценки температуры излучающей области kT оказались несколько выше, а оценки радиуса $R_{\rm BB}$ ниже оценок этих параметров по данным обсерватории Chandra (Коти Зелати и др., 2015, 2017). Возможно, это связано с тем, что рабочий диапазон обсерватории Chandra более мягкий (0.3–8 кэВ), и указанными авторами не учитывалась степенная компонента в спектральной модели излучения магнитара.

Таким образом, мы проверили правильность обработки данных и можем перейти к фазированной спектроскопии.

Фазированная спектроскопия

Наблюдаемый профиль импульса был разделен на шесть равных фаз так, чтобы на каждые максимум и минимум приходилось по одному фазовому бину (рис. 1). Спектр источника, полученный в каждом фазовом бине, был аппроксимирован применявшейся к средним спектрам моделью TBABS*(BBRAD+POW), при этом поглощение и фотонный индекс были зафиксированы на значениях $N_{\rm H} = 11.5 \times 10^{22}$ см⁻² и $\Gamma = 1.11$, определенных ранее. Наблюдения 80002013014 и 80002013016, для которых были доступны только данные модуля FPMA, не обладают достаточной статистикой для качественной аппроксимации фазовых спектров (количество степеней свободы

 $d.o.f. \sim 10-40$ значительно ниже, чем в остальных наблюдениях $d.o.f\gtrsim 100$), поэтому мы исключили их из анализа. Полученные результаты представлены на рис. 6. Чтобы понять, насколько сильно изменяется конкретный параметр с фазой, мы аппроксимировали константой каждый набор значений для всех наблюдений. Таким образом, мы можем сказать, что температура излучающей области kT почти не меняется с фазой ($\chi^2_{\rm red} \leq 1$ для первых трех и $\chi^2_{\rm red} \approx 2$ для двух последних наблюдений 80002013010 и 80002013012), а вот ее радиус R_{BB} меняется с фазой импульса более значительно ($\chi^2_{\rm red} > 2$ для всех наблюдений, кроме 80002013012, где $\chi^2_{\rm red} = 1.55$). Визуально заметно, что вариации R_{BB} повторяют форму профиля импульса, что можно обосновать зрительной геометрией (т.е. наибольшая площадь, ответственная за генерацию теплового излучения, видна в максимумах профиля импульса, наименьшая — в минимумах). Принимая во внимание отмеченную выше зависимость доли пульсирующего излучения от потока, можно было бы ожидать сходных зависимостей и для параметров тепловой компоненты. Однако проведенный анализ не обнаружил значимых изменений амплитуды переменности параметров kT и $R_{
m BB}$ в зависимости от потока тепловой компоненты $F_{
m BB},$ что может быть связано со значительными ошибками на их значения.

Стоит отметить значительное увеличение $R_{\rm BB}$ во втором фазовом бине последнего наблюдения. Интересно, что в этом же фазовом бине в послед-



Рис. 6. Изменения спектральных параметров в зависимости от фазы импульса и наблюдения (сверху вниз). Серым цветом и правой шкалой обозначены соответствующие профили импульса в энергетическом диапазоне 3–5 кэВ. Два цикла приведены для наглядности.

нем наблюдении первый пик профиля импульса практически исчезает. Кроме того, в этой же области можно заметить пониженное значение kT. Последнее может быть связано как с физическими причинами, так и с возможной антикорреляцией параметров модели, однако из-за не очень высокой статистики сделать каких-то однозначных выводов не представляется возможным.

Поток, излученный нетепловым образом F_{pow} , практически не меняется с фазой, что может свидетельствовать о формировании нетеплового излучения в других областях по отношению к горячим пятнам, либо о недостаточной статистике для регистрации его переменности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитар SGR J1745—2900 являлся объектом большого количества наблюдений с начала его активности в апреле 2013 г. В частности, программа наблюдений обсерватории NuSTAR предоставила хорошую возможность изучить жесткое рентгеновское излучение этого объекта. Эти наблюдения позволили провести временной и спектральный анализ по данным NuSTAR (см. ссылки выше в тексте), однако результаты фазированной спектроскопии были кратко приведены только по первому наблюдению (Мори и др., 2013).

В настоящей работе по данным обсерватории NuSTAR впервые проведена подробная фазированная спектроскопия магнитара SGR J1745— 2900 в широком диапазоне энергий для состояний с разным уровнем интенсивности излучения источника. В результате были найдены значимые изменения видимых размеров области, отвечающей за тепловое излучение, коррелирующие с профилем импульса в диапазоне энергий 3-5 кэВ. Температура излучающей области остается достаточно стабильной по пульсу, при этом в среднем уменьшаясь с уменьшением интенсивности источника. К сожалению, магнитар SGR J1745-2900 - слишком слабый источник, чтобы можно было провести подробную фазированную спектроскопию для нетеплового излучения. Мы не нашли значимых изменений в полном потоке степенной компоненты с зафиксированным значением фотонного индекса $\Gamma = 1.11$, однако имеющаяся статистика не позволяет однозначно утверждать, что нетепловая компонента точно не пульсирует.

Помимо фазированной спектроскопии, мы определили долю пульсирующего излучения для двух энергетических диапазонов 3—5 и 5—10 кэВ на уровне ~40—50%. Найдены указания на значимое увеличение доли пульсирующего излучения с уменьшением потока магнитара, в то время как зависимость от энергии значимо не определяется, что предположительно связано с возможным уменьшением радиуса области генерации теплового излучения.

Работа поддержана грантом Правительства РФ № 14.W03.31.0021. Е.А. Кузнецова также благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (грант 19-32-90283) за частичную поддержку данной работы в части исследований проФАЗИРОВАННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ SGR J1745-2900

тяженного излучения для получения корректных оценок фона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арнауд и др. (К.А. Arnaud), Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V (Ed. G.H. Jacoby, J. Barnes, 1996), p. 17.
- 2. Белобородов (A.M. Beloborodov), Astrophys. J. **566**, 85 (2002).
- Белобородов (А.М. Beloborodov), Astrophys. J. 703, 1044 (2009).
- 4. Бусчери и др. (R. Buccheri, K. Bennett, and G.F. Bignami), Astron. Astrophys. **128**, 245 (1983).
- 5. Вернер и др. (D.A. Verner, G.J. Ferland, К.T. Korista, et al.), Astrophys. J. **465**, 487 (1996).
- 6. Вилмс и др. (J. Wilms, A. Allen, and R. McCray), Astrophys. J. **542**, 914 (2000).
- 7. Витари и др. (A. Vehtari, V. Tolvanen, T. Mononen, et al.), J. Machine Learn. Res. 17 (2014).
- 8. Дегенаар и др. (N. Degenaar, M.T. Reynolds, J.M. Miller, J.A. Kennea, and R. Wijnands), Astron. Telegram 5006 (2013).
- 9. Каспи, Белобородов (V.M. Kaspi and A.M. Beloborodov), Ann. Rev. Astron. Astrophys. 55, 261 (2017).
- 10. Каспи и др. (V.M. Kaspi, R.F. Archibald, V. Bhalerao, F. Dufour, E.V. Gotthelf, H. An, M. Bachetti, A.M. Beloborodov, et al.), Astrophys. J. **786**, 84 (2014).
- Кеннеа и др. (J.A. Kennea, H. Krimm, S. Barthelmy, N. Gehrels, C. Markwardt, J. Cummings, F. Marshall, T. Sakamoto, et al.), Astron. Telegram 5009 (2013a).
- 12. Кеннеа и др. (J.A. Kennea, D.N. Burrows, J. Cummings, C. Kouveliotou, N. Degenaar, M.T. Reynolds, J.M. Miller, and R. Wijnands), Astron. Telegram 5124 (20136).
- Коти Зелати и др. (F. Coti Zelati, N. Rea, A. Papitto, D. Viganò, J.A. Pons, R. Turolla, P. Esposito, D. Haggard, et al.), MNRAS 449, 2685 (2015).
- 14. Коти Зелати и др. (F. Coti Zelati, N. Rea, R. Turolla, J.A. Pons, A. Papitto, P. Esposito, G.L. Israel, S. Campana, et al.), MNRAS **471**, 1819 (2017).

- 15. Линч и др. (R.S. Lynch, R.F. Archibald, V.M. Kaspi, and P. Scholz), Astrophys. J. **806**, 266 (2015).
- Мадсен и др. (К.К. Madsen, F.E. Christensen, W.W. Craig, K.W. Forster, B.W. Grefenstette, F.A. Harrison, A. Fiona, H. Miyasaka, and V. Rana), J. Astron. Telescopes, Instruments, and Syst. 3, 044003 (2017).
- 17. Мори и др. (K. Mori, E.V. Gotthelf, S. Zhang, H. An, F.K. Baganoff, N.M. Barrière, A.M. Beloborodov, S.E. Boggs, et al.), Astrophys. J. **770**, L23 (2013).
- 18. Олаусен, Каспи (S.A. Olausen and V.M. Kaspi), Astrophys. J. Suppl. Ser. **212**, 6 (2014).
- Пеннуччи и др. (Т.Т. Pennucci, A. Possenti, P. Esposito, N. Rea, D. Haggard, F.K. Baganoff, M. Burgay, F. Coti Zelati, G.L. Israel, and A. Minter), Astrophys. J. 808, 81 (2015).
- 20. Перез и др. (К. Perez, C.J. Hailey, F.E. Bauer, R.A. Krivonos, K. Mori, F.K. Baganoff, N.M. Barrière, S.E. Boggs, et al.), Nature **520**, 646 (2015).
- 21. Понти и др. (G. Ponti, S. Bianchi, T. Muñoz-Darias, K. Mori, K. De, A. Rau, B. De Marco, C. Hailey, et al.), MNRAS **473**, 2304 (2018).
- 22. Пресс, Рибики (W. Press and G. Rybicki), Astrophys. J. **338**, 277 (1989).
- 23. Реа и др. (N. Rea, P. Esposito, J.A. Pons, R. Turolla, D.F. Torres, G.L. Israel, A. Possenti, M. Burgay, et al.), Astrophys. J. **775**, L34 (2013).
- 24. Реа и др. (N. Rea, F. Coti Zelati, D. Viganò, A. Papitto, F. Baganoff, A. Borghese, S. Campana, P. Esposito, et al.), Astrophys. J. **894**, 159 (2020).
- 25. Ситтер, By (R.R. Sitter and C. Wu), Statist. Probabil. Lett. **52**, 353 (2001).
- 26. Туролла и др. (R. Turolla, S. Zane, and A.L. Watts), Rep. Progr. Phys. **78**, 116901 (2015).
- 27. Фериал (Ö. Feryal), Astrophys. J. 575, 397 (2002).
- 28. Харрисон и др. (F.A. Harrison, W.W. Craig, F.E. Christensen, Ch.J. Hailey, W.W. Zhang, S.E. Boggs, D. Stern, W.R. Cook, et al.), Astrophys. J. **770**, 103 (2013).
- 29. Ху и др. (С.-Р. Hu, С.-Ү. Ng, and W.C.G. Ho), MNRAS **485**, 4274 (2019).
- 30. Шеннон, Джонстон (R.M. Shannon and S. Johnston), MNRAS **435**, L29 (2013).

АНАЛИЗ ИЗБРАННЫХ УБЕГАЮЩИХ ЗВЕЗД В ТУМАННОСТИ ОРИОНА ПО ДАННЫМ КАТАЛОГА GAIA EDR3

© 2021 г. В. В. Бобылев^{1*}, А. Т. Байкова¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 15.02.2021 г. После доработки 03.03.2021 г.; принята к публикации 04.03.2021 г.

Выполнено статистическое моделирование траекторий ряда убегающих звезд с использованием значений их параллаксов и собственных движений из каталога Gaia EDR3. Подтверждена гипотеза о том, что звезды AE Aur и μ Col являются продуктом распада кратной системы около 2.5 млн назад и Трапеция Ориона может являться родительским скоплением для этой пары звезд. Показано, что данные из каталога Gaia EDR3 для звезды и Огі, главным образом, значение параллакса, не позволяют говорить о распаде кратной системы AE Aur, µ Col и ι Ori. Подтверждено наличие тесных парных сближений между звездами HD 30112 и HD 43112 около 1 млн лет назад. Результаты тесных тройных сближений подтверждают гипотезу о том, что звезды HD 30112 и HD 43112 вылетели из родительского скопления Col 69. Показано, что звезды HIP 28133 и ТҮС 5368-1541-1 имеют ненулевую вероятность вылета из области радиусом 10 пк от центра скопления Трапеция Ориона и достаточно высокую вероятность (около 8%) того, что обе они находились на расстояниях менее 20 пк от центра Трапеции Ориона примерно 2.5 млн лет назад. Впервые установлено, что звезды Gaia EDR3 3021115184676332288 и Gaia EDR3 2983790269606043648 имеют вероятность около 0.5% того, что примерно 1.1 млн лет назад они распались как двойная система. Звезда Gaia EDR3 3021115184676332288 имеет вероятность около 16% того, что она вылетела из области радиусом 10 пк от центра скопления Трапеции Ориона примерно 1 млн лет назад.

Ключевые слова: убегающие звезды, Туманность Ориона, Трапеция Ориона, Col 69.

DOI: 10.31857/S0320010821040021

ВВЕДЕНИЕ

В пионерской работе Блаау, Моргана (1954) было показано, что две звезды, AE Aur и µ Col, разлетаются в противоположные стороны с большими скоростями: более 100 км/с. А их траектории, продолженные в прошлое, пересекаются около 2.6 млн лет назад в области Туманности Ориона. Работа Блаау, Моргана вызвала большой интерес исследователей к вопросам, связанным с обнаружением и изучением молодых убегающих звезд не только в районе ассоциации Ориона, но и в других ОВ-ассоциациях, расположенных вблизи Солнца (Хугерверф и др., 2001; Тецлаф и др., 2011; Маис-Апельянис и др., 2018). На данный момент обнаружены десятки звезд, убегающие радиально из центра Туманности Ориона с большими скоростями (Макбрайд, Кункель, 2019; Платаис и др., 2020; Фариас и др., 2020; Шоттлер и др., 2020).

Анализ данных каталога Hipparcos (1997) позволил Хугерверфу и др. (2001) заключить, что наблюдаемые свойства трех убегающих звезд — АЕ Aur, μ Col и ι Ori согласуются с их общим происхождением около 2.5 млн лет назад. Проведенное этими авторами статистическое моделирование показало, что родительское скопление для этих трех звезд тесно связано с Трапецией Ориона. Они также отметили, что наиболее вероятным механизмом, создавшим большие скорости звезд, являются столкновение и разрушение двух двойных систем. Такой сценарий был предложен в работе Гиса, Болтона (1986).

В районе Туманности Ориона известны еще несколько знаковых беглецов. Например, Хугерверф и др. (2001) показали, что звезды HD 30112 и HD 43112 были выброшены из компактного рассеянного звездного скопления Col 69 (λ Ori). В центре Туманности Ориона расположена туманность Клейнманна—Лоу (Kleinmann—Low, KL), содержащая источник радио- и инфракрасного излучения, известный как объект Беклина— Нойгебауэра (Becklin, Neugebauer, BN). Здесь, в области под названием Орион BN/KL, наблюдается разлет нескольких источников. В частности,

^{*}Электронный адрес: vbobylev@gaoran.ru

Родригес и др. (2017) нашли, что распад кратной звездной системы произошел в XV в., а именно, в 1475 ± 6 году.

Трапеция Ориона является массивным компактным рассеянным звездным скоплением, которое расположено в самом центре Туманности Ориона — в поясе Ориона. Это скопление содержит ряд очень молодых массивных звезд. Наиболее яркие компоненты θ^1 Ori: A, B, C, D и E на видимом небе образуют фигуру в виде трапеции. Известно, что эта кратная система не является гравитационно-устойчивой (Оливарес и др., 2013; Аллен и др., 2017).

АЕ Аur ($V = 5^{m}96$) и μ Col ($V = 5^{m}18$) являются одиночными молодыми массивными звездами, обе относятся к спектральному классу O9.5V. Известно, что ι Ori ($V = 2^{m}77$)— это кратная система, состоящая из четырех компонентов (Маис-Апельянис, Барба 2020). Главный компонент Аа является спектрально-двойной, состоящей из звезд спектрального класса O9 III и B1 III (Марченко и др., 2000), компонент Ab это звезда спектрального класса B2 IV, а самый далекий компонент системы B является звездой спектрального класса B2 V.

Для моделирования пространственных звездных траекторий важнейшее значение имеет точность параллаксов и собственных движений звезд. В настоящее время появилась версия каталога Gaia EDR3 (Gaia Early Data Release 3, Браун и др., 2020; Линдегрен и др., 2020) в которой по сравнению с предыдущей версией, Gaia DR2 (Браун и др., 2018), уточнены примерно на 30% значения тригонометрических параллаксов и собственных движений для около 1.5 млрд звезд.

Целью настоящей работы является анализ траекторий ряда убегающих звезд с использованием современных данных из каталога Gaia EDR3. Мы хотим выяснить, насколько тесными были сближения между этими звездами, а также насколько тесными могли быть сближения звезд с центром предполагаемого родительским рассеянного скопления. Для решения этой задачи были выбраны два молодых рассеянных звездных скопления в области Ориона — Трапеция Ориона и Col 69.

ДАННЫЕ

АЕ Аиг, μ Col и ι Ori. В табл. 1 даны измеренные характеристики звезд AE Aur (HD 34078, Hip 24575), μ Col (HD 38666, Hip 27204) и ι Ori (HD 37043, Hip 26241), взятые из нескольких источников. Во-первых, это каталог Hipparcos (1997), с которыми работали Хугерверф и др. (2001), во-вторых, каталог Gaia DR2 (Браун и др., 2018), который был использован в работе

Шоттлер и др. (2020) при поиске убегающих звезд, в третьих, это каталог Gaia EDR3, и, наконец, РСДБ-измерения для Туманности Ориона, которые обладают высокой точностью измерения тригонометрических параллаксов и собственных движений радиозвезд, а также мазерных источников.

Видим, что для звезды AE Aur нет значительных различий в исходных данных. Гелиоцентрическое расстояние $d = 1/\pi$, вычисленное для звезды μ Col по данным из каталога Gaia EDR3, существенно превышает найденное по каталогу Hipparcos (1997). Кроме того, видно, что случайные ошибки параметров звезд AE Aur и μ Col в каталоге Gaia EDR3 примерно в два раза меньше по величине, чем в каталоге Gaia DR2, и в 5-10 раз меньше, чем в каталоге Hipparcos (1997). Важно отметить, что у звезд AE Aur и µ Col относительные ошибки параллаксов (а соответственно, и расстояний), указанные в последней колонке табл. 1, не превышают 5%. Поэтому для этих звезд нет необходимости учитывать поправку Лутца-Келкера (1973), которая сильно зависит от значения ошибок параллаксов.

А вот значения собственных движений для звезды *ι* Огі сильно различаются по данным каталогов Ніррагсоз (1997) и Gaia EDR3. Причем меньшие случайные ошибки параметров для этой звезды в каталоге Ніррагсоз (1997). Таким образом, новое моделирование представляет большой интерес. В настоящей работе для этой звезды мы используем значение ее системной гелиоцентрической лучевой скорости из работы Марченко и др. (2000).

Наконец, в табл. 1 даны значения собственных движений и тригонометрического параллакса, измеренные РСДБ-методом. Эти данные взяты нами из работы Рида и др. (2019). Здесь усреднены радионаблюдения нескольких радиозвезд и мазерных источников, которые наблюдались в Туманности Ориона. В основном, это были звезды типа Т Тельца. Эти данные относятся к центру Туманности Ориона и Трапеции Ориона, в частности. Значение тригонометрического параллакса (а значит, и расстояния) определено здесь с очень высокой точностью. Значение гелиоцентрической лучевой скорости взято нами из работы Харченко и др. (2005), которое было вычислено по звездам Трапеции Ориона. Отметим, что в работе Шоттлер и др. (2020) для центра Туманности Ориона были использованы несколько другие значения собственных движений и лучевой скорости $\mu_{\alpha}\cos\delta =$ $= 1.51 \pm 0.11$ мсд/год, $\mu_{\delta} = 0.50 \pm 0.12$ мсд/год и $V_r = 21.8 \pm 6.6$ км/с, которые они взяли из работы Куна и др. (2019). Использованные нами значения собственных движений и лучевых скоростей

Звезда	Hipparcos (1997)	Gaia DR2	Gaia EDR3	РСДБ
AE Aur				
μ^*_{lpha} , мсд/год	-4.05 ± 0.66	-4.440 ± 0.115	-4.747 ± 0.046	
μ_{δ} , мсд/год	43.22 ± 0.44	43.368 ± 0.081	43.538 ± 0.033	
π , мсд	2.24 ± 0.74	2.464 ± 0.066	2.574 ± 0.034	
V_r , км/с	57.5 ± 1.2 (a)		56.7 ± 0.6 (6)	
d, пк	446^{+220}_{-111}		388^{+6}_{-5}	
μ Col				
μ^*_{lpha} , мсд/год	3.01 ± 0.52	2.988 ± 0.279	3.271 ± 0.095	
$\mu_{\delta},$ мсд/год	-22.62 ± 0.50	-22.030 ± 0.291	-22.176 ± 0.110	
π , мсд	2.52 ± 0.55	2.148 ± 0.162	1.702 ± 0.090	
V_r , км/с	109.0 ± 2.5 (b)		$109.0 \pm 1.8 \ (r)$	
d, пк	397^{+110}_{-70}		588^{+32}_{-30}	
ιOri				
μ^*_{lpha} , мсд/год	2.27 ± 0.65		-2.816 ± 1.022	
$\mu_{\delta},$ мсд/год	-0.62 ± 0.47		-1.693 ± 0.833	
π , мсд	2.46 ± 0.77		1.997 ± 0.730	
V_r , км/с	28.7 ± 1.1 (д)		31.3 ± 1.2 (e)	
d, пк	406^{+185}_{-96}		501^{+288}_{-134}	
Трапеция Ориона				
μ^*_{lpha} , мсд/год				3.14 ± 3.06
$\mu_{\delta},$ мсд/год				-1.19 ± 3.71
π , мсд				2.421 ± 0.019
V_r , км/с				28.9 ± 2.7 (ж)
d, пк				413^{+3}_{-4}

Таблица 1. Исходные кинематические характеристики звезд, взятые из различных каталогов, $\mu_{lpha}^* = \mu_{lpha} \cos \delta$

Примечание. Лучевые скорости взяты из работ: (а), (в) и (д) — Хугерверфа и др. (2001), (б) — Харченко и др. (2007), (г) — Гончарова (2006), (е) — Марченко и др. (2000), (ж) — Харченко и др. (2005).

для Трапеции Ориона таковы, что при статистическом моделировании покрывается широкий диапазон значений, куда попадают и значения из работы Куна и др. (2019).

С использованием данных каталога Gaia DR2 в работах Шоттлера и др. (2020) и Фариаса и др. (2020) было выделено несколько десятков подходящих кандидатов в убегающие звезды, которые могли в прошлом вылететь из Туманности Ориона. Из этих публикаций мы отобрали такие звезды, которые, во-первых, обладают значительной (более 35 км/с) скоростью убегания от Туманности Ориона, во-вторых, имеют измеренные лучевые скорости и, в-третьих, имеют измерения в каталоге Gaia EDR3. Наиболее интересные из отобранных звезд даны в табл. 2. Эти звезды в настоящей работе использованы, в частности, для поиска возможного члена кратной системы, содержащей AE Aur и

Gaia EDR3	π , мсд	$\mu_lpha\cos\delta$, мсд/год	μ_δ , мсд/год	V_r , км/с
3012438796685305728	2.403 ± 0.016	20.116 ± 0.015	-21.574 ± 0.014	0.0 ± 6.8
2986587942582891264	2.616 ± 0.039	-16.632 ± 0.037	-22.102 ± 0.035	-21.3 ± 6.6
2989899774685582592	2.199 ± 0.014	-11.062 ± 0.013	-12.579 ± 0.011	3.5 ± 6.6
2998537847270106240	2.307 ± 0.017	10.916 ± 0.015	-10.408 ± 0.014	45.3 ± 6.6
3003060825792025088	2.425 ± 0.015	15.327 ± 0.017	-4.445 ± 0.015	36.9 ± 6.7
3021115184676332288	2.510 ± 0.013	29.568 ± 0.015	2.294 ± 0.013	31.9 ± 0.8
2983790269606043648	2.752 ± 0.012	-3.901 ± 0.010	-34.407 ± 0.011	16.6 ± 1.4

Таблица 2. Исходные кинематические характеристики, взятые из каталога Gaia EDR3, для убегающих звезд из списков Шоттлера и др. (2020) и Фариаса и др. (2020)

Таблица 3. Исходные кинематические характеристики звезд, связанных со скоплением Col 69, взятые из каталога Gaia EDR3

Объект	π , мсд	$\mu_lpha\cos\delta$, мсд/год	$\mu_{\delta},$ мсд/год	V_r , км/с	$\operatorname{Ref} V_r$
HD 43112	2.566 ± 0.082	25.786 ± 0.087	11.591 ± 0.070	36.9 ± 0.7	(a)
HD 30112	2.765 ± 0.047	-45.744 ± 0.051	-31.284 ± 0.041	9.0 ± 4.4	(a)
Col 69	2.551 ± 0.090	0.741 ± 0.236	-2.015 ± 0.165	27.5 ± 0.4	(б)

Примечание. (а) — Гончаров (2006), (б) — Карера и др. (2019).

 μ Col, возможно ι Ori, а возможно и еще какой-либо член.

HD 30112, **HD** 43112 и Col 69. Убегающие звезды HD 30112 ($V = 7^{m}22$) и HD 43112 ($V = 5^{m}89$) — это молодые массивные звезды спектрального класса B3/5V и B1V соответственно. Рассеянное звездное скопление Col 69 довольно богато звездами. Согласно Кантат-Гудин и др. (2018), в это скопление входят 669 звезд из каталога Gaia DR2.

В табл. З для звезд HD 30112 (HIP 22061), HD 43112 (HIP 29678) и скопления Col 69 приведены их тригонометрические параллаксы и собственные движения, взятые из каталога Gaia EDR3. Для вычисления средних значений тригонометрического параллакса и собственных движений скопления Col 69 нами были взяты измерения из каталога Gaia EDR3. Для этого из каталога Кантат-Гудин и др. (2018) были отобраны несколько десятков звезд с вероятностью принадлежности скоплению более 0.9 в радиусе от центра скопления 7', имеющие номера по каталогу Gaia DR2.

МЕТОД

Осесимметричный потенциал Галактики Φ , в котором вычисляются траектории звезд в прошлое, представляется в виде суммы трех составляющих — центрального сферического балджа Φ_b , диска Φ_d и массивного сферического гало темной материи Φ_h :

$$\Phi = \Phi_b + \Phi_d + \Phi_h. \tag{1}$$

Потенциалы балджа Φ_b и диска Φ_d представляются в форме, предложенной Миямото, Нагаи (1975), а компонента гало представляется согласно работе Наварро и др. (1997). Конкретные значения параметров этой модели галактического потенциала приведены в работе Байковой, Бобылева (2016), где она обозначена как модель III.

В гелиоцентрической системе координат ось x направлена в сторону галактического центра, ось y — в сторону галактического вращения и ось z — в северный полюс Галактики. Тогда $x = d \cos l \cos b$, $y = d \sin l \cos b$ и $z = d \sin b$, где $d = 1/\pi$ — гелиоцентрическое расстояние звезды в кпк, которое мы вычисляем через параллакс звезды π в мсд.

Галактические орбиты звезд строятся в системе координат, связанной с местным стандартом покоя. Поэтому из исходных скоростей исключается пекулярная скорость Солнца со значениями $(U, V, W)_{\odot} = (11.0, 12.0, 7.2)$ км/с из работы Шонриха и др. (2010). Учитывается также возвышение Солнца над галактической плоскостью $h_{\odot} = 16$ пк (Бобылев, Байкова, 2016).

Для каждой пары звезд вычисляется параметр сближения между их орбитами $\Delta d(t) = \sqrt{\Delta x^2(t) + \Delta y^2(t) + \Delta z^2(t)}$. Затем определяем параметры Δd_{\min} на момент сближения t_{\min} . Ошибки определения Δd_{\min} и t_{\min} оцениваем с использованием метода Монте-Карло. Предполагается, что ошибки параметров звезд распределены по нормальному закону со среднеквадратическим отклонением σ . Ошибки добавляются в компоненты собственного движения, параллакс и лучевую скорость звезды.

При рассмотрении тройных сближений, следуя Хугерверфу и др. (2001), расстояние между тремя звездными системами $\Delta D_{\min}(t)$ определяем как максимальное отклонение объектов от их среднего положения. Таким образом, $\Delta D_{\min} = \max |\mathbf{x}_j - \overline{\mathbf{x}}|$ где, например, j = AE Aur, μ Col и ι Ori, среднее положение $\overline{\mathbf{x}} = (\mathbf{x}_{AE \text{ Aur}} + \mathbf{x}_{\mu \text{ Col}} + \mathbf{x}_{\iota \text{ Ori}})/3$, а \mathbf{x}_j положение звезды j.

Распределение параметра тройного сближения в определенной окрестности можно отразить в виде гистограммы. Ожидаемое распределение F_{3D} минимального расстояния ΔD_{\min} вычисляем по формуле Хугерверфа и др. (2001)

$$F_{3D}(\Delta D_{\min}) = \frac{\Delta D_{\min}}{2\sigma\mu\sqrt{\pi}} \times \left\{ \exp\left[-\frac{(\Delta D_{\min} - \mu)^2}{4\sigma^2}\right] - \exp\left[-\frac{(\Delta D_{\min} + \mu)^2}{4\sigma^2}\right] \right\}$$
(2)

для подходящего значения среднего μ и дисперсии σ .

Размер области вокруг рассеянного звездного скопления, где звезда остается гравитационносвязанной, сильно варьирует в зависимости от массы скопления и распределения звездной плотности в нем. Можно ориентироваться на значения приливных радиусов. Пискунов и др. (2008) определили такие значения для более 600 рассеянных звездных скоплений. Например, для Col 69 (~10² M_{\odot}) он найден равным 7.7 пк. Для более массивного (~10³ M_{\odot}) скопления Трапеция Ориона значение приливного радиуса может быть меньшим, так как известно, что бо́льшая его масса сконцентрирована в радиусе <3 пк (да Рио и др., 2014). Тем не менее при статистическом моделировании мы берем типичное значение 10 пк в качестве радиуса рассеянного звездного скопления.

Как Трапеция Ориона, так и Col 69 являются очень молодыми рассеянными звездными скоплениями. Согласно Пискунову и др. (2008), возраст Col 69, найденный по изохронам, составляет около 5.7 млн лет (log t = 6.76). Согласно оценке да Рио и др. (2014), время формирования Туманности Ориона составляет около 4 млн лет. Исходя из этого, мы интегрируем орбиты исследуемых звезд на 5— 6 млн лет в прошлое.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

AE Aur, μ Col и ι Ori. На рис. 1а даны траектории звезд AE Aur, μ Col, ι Ori и Трапеции Ориона в проекции на галактическую плоскость xy, а на рис. 16 отражено их движение по вертикали в прошлом на интервале интегрирования около 4 млн лет.

На рис. 2 даны гистограммы минимального парного расстояния Δd_{\min} и моментов сближений t_{\min} между двумя звездами — АЕ Aur и μ Col. Для построения модельных орбит этих звезд было сделано 10 000 реализаций методом Монте-Карло.

Как можно видеть из рис. 1 и 2, траектории звезд AE Aur и μ Col пересекаются. В результате детального анализа 10 000 модельных данных мы нашли, что существуют очень тесные сближения: до расстояний менее 1 пк — 15 сближений и менее 2 пк — 31 сближение. Можем заключить, что полученные результаты моделирования подтверждают гипотезу Блаау, Моргана (1954) о том, что звезды AE Aur и μ Col являются продуктом разрушения двойной системы. Событие разрушения произошло около 2.5 млн лет назад. Этот вывод находится также в согласии с результатами анализа орбит этих двух звезд, сделанных в работе Хугерверфа и др. (2001) по данным каталога Hipparcos (1997).

Совершенно иная ситуация наблюдается в отношении тройного сближения звезд AE Aur, μ Col и *и* Ori. На рис. 3 даны гистограммы минимального расстояния ΔD_{\min} и моментов сближений t_{min} между ними. Для построения модельных орбит этих звезд было сделано 10 000 реализаций методом Монте-Карло. Максимум распределения минимального расстояния ΔD_{\min} лежит вблизи 80 пк (рис. За), что противоречит результатам других авторов. Например, при моделировании аналогичных сближений с использованием данных из каталога Ніррагсоз (1997) в работе Хугерверфа и др. (2001) была построена (рис. 8 в их работе) гистограмма $\Delta D_{
m min}$ с максимумом вблизи 6 пк, а дисперсия составила примерно 2 пк. Эти авторы отметили также, что из 2.5 млн модельных орбит трех звезд,


Рис. 1. Траектории звезд в проекции на галактическую плоскость *xy*, построенные назад в прошлое (а), координаты *z* в зависимости от времени интегрирования *t* (б), современные положения звезд обозначены голубыми кружками, красным цветом даны положение и траектория Трапеции Ориона, желтым кольцом отмечено положение Солнца.



Рис. 2. Гистограммы минимального расстояния Δd_{\min} (а) и моментов сближений t_{\min} (б) между двумя звездами AE Aur и μ Col.



Рис. 3. Гистограммы минимального расстояния $\Delta D_{\min}(a)$ и моментов сближений $t_{\min}(6)$ между тремя звездами AE Aur, μ Col и ι Ori.

в 114 случаях были обнаружены очень тесные взаимные сближения, где $\Delta D_{\min} < 1$ пк.

Необычный двугорбый вид распределения на рис. Зб объясняется тем, что звезда *ι* Огі в разное время сближается с траекториями двух других звезд. Таким образом, здесь отражается эффект прилета звезды *ι* Огі издалека.

Звезда ι Огі очень яркая, $V = 2^{m}.77$, что не может не сказаться на качестве ее измерительных данных. По-видимому, параллакс звезды ι Огі

измерен более надежно в каталоге Hipparcos, так как телескоп этой программы был ориентирован на измерения существенно более ярких звезд по сравнению со спутником Gaia.

На рис. 4 приведены гистограммы минимального расстояния ΔD_{\min} (а) и моментов тройных сближений t_{\min} (б) между звездами AE Aur, μ Col и Трапецией Ориона, отобранные при условии $\Delta D_{\min} < 10$ пк. Экспонента на рис. 4а вписана согласно выражению (2) с матожиданием $\mu = 8$ пк



Рис. 4. Гистограммы минимального расстояния $\Delta D_{\min}(a)$ и моментов тройных сближений $t_{\min}(6)$ между звездами AE Aur, μ Col и Orion, которые отобраны при условии $\Delta D_{\min} < 10$ пк.



Рис. 5. Траектории звезд в проекции на галактическую плоскость *xy*, построенные назад в прошлое (а), координаты *z* в зависимости от времени интегрирования *t* (б), современные положения звезд обозначены кружками, красным цветом даны положение и траектория центра скопления Трапеция Ориона, подробности даны в тексте.

и среднеквадратическим отклонением $\sigma = 1.2$ пк. Таким образом, из 10 000 модельных сближений мы получили 160, при которых все три объекта находятся в окрестности радиусом 10 пк. Этот результат подтверждает гипотезу о том, что Трапеция Ориона может являться родительским скоплением для пары звезд AE Aur и μ Col.

Распределение моментов сближений t_{\min} на рис. 4б имеет максимум в районе 2.5 млн лет в прошлом, что находится в хорошем согласии с моментами, найденными для парных сближений звезд AE Aur и μ Col (рис. 26).

Обратим внимание на то, что звезда ι Ori и центр Трапеции Ориона лежат на одном луче зрения, как это хорошо можно видеть на рис. 1а. Таким образом, если бы мы взяли значение параллакса звезды ι Ori из каталога Hipparcos (1997) (см. табл. 1), то получили бы тесные тройные сближения.

HIP 28133 и **ТҮС** 5368-1541-1. На рис. 5 даны проекции пространственных траекторий, построенные по звездам AE Aur, μ Col, Трапеции Ориона, а также по звездам из табл. 2. Серым цветом отмечены положения и траектории, которые не представляют большого интереса для решения наших задач. Таких звезд даже больше, чем указано в табл. 2, так как в нее мы не включили звезды с параллаксами более 3 мсд, которые имеются в списке Фариаса и др. (2020), но в рисунок они вошли. Более темным цветом на рисунке отмечены наиболее интересные звезды.

В первую очередь, это две звезды HIP 28133 (Gaia EDR3 2998537847270106240) и TYC 5368-1541-1 (Gaia EDR3 3003060825792025088), некоторые характеристики которых даны в четвертой и пятой строках табл. 2. Эти звезды были выделены в качестве кандидатов в убегающие звезды Шоттлером и др. (2020). Известно, что звезда HIP 28133 относится к спектральному классу G8IV. Как можно видеть из рис. 5, проекции их орбит пересекаются с проекциями орбит звезд AE Aur и μ Col. Исходя из этого, был проведен эксперимент по выяснению, какова вероятность того, что одна из этих звезд или обе они могли входить в прошлом



Рис. 6. Гистограммы минимального расстояния ΔD_{\min} (а) и моментов тройных сближений t_{\min} (б) между звездами AE Aur, μ Col и каждой из звезд HIP 28133 (серая заливка) или TYC 5368-1541-1 (темный контур).

в разрушенную кратную систему. Результат отражен на рис. 6. Можно сделать вывод о том, что все указанные звезды около 2.5 млн лет назад находились на среднем расстоянии друг от друга около 25 пк. Таким образом, они находились в одном родительском скоплении, но очень тесных (менее 1-2 пк) сближений как между тройкой из HIP 28133 AE Aur и μ Col, так и тройкой TYC 5368-1541-1 AE Aur и μ Col нет.

Мы также нашли, что звезды HIP 28133 и ТҮС 5368-1541-1 имеют высокую вероятность того, что вылетели из области радиусом 10 пк от центра Трапеции Ориона около 2.5 млн лет назад. Так, для звезды HIP 28133 найдено 92 события при расстоянии до Трапеции Ориона $\Delta d_{\min} < 2$ пк и 2406 событий при $d_{\min} < 10$ пк (24%). Для звезды ТҮС 5368-1541-1 скромнее — 831 событие при расстоянии до центра Трапеции Ориона $\Delta d_{\min} < 10$ пк (8%).

При изучении парных сближений этих звезд найдено, что около 2 млн лет назад между ними было расстояние менее 2 пк в 16 случаях, менее 4 пк — в 69 случаях, хотя максимум соответствующего распределения приходится на расстояние $\Delta d_{\min} \sim 35$ пк. Таким образом, хотя сценарий распада двойной системы с участием этих двух звезд имеет не очень большую вероятность, исключать его нельзя.

Gaia EDR3 3021115184676332288 и Gaia EDR3 2983790269606043648. Характеристики этих звезд даны в двух последних строках табл. 2. Это звезды из списка Фариаса и др. (2020). На рис. 5 положения этих звезд отмечены голубыми кружками. Как можно видеть из рис. 5б, проекции их орбит на плоскость t - z пересекаются примерно 1 млн лет назад, затем сильно расходятся. Поэтому они даны короче остальных проекций.

Анализ парных сближений показал, что эти звезды имеют довольно высокую вероятность того, что примерно 1.1 млн лет назад они распались как двойная система. Так, при $\Delta d_{\min} < 2$ пк было

найдено 49 событий (0.5%). Гистограммы парных сближений между двумя этими звездами даны на рис. 7а и 76. Сравнивая эти результаты, например, с распределениями парных сближений между звездами AE Aur и μ Col на рис. 2 (максимум распределения расположен вблизи 30 пк на рис. 2а) видим, что на рис. 7а (максимум в районе 20 пк) сближения более тесные. Таким образом, гипотеза о распаде двойной в этом случае лучше подкреплена данными моделирования.

Обе эти звезды довольно слабые, наблюдения имеются только в каталогах Gaia DR2 и Gaia EDR3. У обеих $G \sim 12^m$, иная информация о них пока отсутствует.

На рис. 7в и г даны гистограммы минимального расстояния Δd_{\min} и моментов парных сближений t_{\min} между центром Трапеции Ориона и каждой из звезд Gaia EDR3 3021115184676332288 или Gaia EDR3 2983790269606043648. Можно видеть, что звезда Gaia EDR3 3021115184676332288 находилась довольно близко ($\Delta d_{\min} < 10$ пк) к центру Трапеции Ориона около 1 млн лет назад. Здесь вероятность тесных сближений составляет около 16%.

HD 30112, HD 43112 и Col 69. На рис. 8 даны пространственные траектории звезд HD 30112, HD 43112 и Col 69, построенные назад в прошлое. Построены эти траектории с использованием номинальных кинематических данных. При этом можем видеть, что в момент времени t = = -1.06 млн лет взаимное расстояние между звездами HD 30112 и HD 43112 не превышало 10 пк, и обе они находились в окрестности центра скопления Col 69 радиусом 10 пк. Статистическое моделирование сближений с учетом ошибок в измерительных данных показывает, что сближения между рассматриваемыми объектами могли быть и более тесными. Для построения модельных орбит звезд было сделано 10000 реализаций методом Монте-Карло. Результаты моделирования отражены на рис. 9.



Рис. 7. Гистограммы минимального расстояния Δd_{\min} (а) и моментов парных сближений t_{\min} (б) между двумя звездами Gaia EDR3 3021115184676332288 и Gaia EDR3 2983790269606043648, гистограммы минимального расстояния Δd_{\min} (в) и моментов парных сближений t_{\min} (г) между центром Трапеции Ориона и каждой из звезд Gaia EDR3 3021115184676332288 (красный контур) или Gaia EDR3 2983790269606043648 (темный контур).



Рис. 8. Траектория звезд HD 30112, HD 43112 и скопления Col 69 в проекции на галактическую плоскость *xy*, построенные назад в прошлое (а), координаты *z* в зависимости от времени интегрирования *t* (б), современные положения звезд обозначены синими кружками, красным цветом даны положение и траектория центра скопления Col 69, ромбики отмечают положение объектов на момент наиболее их тесного сближения, серым кругом обозначена окрестность радиусом 10 пк с центром в скоплении Col 69 на момент минимального сближения со звездами, желтым кольцом отмечено положение Солнца.

На рис. 9а и 9б даны гистограммы минимального расстояния Δd_{\min} (а) и моментов парных сближений t_{\min} между звездами HD 30112 и HD 43112. Здесь обнаруживаются очень тесные сближения — 35 событий при $\Delta d_{\min} < 1$ пк и 148 событий при $\Delta d_{\min} < 2$ пк (вероятность события составит 1.5%). В работе Бобылева, Байковой (2009) при использовании данных из каталога Ніррагсов (ван Лювен, 2007) при моделировании этой пары звезд была определена вероятность 6% парных сближений до расстояний $\Delta d_{\min} \leq 10$ пк. Согласно гистограмме рис. 9а, вероятность парных сближений звезд HD 30112 и HD 43112 до расстояний $\Delta d_{\min} \leq 10$



Рис. 9. Гистограммы минимального расстояния парного сближения Δd_{\min} (а) и моментов сближений t_{\min} (б) между звездами HD 30112 и HD 43112, минимального расстояния тройного сближения ΔD_{\min} (в) и моментов сближений t_{\min} (г) между звездами и Col 69, которые отбирались при условии $\Delta D_{\min} < 20$ пк.

 ≤ 10 пк составляет 11%. Отметим, что в настоящей работе использованы данные, у которых ошибки собственных движений и параллаксов звезд HD 30112 и HD 43112 на порядок меньшие по сравнению с ошибками этих звезд в каталоге ван Лювена (2007).

На рис. 9в и 9г даны гистограммы минимального расстояния ΔD_{\min} (а) и моментов тройных сближений t_{min} между звездами HD 30112, HD 43112 и центром скопления Col 69, которые отобраны при условии $\Delta D_{\min} < 20$ пк. Экспонента на рис. 9в вписана согласно выражению (2) с матожиданием $\mu = 9$ пк и среднеквадратическим отклонением $\sigma =$ = 2.2 пк. Видно, что имеются очень тесные тройные сближения, например, 10 событий при $\Delta D_{\min} <$ < 4 пк. Кроме того, при $\Delta D_{\min} < 10$ пк имеется 3569 событий тройного сближения, что составляет 36% от 10000 модельных реализаций. Таким образом, результаты моделирования подтверждают гипотезу о том, что скопление Col 69 (λ Ori) могло быть родительским скоплением для пары звезд HD 30112 и HD 43112, которая распалась 1.1 млн лет назад внутри этого скопления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено статистическое моделирование траекторий ряда убегающих звезд с использованием значений их параллаксов и собственных движений, взятых из каталога Gaia EDR3. Вначале была рассмотрена известная пара звезд AE Aur и μ Col и проведено моделирование как их парных сближений, так и тройных сближений с участием скопления Трапеция Ориона. Показано, что звезды AE Aur и μ Col могут являться продуктом распада кратной системы около 2.5 млн назад, а родительским скоплением для этой пары звезд может являться Трапеция Ориона. Таким образом, подтверждена гипотеза Блаау, Моргана (1954) о возможном месте вылета этих убегающих звезд.

Данные из каталога Gaia EDR3 для звезды ι Ori, главным образом, значение параллакса, не позволяют говорить о совместном происхождении звезд AE Aur, μ Col и ι Ori. Таким образом согласно данным каталога Gaia EDR3, ι Ori находится слишком далеко от Солнца, а также далеко от места возможного разрушения в прошлом кратной системы звезд AE Aur и μ Col. Звезда ι Ori очень яркая, G = $= 2.74^m$. Возможно, что значение параллакса для нее лучше измерено в каталоге Ніррагсоs. Тогда остаются справедливыми выводы Хугерверфа и др. (2001) о совместном происхождении кратной системы звезд AE Aur, μ Col и ι Ori.

Была рассмотрена пара звезд HD 30112 и HD 43112, которые связаны со скоплением Col 69. Подтверждено наличие тесных парных сближений между этими звездами 1.1 млн лет назад. Тесные тройные сближения подтверждают гипотезу о том, что 1.1 млн лет назад звезды HD 30112 и HD 43112 вылетели из родительского скопления Col 69. Здесь ошибки собственных движений и параллаксов исследуемых звезд из каталога Gaia EDR3 оказались на порядок меньшими по сравнению с ошибками этих звезд, которые использовались прежде. А найденные вероятности указанных гипотез оказались в два раза большими прежних оценок, полученных аналогичным путем.

Совершенно новыми являются два результата, которые связаны с анализом движения убегающих звезд в области Трапеции Ориона.

Во-первых, показано, что звезды HIP 28133 (Gaia EDR3 2998537847270106240) и TYC 5368-1541-1 (Gaia EDR3 3003060825792025088) имеют ненулевую вероятность вылета из области радиусом 10 пк от центра Трапеции Ориона и вероятность около 8% того, что обе они находились на расстояниях менее 20 пк от центра Трапеции Ориона примерно 2.5 млн лет назад. Из анализа парных сближений этих звезд найдена ненулевая вероятность того, что около 2 млн лет назад они образовались в результате распада двойной системы.

Во-вторых, показано, что звезды Gaia EDR3 3021115184676332288 и Gaia EDR3 2983790269606043648 имеют ненулевую вероятность того, что примерно 1.1 млн лет назад они распались как двойная система. Так, было найдено 21 модельное событие (из 10000 реализаций), при которых расстояние между этими двумя звездами составляло менее 1 пк. Звезда Gaia EDR3 3021115184676332288 имеет вероятность 16% того, что она вылетела из Трапеции Ориона, так как находилась близко ($\Delta d_{min} < 10$ пк) к ее центру около 1 млн лет назад.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аллен и др. (С. Allen, R. Costero, A. Ruelas-Mayorga, and L.J. Sánchez), MNRAS 466, 4937 (2017).
- Байкова А.Т., Бобылев В.В., Письма в Астрон. журн. 42, 625 (2016) [А.Т. Вајкоva and V.V. Bobylev, Astron. Lett. 42, 567 (2016)].
- 3. Блаау, Морган (A. Blaauw and W.W. Morgan), Astrophys. J. **119**, 625 (1954).
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. 35, 440 (2009) [V.V. Bobylev, А.Т. Bajkova, Astron. Lett. 35, 396 (2009)].
- Бобылев В.В., Байкова А.Т., Письма в Астрон. журн. 42, 3 (2016) [V.V. Bobylev, et al., Astron. Lett. 42, 1 (2016)].

- 6. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. **616**, 1 (2018).
- 7. Браун и др. (Gaia Collaboration, A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, M. Biermann, O.L. Creevey, D.W. Evans, et al.), arXiv: 2012.01533 (2020).
- 8. Гис, Болтон (D.R. Gies and C.T. Bolton), Astrophys. J. Suppl. **61**, 419 (1986).
- 9. Гончаров Г.А., Письма в Астрон. журн. **32**, 844 (2006) [G.A. Gontcharov, Astron. Lett. **32**, 759 (2006)].
- Кантат-Гудин и др. (Т. Cantat-Gaudin, C. Jordi, A. Vallenari, A. Bragaglia, L. Balaguer-Nuñez, C. Soubiran, D. Bossini, A. Moitinho, et al.), Astron. Astrophys. 618, 93 (2018).
- Карера и др. (R. Carrera, A. Bragaglia, T. Cantat-Gaudin, A. Vallenari, L. Balaguer-Nuñez, D. Bossini, L. Casamiquela, C. Jordi, et al.), Astron. Astrophys. 623, 80 (2019).
- 12. Кун и др. (M.A. Kuhn, L.A. Hillenbrand, A. Sills, E.D. Feigelson, and K.V. Getman), Astrophys. J. **870**, 32 (2019).
- Линдегрен и др. (Gaia Collaboration, L. Lindegren, S.A. Klioner, J. Hernández, A. Bombrun, M. Ramos-Lerate, H. Steidelmüller, U. Bastian, M. Biermann, et al.), arXiv: 2012.03380 (2020).
- 14. Лутц, Келкер (T.E. Lutz and D.H. Kelker), PASP **85**, 573 (1973).
- 15. Ван Лювен (F. van Leeuwen), Astron. Astrophys. 474, 653 (2007).
- 16. Маис-Апельянис и др. (J. Maiz-Apellániz, M.P. González, R.H. Barbá, S. Simón-Diaz, I. Negueruela, D.J. Lennon, A. Sota, and E. Trigueros Páez), Astron. Astrophys. **616**, 149 (2018).
- 17. Маис-Апельянис, Барба (J. Maiz-Apellániz and R.H. Barbá), Astron. Astrophys. **636**, 28 (2020).
- 18. Макбрайд, Кункель (A. McBride and M. Kunkel), Astrophys. J. **884**, 6 (2019).
- 19. Марченко и др. (S.V. Marchenko, G. Rauw, E.A. Antokhina, I.I. Antokhin, D. Ballereau, J. Chauville, M.F. Corcoran, R. Costero, et al.), MNRAS **317**, 333 (2000).
- 20. Миямото, Нагаи (M. Miyamoto and R. Nagai), PASP **27**, 533 (1975).
- 21. Наварро и др. (J.F. Navarro, C.S. Frenk, and S.D.M. White), Astrophys. J. **490**, 493 (1997).
- 22. Оливарес и др. (J. Olivares, L.J. Sanchez, A. Ruelas-Mayorga, C. Allen, R. Costero, and A. Poveda), Astron. J. **146**, 106 (2013).
- 23. Платаис и др. (I. Platais, M. Robberto, A. Bellini, V. Kozhurina-Platais, M. Gennaro, G. Strampelli, L.A. Hillenbrand, S.E. de Mink, et al.), Astron. J. **159**, 272 (2020).
- 24. Пискунов и др. (A.E. Piskunov, E. Schilbach, N.V. Kharchenko, S. Röser and R.-D. Scholz), Astron. Astrophys. **477**, 165 (2008).

- 25. Рид и др. (M.J. Reid, K.M. Menten, A. Brunthaler, X.W. Zheng, T.M. Dame, Y. Xu, J. Li, N. Sakai, et al.), Astrophys. J. **885**, 131 (2019).
- 26. Да Рио и др. (N. Da Rio, J.C. Tan, and K. Jaehnig), Astrophys. J. **795**, 55 (2014).
- 27. Родригес и др. (L.F. Rodriguez, S.A. Dzib, L. Loinard, L. Zapata, L. Gómez, K.M. Menten, and S. Lizano), Astrophys. J. **834**, 140 (2017).
- 28. Тецлаф и др. (N. Tetzlaff, R. Neuhäuser, and M. M. Hohle), MNRAS **410**, 190 (2011).
- 29. Фариас и др. (J.P. Farias, J.C. Tan, and L. Eyer), Astrophys. J. **900**, 14 (2020).
- 30. Харченко и др. (N.V. Kharchenko, A.E. Piskunov, S. Röser, E. Schilbach, and R.-D. Scholz), Astron. Astrophys. **438**, 1163 (2005).

- 31. Харченко и др. (N.V. Kharchenko, R.-D. Scholz, A.E. Piskunov, S. Röser, and E. Schilbach), AN **328**, 889 (2007).
- 32. Хугерверф и др. (R. Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, and P.T. de Zeeuw), Astron. Astrophys. **365**, 49 (2001).
- 33. Шонрих и др. (R. Schönrich, J. Binney and W. Dehnen), MNRAS **403**, 1829 (2010).
- 34. Шоттлер и др. (C. Schoettler, J. de Bruijne, E. Vaher and R.J. Parker), MNRAS **495**, 3104 (2020).
- 35. The HIPPARCOS and Tycho Catalogues, ESA SP-1200 (1997).

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ АКТИВНОСТИ СИМБИОТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ СН Суд В ПЕРИОД С 2008 ПО 2018 г.

© 2021 г. Т. Н. Тарасова^{1*}, А. Скопал²

¹НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Научный, Россия ²Астрономический институт Словацкой академии наук, Татранска Ломница, Словакия Поступила в редакцию 08.02.2021 г. После доработки 02.03.2021 г.; принята к публикации 04.03.2021 г.

Исследована переменная активность симбиотической звезды СН Суд с 2008 по 2018 г. на основе спектрофотометрических наблюдений. Активность звезды сопровождалась периодическим увеличением потока излучения в непрерывном спектре и в спектральных линиях. В период активности, как в 2015, так и в 2018 г., у профилей эмиссионных линий появились абсорбционные компоненты. Форма и лучевая скорость абсорбционных компонент изменялись в течение суток. Максимальная лучевая скорость абсорбционных компонент составляла около -2000 км/с. Методом моделирования наблюдаемого распределения энергии было установлено, что в активном состоянии светимость и радиус теплой псевдофотосферы симбиотической звезды увеличились в десятки раз, достигнув в максимуме $R_{\rm WD} = 6.77~R_{\odot},~L_{\rm WD} = 88.14~L_{\odot}$ в 2018 г., и источником активности симбиотической звезды является аккреция на белый карлик от гиганта спектрального типа M8III. Оценен темп аккреции при максимальной светимости псевдофотосферы, равный $\dot{M}_{acc} \sim 4.7 \times 10^{-8} \ M_{\odot}$ год⁻¹. Обнаружена корреляция между молекулярными полосами TiO 6144 и 7125 и блеском звезды в полосе R, которая указывает на то, что период 750 сут может быть периодом пульсаций холодного компонента, и отсюда сделан вывод, что пульсации холодного компонента в периастре или в фазе, близкой к периастру, могут обеспечить дополнительный приток вещества, аккрецирующего на белый карлик. Таким образом, сделано заключение, что переменность блеска симбиотической звезды обусловлена переменным темпом аккреции вещества на белый карлик. Показано, что наиболее активными для этой звезды были 2015 и 2018 г.

Ключевые слова: симбиотические звезды, спектрофотометрические наблюдения, CH Cyg.

DOI: 10.31857/S0320010821040082

ВВЕДЕНИЕ

СН Суд — самая яркая симбиотическая звезда, поэтому этой звезде уделялось достаточно много внимания разными авторами. Однако, несмотря на это, СН Суд остается на сегодняшний день одной из наиболее непонятых среди симбиотических звезд. До 1963 г. звезда считалась обычным красным гигантом спектрального типа М6. Позднее более детальная фотометрическая калибровка, выполненная Кенеон и Фернандез-Кастро (1987), уточнила спектральный тип М гиганта как M6.5 III. Однако после обнаружения ультрафиолетового континуума и эмиссионных линий водорода эта звезда была причислена к симбиотическим объектам. До сих пор в литературе дискутируется вопрос, является ли эта система двойной или тройной. Модель тройной звезды после обнаружения в системе затмений рассматривалась в работах Скопал (1995), Скопал и др. (1996, 2002), а также Ииджима (1998, 2019). В работе Ямашита и Маехара (1979) по лучевым скоростям, измеренным в красной части спектра, был найден период, равный 5700 дням. Авторы этой работы предположили, что СН Суд состоит из белого карлика и красного гиганта. Новый этап в исследовании был положен в работе Хинкл и др. (1993). В ней на основе точных измерений лучевых скоростей в инфракрасной области было получено два периода: 756 ± ± 4 дня и 5294 ± 117 дней. Авторы предположили, что система тройная. Однако в своей более поздней работе Хинкл и др. (2009), получив уточненные периоды, равные 750.1 ± 1.3 и 5689.2 ± 47 дней на основе более продолжительных 29-летних наблюдений, отказались от тройной системы. Авторы интерпретировали длинный период как орбитальный, а короткий — как период пульсаций гиганта.

^{*}Электронный адрес: taya_tarasova@mail.ru



(Спектр) B (AAVSO)

V (AAVSO) R (AAVSO) U (Секерас, 2019)



Рис. 1. Кривая блеска CH Cyg в 2008–2019 гг. в полосах U, B, V, R. Наблюдения взяты из базы данных AAVSO и работы Секерас и др. (2019).

Известно, что СН Суд отличается высокой активностью, которая проявляется в виде нерегулярных вспышек, сопровождающихся истечениями вещества с высокой скоростью, иногда в виде коллимированных потоков вещества — джетов (Тейлор и др., 1986). СН Суд испытала несколько вспышек с начала 1960-х годов. Однако с 2002 г. блеск звезды находился почти на уровне минимума, а в 2006 г. произошло резкое его понижение на 2 зв. величины в полосе V, а в полосе U почти на 3 зв. величины. После резкого понижения началось постепенное увеличение блеска звезды в 2008 г., и максимум был достигнут в 2015 г., а затем в начале 2018 г. (Шугаров и др., 2015; Скопал и др., 2012; Секерас и др., 2019). Активность звезды в 2014-2015 гг. была исследована в работе Кондратьевой и др. (2017). Наши наблюдения за этой звездой охватывают период с марта 2008 г. и заканчивается мартом 2019 г. Целью данной работы было на основе наших спектральных наблюдений исследовать активность симбиотической звезды СН Суд за этот период.

2008

2009

2010

2007

5

6

7

Зв. величина 8

9

10

НАБЛЮДЕНИЯ

Спектральные наблюдения были выполнены на 2.6-м телескопе Шайна (ЗТШ). Все спектры получены с помощью щелевого спектрографа СПЭМ, установленного в фокусе Нэсмита. Приемником излучения служила ПЗС-камера SPEC-10 1340 × × 100 пиксел. Дисперсия с решеткой 651 шт/мм составляла около 2 Å pix^{-1} (разрешение около 1000). Журнал наблюдений, в котором содержатся сведения о спектральных данных СН Суд, находится в табл. 1. Первичная обработка спектров, включающая вычитание нуль-пункта АЦП (bias) и коррекцию неоднородности чувствительности поля матрицы, производилась программой SPERED, созданной С.И. Сергеевым в Крымской астрофизической обсерватории. Калибровка потоков излучения в спектре звезды осуществлялась с использованием абсолютного распределения энергии спектрофотометрического стандарта HR7371, взятого из каталога Бурнашева (1985). Спектрофотометрический стандарт мы наблюдали в ту же дату, что и СН Суд и с таким же зенитным расстоянием, поэтому различие в воздушных массах стандарта и

Дата	JD-2450000	Фаза 5689.2	Фаза 750.1	Дата	JD-2450000	Фаза 5689.2	Фаза 750.1
23.03.2008	4548.526	0.517	0.352	16.07.2014	6855.453	0.964	0.768
08.06.2008	4626.305	0.572	0.776	27.02.2015	7080.563	0.004	0.048
06.07.2008	4654.350	0.578	0.813	24.04.2015	7137.459	0.014	0.124
10.08.2008	4689.284	0.583	0.860	24.05.2015	7167.436	0.019	0.164
25.09.2008	4734.518	0.591	0.920	25.05.2015	7168.401	0.019	0.165
07.04.2009	4929.460	0.626	0.180	26.05.2015	7169.386	0.019	0.166
08.04.2009	4930.469	0.626	0.181	21.06.2015	7195.395	0.024	0.201
09.04.2009	4931.475	0.626	0.183	22.06.2015	7196.407	0.024	0.202
11.04.2009	4933.426	0.626	0.185	23.06.2015	7197.355	0.024	0.204
15.04.2009	4937.418	0.627	0.190	17.07.2015	7220.531	0.028	0.234
28.05.2009	4980.364	0.635	0.248	22.07.2015	7226.368	0.029	0.242
30.05.2009	4982.170	0.635	0.250	23.07.2015	7227.327	0.030	0.243
31.05.2009	4983.314	0.635	0.252	24.07.2015	7228.306	0.030	0.245
13.07.2009	5026.440	0.643	0.309	18.08.2015	7253.367	0.034	0.278
28.08.2009	5071.518	0.651	0.369	19.08.2015	7254.302	0.034	0.279
28.08.2009	5072.458	0.651	0.371	20.08.2015	7255.300	0.034	0.280
24.09.2009	5099.246	0.655	0.406	21.08.2015	7255.533	0.034	0.281
23.06.2011	5736.458	0.768	0.256	21.08.2015	7256.259	0.035	0.282
06.08.2011	5780.419	0.776	0.314	21.08.2015	7256.462	0.035	0.282
20.09.2011	5825.392	0.783	0.374	18.09.2015	7284.242	0.040	0.319
27.04.2012	6045.381	0.822	0.668	19.09.2015	7285.217	0.040	0.321
25.06.2012	6104.414	0.832	0.746	20.09.2015	7286.346	0.040	0.322
24.07.2012	6133.300	0.837	0.785	29.10.2015	7325.194	0.047	0.374
10.08.2012	6150.361	0.840	0.808	30.10.2015	7326.235	0.047	0.375
24.09.2012	6195.372	0.848	0.868	28.04.2016	7507.452	0.079	0.617
12.05.2012	6424.546	0.888	0.173	30.04.2016	7508.547	0.079	0.618
05.06.2013	6449.313	0.893	0.206	01.05.2016	7509.533	0.079	0.619
09.08.2013	6514.334	0.904	0.293	27.06.2016	7567.380	0.089	0.697
29.06.2016	7569.449	0.090	0.699	16.06.2017	7921.375	0.151	0.169
08.07.2016	7578.481	0.091	0.711	01.07.2017	7936.373	0.154	0.189
09.07.2016	7579.450	0.091	0.712	26.08.2017	7992.509	0.164	0.263
11.07.2016	7581.359	0.092	0.715	27.08.2017	7993.447	0.164	0.265
12.07.2016	7582.421	0.092	0.717	28.08.2017	7994.395	0.164	0.266

Таблица 1. Журнал спектральных наблюдений СН Суд

Таблица 1. Окончание

Дата	JD-2450000	Фаза 5689.2	Фаза 750.1	Дата	JD-2450000	Фаза 5689.2	Фаза 750.1
05.03.2017	7817.575	0.133	0.030	24.04.2018	8233.398	0.206	0.585
06.03.2017	7818.569	0.133	0.032	19.06.2018	8289.388	0.216	0.659
27.04.2017	7870.539	0.143	0.100	21.06.2018	8291.353	0.217	0.662
27.04.2017	7871 454	0.143	0.102	21.07.2018	8321.500	0.222	0.702
28.04.2017	7872.463	0.143	0.103	22.07.2018	8322.286	0.222	0.703
29.04.2017	7873.441	0.143	0.105	18.08.2018	8349.280	0.227	0.739
04.05.2017	7878.493	0.144	0.111	01.09.2018	8363.438	0.229	0.758
19.05.2017	7893.471	0.147	0.131	02.09.2018	8364.385	0.229	0.759
29.05.2017	7903.341	0.148	0.145	07.10.2018	8395.350	0.235	0.801
14.06.2017	7919.498	0.151	0.166	13.03.2019	8556.505	0.263	0.015

симбиотической звезды не учитывалось. Поскольку спектрограф щелевой, мы для контроля сравнивали звездные величины CH Cyg в фильтрах B и Vсо значениями показателя цветов B и V, вычисленными из прокалиброванных спектров, полученных в данные даты. Различие между вычисленными и измеренными звездными величинами составило в среднем около 0.1 зв. величины.

КРИВАЯ БЛЕСКА И СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СН СҮG С 2008 ПО 2019 г.

На рис. 1 представлена кривая блеска CH Cyg с 2008 по 2019 г., полученная с использованием базы данных AAVSO и работы Секерас и др. (2019). На этом рисунке вертикальными черточками отмечены дни, когда проводились спектрофотометрические наблюдения. Журнал наблюдений, в котором содержатся сведения о спектральных данных симбиотической звезды, находится в табл. 1. Там же указаны фазы для двух периодов 750 и 5689 сут, согласно эфемеридам JD = $2447293.5 + (750.1 \pm \pm 1.3)E$ и JD = $2445681 + (5689.2 \pm 47)E$, полученным Хинкл и др. (1993).

Исследуя кривую блеска, мы выделили четыре фазы активности звезды, которые отметили римскими цифрами. В соответствии с выделенными периодами активности на кривой блеска мы также разделили и наши спектрофотометрические наблюдения. На рис. 2, 3, 5 приведены примеры спектров, которые получены в разные фазы активности. Римскими цифрами на этих рисунках отмечены периоды активности СН Суд. Для наглядности спектральные наблюдения представлены в логарифмическом масштабе и смещены относительно друг друг от первого спектра на постоянную величину, равную 1. Ниже приведена краткая характеристика этих фаз.

Фаза І. Из рис. 1 следует, что увеличение блеска звезды в фазу I началось в конце 2007 г., а его максимум пришелся на 2009 г. В это время в полосах U и В наблюдалась вспышка, блеск в полосе U резко увеличился почти на 2 зв. величины (Скопал и др., 2010), тем самым указывая на активность горячего компонента. В это же время Мукаи и др. (2009) зарегистрировали вспышку в рентгеновском диапазоне. В остальных полосах блеск звезды увеличился на величину от одной до полутора зв. величин. После максимума блеска его падение происходило более-менее плавно. На рис. 1, помимо изменений блеска, связанных с активностью горячего компонента, хорошо видны, особенно в полосе R, его вариации в 1 зв. величину с периодом, близким к 750 сут. На существование таких вариаций блеска с 2000 по 2007 г. и в исследуемый период указывалось в работах Секерас и др. (2019) и Скопал и др. (2007). В полосе V такие вариации были менее выражены, а в полосах B и Uв период с 2013 по 2017 г. вместо указанных вариаций наблюдалось более-менее плавное увеличение блеска на 3 зв. величины.

Спектральные наблюдения охватывают период от начала увеличения блеска и до вспышки (рис. 1, I период активности). В распределении энергии непрерывного спектра доминирует излучение холодного компонента (рис. 2). В спектрах присутствуют некоторые эмиссионные линии бальмеровской серии водорода $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, а также многочисленные линии ионизованного железа, наиболее сильные из которых — это линии FeII



Рис. 2. Спектры для периода активности I и II. Ось X выражена в ангстремах, ось Y представляет потоки в логарифмическом масштабе. Спектры смещены относительно первого на постоянную величину.

4417 + [FeII]4416, FeII4584(38), FeII4924(42), FeII5018(42), FeII5198(49), FeII5235(49), FeII5276(49), FeII5317(49), запрещенные линии железа [FeII]4244, [FeII]4287, [FeII]5159, [FeII]5262. Помимо запрещенных линий железа в спектре выделяются запрещенные линии неона [NeIII]3869, серы [SII]4069, кислорода [OII]3727, [OIII]5007, а также присутствует слабая линия [OI]6300. Кроме того, в спектре наблюдаются абсорбционные линии холодного компонента Са K 3934, CaI 4226.

Фаза II. Следующая фаза активности началась с медленного плавного увеличения блеска в конце 2010 г. (29.11.2010, JD2455529)—начале 2011 г. (25.04.2011, JD2455676). В течение года блеск (12.03.2012, JD2455998) в полосах U, B, V увеличился почти на 3 зв. величины (12.03.2012, JD2455998) и стал равным в полосах U, B около 8.5 зв. величин, в полосе V около 6.5 зв. величин, в полосе R около 5 зв. величин. Потом произошло ослабление блеска на 0.8 зв. величин во всех полосах, а затем снова блеск увеличился почти на эту же зв. величину (15.06.2012, JD2456093) через три месяца, образовав на кривой блеска двугорбый профиль.

Наши спектральные наблюдения, представленные на рис. 2, были получены во время медленного увеличения блеска 23.06.2011, во впадине 27.04.2012, почти в максимуме двугорбого профиля 25.06.2012 и после него 27.09.2012. Следует отметить, что характер распределения энергии в непрерывном спектре звезды такой же, как и в предыдущей фазе, доминирует излучение холодного компонента. Заметно усилились эмиссионные линии (рис. 2). Замечено, что в даты 27.04.2012 и 25.06.2012, т.е. во впадине и после нее на кривой блеска, значительно ослабела линия [OIII]5007 (рис. 2).

Фаза III. Следующее увеличение блеска звезды началось в конце 2012 г. (31.12.2012, JD2456292) начале 2013 г. В это время система находилась вблизи периастра. Фаза орбитального периода 5689 сут была около 0.09, согласно эфемериде, вычисленной в работе Хинкл и др. (2009). Блеск после падения в предыдущей фазе достиг почти такой же величины. Кроме того, блеск в полосе Uпочти сравнялся с блеском в полосе V, около 7 зв. величины. Из рис. 1 видно, что изменение блеска в полосах B и V было почти симметричным и длилось по времени в два раза дольше, чем в



Рис. 3. Спектры для периода активности III (обозначение осей см. рис. 2).

полосе R, т.е. в полосе R мы в это время видим две "волны" вместо одной. На этой фазе активности после падения блеска произошло его резкое увеличение около даты 28.03.2016 (JD2457475) более чем на 1.5 зв. величины в полосе U, на 1 зв. величину в полосе B и в 0.5 зв. величин полосе V, а затем через 80—90 сут падение на такую же величину. Причем в полосе R увеличение блеска было незначительным, из-за разброса величин его падение почти не заметно.

Распределение энергии в непрерывном спектре до максимума блеска было таким же, как и в предыдущей фазе, доминирует излучение холодного компонента, присутствуют те же эмиссионные линии (рис. 3). Но близко к середине этого периода активности в синей области спектра увеличился поток излучения, менее глубокими стали молекулярные полосы TiO 4950, 6144 и появились линии HeI(5876, 6678). Следует отметить, что в спектрах, полученных после резкого увеличения блеска, продолжительность которого составляла около 90 сут, в даты с 27.06.2016 по 12.07.2016 опять доминирует излучение холодного компонента, т.е. спектр стал таким же, как и в предыдущей фазе активности.

На этой фазе активности (близко) и в максимуме блеска линии Бальмеровской серии водорода от Н11 до Н β приобрели форму Р Суд профилей. На рис. 4 приведены характерные профили для линии Н β . Из этого рисунка следует, что абсорбционные компоненты Р Суд профилей имели сложную структуру, которая могла меняться не только от ночи к ночи (с 18.08.2015 по 22.08.2015), но и в течение суток, например, в дату 21.08.2015. Лучевые скорости абсорбционных компонент находились в пределах от -800 км/с до -2000 км/с. Такое же поведение профилей линий было описано в работе Кондратьевой и др. (2017). Однако авторы этой работы получили максимальную лучевую скорость абсорбционных компонент выше: 3000 км/с.

Фаза IV. Последний период активности сопровождался хаотическими колебаниями блеска, а в максимуме произошло его резкое понижение близко к дате 21.06.2018 (JD2458290) более чем на 2.5 зв. величины в полосе U, на 2 зв. величины в полосах V и B, длительностью около 46 сут. В полосе R также наблюдалось ослабление блеска, но менее слабое, около 0.5 зв. величины. Так же как и в предыдущей фазе, блеск звезды в полосе U стал почти таким же: около 6 зв. величин, а в отдельные периоды даже превышал блеск в полосе V.

На этой фазе в спектрах появился Бальмеровский скачок (рис. 5), указывающий на увеличение



Рис. 4. Вариации профилей спектральной линии Н β в 2015 г. По оси *Y* даны нормированные интенсивности, по оси *X* — гелиоцентрические лучевые скорости в км/с.

вклада излучения от газовой туманности. Когда блеск звезды был близок к максимуму, в синей области спектра увеличился поток излучения и исчез Бальмеровский скачок.

На спектрах, полученных в начале и в конце Vобразного падения блеска, спектр такой же, как и в максимуме блеска. На этой фазе активности, но еще до максимума блеска, в линиях Бальмеровской серии появились абсорбционные компоненты. На рис. 6 представлены вариации профиля линии $H\beta$. В отличие от предыдущей фазы, по нашим данным, абсорбционные компоненты были не такими глубокими, но максимальное значение лучевой скорости было близким к предыдущей фазе: около 2000 км/с (28.08.2017). Р Суд профили линии Н β наблюдались при входе (21.06.2018, JD2458291) и после выхода (21.07.2018, JD2458321) из V образной впадины на кривой блеска. По форме Р Суд профили отличаются от тех, что наблюдались ранее и, кроме того, имеют меньшую лучевую скорость: около 300 км/с. Из рис. 6 следует, что в это время значительно уменьшилась и интенсивность линии Н β .



Рис. 5. Спектры для периода активности IV (обозначение осей см. рис. 2).

ПЕРЕМЕННОСТЬ ПОТОКОВ В НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ И ГЛУБИНЫ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОЛОС ТЮ

Из спектрофотометрических наблюдений мы определили потоки в некоторых наиболее сильных спектральных линиях за весь период наблюдений и исследовали, как они коррелируют с кривой блеска в полосе U. Потоки в этих линиях представлены в табл. 2 и на рис. 7. Это линии $H\alpha$, $H\beta$, [SII]4069, [OIII]5007, [OI]6300, FeII 4924, 5018, HeI 5876. Там же представлена кривая блеска в полосе U. Переменность потоков в спектральных линиях в предыдущие годы исследовалась в работах Ииджима (2019), Бурмейстер и Леедярв (2009). В работе Кондратьевой и др. (2017), в которой исследовалась активность звезды в 2014-2015 гг., были получены потоки почти в тех же спектральных линиях, что и наши. На рис. 7 незаполненными кружками показаны потоки, взятые из этой работы. Как видно из рис. 7, наилучшее совпадение мы получили для линий Н*β* и [OI] 6300. Наибольшее различие в потоках в линии На наблюдается в максимуме. Максимальное значение потоков в этой линии по нашим данным около 500 × $\times 10^{-12}$ эрг/см²/с, а в работе Кондратьевой и др.

(2017) потоки получены в пределах (330–850) × $\times 10^{-12}$ эрг/см²/с. Кроме того, не совпадают максимумы потоков в линии FeII 4924. Потоки в линии [OIII]5007 мы не привели на рис. 7, так как они значительно отличаются от наших в максимуме более, чем в три раза.

Из рис. 7 следует, что потоки в разрешенных линиях $H\alpha$, $H\beta$, FeII 4924, 5018, HeI 5876 имеют два максимума. Максимум потоков в линиях FeII 4924 и 5018 имеют острый пик с заметными осцилляциями и практически совпадает с максимумами потоков в бальмеровских линиях. Максимумы потока в линии HeI 5876 выглядят почти также, как максимум потока в линиях железа. Видно, что первый максимум потока в разрешенных линиях достигается в максимуме блеска в полосе U, а второй, по-видимому, близко к максимуму. К сожалению, у нас отсутствуют данные о потоках в максимуме блеска в 2018 г.

В запрещенных линиях, за исключением линии [OIII]5007, второй максимум либо слабо выражен, как у линии [SII]4069, либо отсутствует, как у линии [OI]6300. Отметим, что первый максимум в запрещенных линиях смещен относительно максимума блеска, в отличие от разрешенных линий,



Рис. 6. Вариации профилей спектральной линии Н β в 2017–2018 гг. (обозначение осей см. рис. 4).

и наблюдался до того, как блеск начал увеличиваться. Второй максимум потока совпадает с максимумом потока в разрешенных линиях. Поток в линии [SII]4069 имеет большой разброс значений в период активности в 2017—2018 гг. Разброс значений потоков в линиях, скорее всего, связан с тем, что из-за появления абсорбционных компонент в профилях разрешенных линий точнее определить потоки с нашим разрешением не получилось. На рисунке на кривой блеска вертикальными черточками указаны даты, когда мы наблюдали глубокие абсорбционные компоненты в профилях линий.

В работе Бурмейстер и Леедярв (2009) были измерены потоки в линиях $H\alpha$, $H\beta$, [OIII]5007, [OI]6300 в активный и спокойный периоды звезды с 1996 по 2007 г. Авторы показали, что поток в линиях $H\alpha$, $H\beta$, [OI]6300 коррелирует с блеском. Поток же в линии [OIII]5007 явного максимума не показал, наблюдался большой разброс значений.

Если предположить, что модуляция блеска в

полосе R обусловлена пульсациями красного гиганта, то должна наблюдаться зависимость между глубиной молекулярных полос TiO и блеском. Мы определили глубину молекулярных полос титана TiO 6144 и 7125. На рис. 8 представлены изменения этого параметра в зависимости от юлианской даты. Римскими цифрами обозначены условные периоды активной фазы. Корреляция глубины полос и блеска просматривается во всех выделенных эпизодах активной фазы, за исключением третьего. Скорее всего, поскольку звезда наиболее активна в этот период, глубина молекулярных полос замывается излучением от активного компонента системы. Связь между блеском и глубиной полос можно объяснить, если принять, что с расширением звезды во время пульсаций (блеск увеличивается) температура падает и глубина молекулярных полос увеличивается, а когда звезда сжимается, температура повышается и уменьшается глубина молекулярных полос.



Рис. 7. Кривая блеска в полосе U и переменность абсолютных потоков излучения в некоторых эмиссионных спектральных линиях с 2008 по 2019 г. По оси Y даны абсолютные потоки в единицах 10^{-12} эрг/см²/с, по оси X - JD-2450000.

JD2450000+

ТАРАСОВА, СКОПАЛ

Дата	[SII]4069	Hβ	FeII54924	[OIII]5007	FeII5018	HeI5876	[OI]6300	$H\alpha$
26.07.2007	2.5	4		3.5			4.4	
23.03.2008	2.4	3		2.7			2.4	11.8
08.06.2008	1.3	2.1		2.2			2.5	17.3
06.07.2008	2.1	2.5		2.4			2.9	20.1
15.08.2008	3.2	3.1		3.7			3.2	19.2
03.11.2008	1.2	1.9		1.5			2	20
07.04.2009	1.4	1.7		1.8			1.7	17.4
08.04.2009	1.4	2.5		2.4			1.5	17.8
10.04.2009	1.8	1.7		1.3			1.8	19.4
11.04.2009	1	1.8		1.5			1.6	19.4
15.04.2009	1.1	2.3		1.2			1.8	25.3
28.05.2009	1.2	2.3		1.1			1.9	25.7
30.05.2009	1.2	2.2		1			1.5	23.6
31.05.2009	1.2	2.1		0.8			1.9	22.5
13.07.2009	0.9	1.7		0.5			1.8	25.8
28.08.2009	1.5	2.6		0.5			1.2	25.4
28.08.2009	1.9	3.7		1			1.3	26.7
23.06.2011	2.5	7.6		2.6	0.9		4.4	46
06.08.2011	2.6	5.4		2.2	0.5		5	36
21.09.2011	3.7	9.6		5.1	0.4		5.3	60
27.04.2012	5.7	17		2.3	2.4		15	169
25.06.2012	5.8	16		2.5	2.1		2.5	131
24.07.2012	5.8	19		4.4	3.1		24	154
10.08.2012	6.7	21.5		4.8	3.6		24	117
24.09.2012	8.1	18.4		5.2	2.5		22	93
12.05.2013	11.4	24.5	7.4	8.1	6.5		40	316
05.06.2013	11.5	23.1	6.3	8.6	5.1		32	264
09.08.2013	11.9	249	5.1	6.6	5.2		35	318
16.07.2014	10.5	57	7.9	5.8	11.6		23	463
27.02.2015	10	62	18	4.3	16	22.7	31	474
24.04.2015	7.7		20	1.5	15	24	17	
25.05.2015	8.6		20	2.6	16	25	22	
26.05.2015	8.4		23	4.4	21	37	25	

Таблица 2. Абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях, 10^{-12} эрг/см²/с

Таблица 2. Продолжение

Дата	[SII]4069	Hβ	FeII54924	[OIII]5007	FeII5018	HeI5876	[OI]6300	Нα
21.06.2015	10.6	80	26	3.4	19	21.5	18	282
22.06.2015	9.5	82	22	3.6	17	22.1	19	370
23.06.2015	10.6	70	25	2.6	19	31.9	25	375
17.07.2015	12.5	88	17	4.6	16	36	18	392
22.07.2015	+		19	5.2	20	31	16	
23.07.2015	9.4	77	21	4	17	21.1	17	346
24.07.2015	5.4		20	5.2	18	31.3	14	
18.08.2015	+		25	4.3	21	41.3	18	
19.08.2015	+		24		21	37.9	17	
20.08.2015	11	65	20	5.1	20	41	21	381
21.08.2015	+		17	4.6	15	31.4	16	
18.09.2015	7.7	47	15	4.0	9	21	15	350
19.09.2015	5.6	53	16	3.9	10	+	15	328
20.09.2015	8.3	52	20	3.1	10	+	16	320
29.10.2015	7.5	40	17	3.7	11	21	14	193
30.10.2015	5.9	34	13	2.7	10	25	13	195
28.04.2016	6.4	48	10	4.8	7.8	19	16	254
30.04.2016	7.2	46	9	4.9	6.4	12	14	235
01.05.2016	6.5	39	8	4.2	5.3	7.4	17	235
27.06.2016	6	7.8	+	3.2	+		12	70
29.06.2016	6.3	7.1	+	3.4	+		11	82
08.07.2016	5.7	6.3	+	3.5	+		13	71
09.07.2016	5.3	5.2	+	3.2	+		14	62
11.07.2016	6.4	5.1	+	2.7	+		13	66
12.07.2016	5.6	7.4	+	4.1	+		12	56
05.03.2017	7.8	55.9	9.9	8.8	10.6	16.2	13.2	252
06.03.2017	6.6	42.5	7.8	7.9	8.2	16.2	13.2	234
27.04.2017	4.8	36.8	8.7	7.4	6.6	11.6	10	211
27.04.2017	5.7	33	8.1	5.9	5.6	7.2	10	165
28.04.2017	5.9	29.6	6.1	6.6	5.4	3.2	8.2	133
29.04.2017	4.4	27.7	4.2	5.4	5.4	4.5	8.2	155
04.05.2017	5.7	38.4	6.4	6.9	7.5	10.3	8.3	195
19.05.2017	6.1	57.7	7.9	8.2	10.5	12.6	10.6	219

Дата	[SII]4069	Hβ	FeII54924	[OIII]5007	FeII5018	HeI5876	[OI]6300	Hα
29.05.2017	7.8	69.6	11.2	11.5	13.9	16.7	10.1	235
14.06.2017	4.6	66.5	11.6	9	13.2	19.9	8.2	315
16.06.2017	6.2	72.4	10.7	10.6	13.7	32.2	13	488
01.07.2017	9.8	61	9.7	8	11.8	15.6	10	245
26.08.2017	7.3	67.7	9.6	6.4	13.2	24.8	11	339
27.08.2017	9.8	79.1	12.1	8.2	14.1	27.7	10.1	373
28.08.2017		66.5	10.4	6.8	13.8	14.3	9.5	257
24.04.2018	4.8	33.9	7.1	1.7	5.8	9.7	6.4	153
19.06.2018	7.6	41.9	7.5	3.9	7.17	16.7	15.8	383
07.10.2018	9.2	33.5	4.5	4.6	6.3	2.3	16.2	227
13.03.2019	5.5	21	4	6.0	3.8	2.8	10.8	140

Таблица 2. Окончание

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАБЛЮДАЕМОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Моделируя наблюдаемое распределение энергии, мы можем определить физические параметры компонент симбиотической звезды CH Cyg, исследовать, как они меняются, когда система переходит в активное состояние, а следовательно, предложить механизм, ответственный за активность звезды. Для построения синтетического распределения энергии в спектре звезды использовалась модель, предложенная Скопал (2005). В этой модели в оптических длинах волн можно выделить три основных компонента излучения. Два из них имеют звездную природу. Это холодный компонент, в частности, красный гигант, и горячий компонент. Третий компонент — это газовая составляющая (туманность), сосредоточенная в окрестности двойной системы.

В активном состоянии в симбиотической звезде вокруг белого карлика формируется пространственно расширяющийся нейтральный диск. Таким образом, горячий компонент имеет дископодобную структуру. В случае, когда такая система видна для наблюдателя с "ребра" (угол наклона орбиты около 90°), расширяющийся оптически толстый внешний край диска имитирует теплую псевдофотосферу. Излучение от центрального горячего источника переносится в диске, переизлучается в оптически толстой/тонкой оболочке, формируя на прямой видимости теплую псевдофотосферу с более низкой температурой $(1-2) \times 10^4$ К. В то же время газовая составляющая (туманность) выше и ниже диска ионизируется непосредственно горячим источником (Скопал, 2005, рис. 27).

Вклад от теплой псевдофотосферы в данной модели мы аппроксимировали излучением абсолютно черного тела с некоторой температурой, вклад от туманности — излучением водородной плазмы. Таким образом, согласно этой модели, излучение, регистрируемое на Земле от симбиотической звезды в оптическом диапазоне, можно представить выражением

$$F(\lambda) = \mathcal{F}_{\lambda}(T_{\text{eff}}) +$$
(1)
$$\theta_{\text{warm}}^2 \pi B_{\lambda}(T_{\text{warm}}) + k_{\text{N}} \varepsilon_{\lambda}(T_{\text{e}}),$$

где $\mathcal{F}_{\lambda}(T_{\rm eff})$ — синтетический спектр красного гиганта, рассчитанный по моделям из работы Флакс (1994), $\theta_{\rm warm} = R_{\rm warm}^{\rm eff}/d$ — угловой радиус теплой псевдофотосферы, определяемый как отношение ее эффективного радиуса $R_{\rm warm}^{\rm eff}$ (радиус сферы с той же светимостью) к расстоянию d до объекта. Для СН Суд мы взяли d = 250 пк (Хинкл и др., 2009). Третье слагаемое в уравнении — это излучение от газовой оболочки, которое выражено через некоторый масштабированный коэффициент объемной эмиссии $\varepsilon_{\lambda}({\rm H}, T_{\rm e}), k_{\rm N} = EM/4\pi d^2$, где EM — мера эмиссии газовой оболочки.

Подгоняя поток излучения, полученный из данного уравнения (1), к наблюдаемому спектру, мы можем определить основные параметры компонент симбиотической звезды, а именно, спектральный тип гиганта или его эффективную температуру, чернотельную температуру, эффективный радиус и светимость теплой псевдофотосферы, а также

+



Рис. 8. Кривая блеска в полосе *R* и глубины молекулярных полос TiO 6144, 7125 с 2008 по 2019 г. (обозначение осей см. рис. 7).

электронную температуру и меру эмиссии водородной оболочки. Для подгонки использовался критерий χ^2 . Соответствующие параметры представлены в табл. 3, а примеры модельного и наблюдаемого распределения энергии — на рис. 9. Следует отметить, что параметры $R_{\rm warm}^{\rm eff}$, $L_{\rm warm}$ и EM в табл. 3 определены для расстояния d=250 пк.

Согласно моделям SED (спектральное распределение энергии), CH Cyg была неактивна с 2008 г. до середины 2011 г. (период I на кривой блеска). В течение этого периода в наблюдаемом спектре, согласно нашему моделированию, присутствовал исключительно спектр красного гиганта спектрального типа M8 III, согласно синтетическим спектрам Флакс (1994).

В течение следующего периода, вплоть до августа 2013 г. (период II на кривой блеска), теплая псевдофотосфера была небольшого размера $R_{\rm warm}^{\rm eff} \sim 0.5 - 1.5 \ R_{\odot}$ и имела относительно слабую светимость. Ее температура составляла $T_{\rm warm} \sim 6500-11\,000$ К. Излучение от газовой оболочки было слабым и не всегда регистрировалось.

Через год, начиная с июля 2014 г., вклады в излучение от теплой псевдофотосферы и газовой оболочки значительно увеличились (период III на кривой блеска). Светимость $L_{\rm warm}$ увеличились в ~5–10 раз, а радиус $R_{\rm warm}^{\rm eff}$ в ~3 раза при той же температуре $T_{\rm warm}$. Одновременно увеличилась, более чем в 4 раза, и была переменной мера эмиссии *EM* газовой оболочки. В минимуме блеска между 2016.41 и 2016.64 вклад излучения в спектр от теплой псевдофотосферы заметно понизился ($L_{\rm warm} = 4.0 \ L_{\odot}, \ R_{\rm warm}^{\rm eff} = 1.10 \ R_{\odot}$), а от газовой оболочки исчез (спектр с 12 июля 2016 г.).

Наконец, в последний период (период IV на кривой блеска) увеличился вклад в излучение, как от теплой псевдофотосферы, так и от газовой оболочки, достигнув максимума в конце апреля



Рис. 9. Эволюция наблюдаемого и теоретического распределения энергии в спектре симбиотической звезды СН Суg. Наблюдаемый спектр изображен сплошной темно-серой линией, модельное распределение энергии — черной сплошной линией, спектр холодного компонента — короткой черной пунктирной линией, спектр теплой псевдофотосферы — длинной серой пунктирной линией, а спектр туманности — сплошной светло-серой линией. Заполненными кружками показаны потоки, соответствующие фотометрическим наблюдениям в полосах U, B, V и R_C.

Дата,	ID 2450000+	Гигант	Пс	евдофотос	фера	Тум	анность	v^2 /d o f
год/мес/день	312 2 400 000 1	ST	$L_{ m warm}, L_{\odot}$	$R_{ m warm}^{ m eff}$, R_{\odot}	$T_{\rm warm},{ m K}$	<i>T</i> _e , K	<i>ЕМ</i> , 10 ⁵⁸ см ⁻³	$\chi_{\rm red}$ (0.0.1.
2008/03/23	4548.526	7.9	_	_	_	_	_	6.8/1800
2008/06/08	4626.305	7.7	_	_	_	_	_	7.9/2040
2008/07/06	4654.350	8.0	_	_	_	_	_	7.5/2050
2008/08/10	4689.284	8.1	_	_	_	_	_	7.7/1990
2008/09/25	4734.518	8.2	_	—	—	—	—	8.0/2003
2009/05/31	4983.314	8.0	_	_	_	_	_	6.1/2080
2009/08/28	5072.458	7.9	_	_	_	_	_	4.7/2176
2009/09/24	5099.246	7.9	_	_	_	_	_	4.3/2190
2011/06/23	5736.458	7.8	0.86	0.38	9000	_	_	3.3/1989
2011/08/06	5780.428	7.8	1.10	0.48	8500	_	_	5.0/2091
2012/04/27	6045.424	7.9	6.43	0.94	9500	_	_	3.7/2203
2012/06/25	6104.417	7.9	4.55	1.68	6500	20000	1.12	5.1/1993
2012/07/24	6133.301	7.9	3.63	0.78	9000	20000	0.75	3.7/1947
2012/08/10	6150.361	7.9	7.21	1.83	7000	20000	0.75	3.0/1981
2012/09/24	6195.372	7.8	3.84	0.72	9500	_	_	3.1/2094
2013/05/12	6424.546	7.9	5.90	0.81	10 000	_	_	3.4/1937
2013/06/05	6449.313	7.7	4.32	0.57	11 000	_	_	3.7/1987
2013/08/09	6514.334	7.8	4.61	0.65	10 500	_	_	4.7/1978
2014/07/16	6855.453	7.7	22.60	1.67	9750	20000	1.12	2.7/2170
2015/02/27	7080.563	7.9	27.32	2.73	8000	20000	3.92	1.5/1866
2015/04/24	7137.459	7.9	28.47	2.78	8000	20000	5.94	1.8/2066
2015/05/26	7169.386	7.9	52.79	4.31	7500	20000	8.97	1.4/1942
2015/07/23	7227.327	7.8	46.08	3.06	8600	20000	8.23	2.4/2009
2015/08/18	7253.367	7.5	50.32	2.62	9500	20000	8.55	3.4/1940
2015/08/21	7256.462	7.5	47.63	3.19	8500	20000	7.10	3.0/2010
2015/10/29	7325.194	7.6	57.55	2.87	9400	20000	3.22	2.3/2150
2016/04/28	7507.452	7.7	26.94	4.10	6500	20000	4.94	1.8/2195
2016/07/12	7582.421	7.9	4.00	1.10	7800	_	_	5.4/2106
2017/04/28	7872.463	7.7	23.80	2.42	8200	18000	5.46	5.7/1954
2017/06/16	7921.375	7.8	29.32	2.50	8500	16000	9.57	2.0/1984
2017/08/28	7994.395	7.8	38.80	2.95	8400	17 500	10.09	2.2/1949
2018/04/24	8233.398	8.0	88.14	6.77	6800	20000	6.71	1.7/2225
2018/06/21	8291.353	7.9	84.34	3.40	9500	20000	2.62	1.8/1835
2018/09/02	8364.385	7.3	36.70	2.87	8400	_	_	5.7/2075
2018/10/07	8395.350	7.8	28.64	4.10	6600	_	_	1.7/2198

Таблица 3. Параметры симбиотической системы CH Cyg, полученные из моделирования наблюдаемого распределения энергии

2018 г. Мы получили светимость и радиус теплой псевдофотосферы, равные $L_{\rm warm} = 88.14 \ L_{\odot}$ и $R_{\rm warm}^{\rm eff} = 6.77 \ R_{\odot}$ соответственно. Мера эмиссии газовой оболочки составила $EM \sim 7 \times 10^{58} \ {\rm cm}^{-3}$ (24 апреля 2018 г.). Последний спектр, взятый нами после максимума, показал уменьшение вклада в излучение от теплой псевдофотосферы, а излучение от газовой оболочки не было обнаружено.

Используя соотношение $L_{acc} = GM_{\text{warm}}\dot{M}_{acc}/R_{\text{warm}}$, можно оценить темп аккреции $\dot{M}_{acc} \sim 4.7 \times 10^{-8} \ M_{\odot} \ \text{год}^{-1}$ для массы белого карлика, равной $M_{\text{WD}} = 0.6 \ M_{\odot}$ (Хинкл, 2009), и его радиуса $R_{\text{WD}} = 0.01 \ R_{\odot}$, который соответствует светимости $L_{\text{warm}} = L_{acc} = 90 \ L_{\odot}$.

Следует отметить, что в течение всего периода наблюдений, в целом, излучение от теплой псевдофотосферы и газовой оболочки коррелировало с изменением блеска звезды в U- и B-диапазонах (рис. 1).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя полученные нами на протяжении почти десятилетнего периода спектрофотометрические наблюдения симбиотической звезды CH Cyg, мы установили, что за исследуемый период она была наиболее активной в 2015 и 2018 г. В эти периоды у звезды наблюдались похожие признаки активности. Отмечалось увеличение потока излучения в непрерывном спектре и в эмиссионных линиях, причем максимумы потоков в разрешенных линиях совпадали с максимумом блеска в полосе U, а в запрещенных линиях максимумы потока наблюдались до того, как блеск звезды стал максимальным.

Кроме того, до и в максимуме блеска линии Бальмеровской серии водорода от H11 до Hβ приобрели форму P Суд профилей. Показано, что абсорбционные компоненты P Суд профилей имели сложную форму, которая могла меняться не только от ночи к ночи (с 18.08.2015 по 22.08.2015), но и в течение суток. Лучевые скорости абсорбционных компонент находились в пределах от -300 км/с до -2000 км/с.

Сделано заключение, что первый период активности звезды связан с положением компонент в системе, которые находились в это время в периастре. Фаза орбитального периода 5689 сут была в пределах от 0.95 до 0.05. В 2018 г. звезда занимала другое положение, была вне периастра, фаза орбитального периода 5689 сут была около 0.2. Однако в этот период звезда проявила себя не менее активно. Мы предположили, что такая высокая активность звезды в этот период дополнительно поддерживалась еще и пульсациями холодного компонента двойной системы. Пульсации холодного компонента дополнительно поставляли вещество в двойную систему, которое, аккрецируя на белый карлик, усиливало его активность.

Предположение о том, что период 750 сут может быть периодом пульсаций, подкрепляется существованием корреляции между молекулярными полосами TiO 6144 и 7125 и блеском звезды в полосе *R*. Кроме того, пульсации холодного компонента могли подпитывать некоторую активность звезды в периоды, когда она была близка к периастру, но не находилась в этом положении в 2009 и в 2012 г. Есть основание считать, что это возможно, если принять, что период 750 сут является периодом пульсаций холодного компонента, и максимальная амплитуда пульсаций достигается на фазе около 0.5. Действительно, фаза периода 750 сут в максимумах блеска в полосе R в 2009, 2012, 2015 и в 2018 г. была около 0.5, 0.6, 0.42 и 0.6, а в минимуме — 0.84, 0.97, 0.09.

Модельное распределение энергии показало, что в спокойном состоянии в спектре преобладало излучение от холодного компонента — гиганта спектрального типа MIII 8. В активном состоянии в системе развилась теплая псевдофотосфера вокруг белого карлика, в результате по мере роста блеска симбиотической звезды радиус и светимость ее увеличились в десятки раз, достигнув в 2018 г. $R_{\rm WD} = 6.77~R_{\odot},~L_{\rm WD} = 88.14~L_{\odot}$. Показано, что относительно низкая светимость псевдофотосферы СН Суд указывает на то, что источником активности звезды является аккреция. Исходя из значения светимости оценен темп аккреции на белый карлик, равный $\dot{M}_{acc} \sim 4.7 \times 10^{-8}~M_{\odot}$ год⁻¹.

Данное исследование было поддержано грантом Словацкой академии наук VEGA No. 2/0030/21 и грантом Словацкого научно-исследовательского агентства по развитию по контракту No. APVV-15-0458.

Мы выражаем благодарность всем наблюдателям переменных звезд, которые внесли вклад в создание всемирной базы данных AAVSO, за использование их наблюдений в нашей работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бурнашев В.И., Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обсерв. **59**, 83 (1985).
- 2. Бурмейстер, Леедярв (М. Burmeister and L. Leedjarv), Astron. Astrophys. **504**, 171 (2009).
- 3. Ииджима (T. Iijima), MNRAS 297, 77 (1998).

- 4. Ииджима (Т. Iijima), Astron. Astrophys. **622**, 45 (2019).
- 5. Кенеон, Фернандез-Кастро (S.J. Kenyon and T. Fernandez-Castro), Astron. J. **93**, 938 (1987).
- 6. Кондратьева Л.Н., Рспаев Ф.К., Кругов М.А., Серебрянский А.В., Астрофизика **60**, 169 (2017).
- 7. Мукаи и др. (K. Mukai, J.A. Kennea, G.J.M. Luna, and J.L. Sokoloski), Astron. Telegram 2245 (2009).
- 8. Секерас и др. (M. Sekeras, A. Skopal, S. Shugarov, N. Shagatova, E. Kundra, R. Komzik, M. Vrastak, S.P. Peneva, E. Semkov, and R. Stubbings), Contrib. Astron. Obs. Skalnate Pleso **49**, 19 (2019).
- 9. Скопал (A. Skopal), Inf. Bull. Var. Stars 415 (1995).
- 10. Скопал и др. (A. Skopal, M.F. Bode, and M. Bryce), MNRAS **282**, 327 (1996).
- 11. Скопал и др. (A. Skopal, M.F. Bode, M.M. Crocker, H. Drechsel, S.P.S. Eyres, and R. Komzik), MNRAS **335**, 1109 (2002).
- 12. Скопал (A. Skopal), Astron. Astrophys. **440**, 995 (2005).
- 13. Скопал и др. (A. Skopal, M. Vanko, T. Pribulla, D. Chochol, E. Semkov, M. Wolf, and A. Jones), Astron. Nachr. **328**, 909 (2007).

- 14. Скопал и др. (A. Skopal, S. Shugarov, and D. Chochol), Astron. Telegram 2394 (2010).
- 15. Скопал и др. (A. Skopal, S. Shugarov, and M. Vanko), Astron. Nachr. **333**, 242 (2012).
- 16. Тейлор и др. (A.R. Taylor, E.R. Seaquist, and J.A. Mattei), Nature **319**, 38 (1986).
- 17. Флакс и др. (M.A. Fluks, B. Plez, P.S. The, D. de Winter, B.E. Westerlund, and H.C. Steenman), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **105**, 311 (1994).
- 18. Хинкл и др. (K. Hinkle, H. Kenneth, and F. Fekel), Astron. J. **105**, 107 (1993).
- 19. Хинкл и др. (K. Hinkle1, F. Fekel, and R. Joyce), Astrophys. J. **692**, 1360 (2009).
- 20. Шугаров и др. (S. Shugarov, A. Skopal, and M. Sekeras), EAS **71**, 107 (2015).
- 21. Ямашита, Maexapa (M. Yamashita and H. Maehara), Publ. Astron. Soc. Japan **31**, 307 (1979).

ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА SU Sct — ЦЕФЕИДЫ НАСЕЛЕНИЯ II

© 2021 г. Л. Н. Бердников^{1*}, Е. Н. Пастухова²

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

> ²Институт астрономии РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 14.02.2021 г. После доработки 20.02.2021 г.; принята к публикации 04.03.2021 г.

Обработка всей имеющейся фотометрии цефеиды SU Sct позволила построить ее диаграмму O-C, охватывающую временной интервал 60 лет. Обнаружено шесть скачкообразных изменений периода. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном (1993), подтвердил реальность изменений периода. Абсолютная звездная величина SU Sct $M_V \simeq -0^{m}32$, что подтверждает принадлежность ее к цефеидам населения II типа BL Her.

Ключевые слова: цефеиды населения II, периоды пульсаций, эволюция звезд.

DOI: 10.31857/S032001082104001X

ВВЕДЕНИЕ

Переменность SU Sct открыла Ливит (Пикеринг, 1908а,б), а Харвуд (1930) классифицировала ее сначала как лириду с периодом 0^d59367, а потом как классическую цефеиду с периодом 1^d46230 (Харвуд, 1962). Однако Поретти (1994) показал, что коэффициенты фурье-разложения кривой блеска SU Sct указывают на принадлежность ее к цефеидам населения II, что позже было подтверждено на обширном материале проекта OGLE (Удальски и др., 2018; Сошински и др., 2020) и уточнено, что это цефеида типа BL Her.

Значения периода SU Sct, полученные Харвуд (1962), Цесевичем (1976, 1977) и Бердниковым (1990) на коротких интервалах времени, сильно отличаются друг от друга: 1^d.4623, 1^d.4688, 1^d.4680 и 1^d.4695 соответственно.

Такие большие различия в определении периода побудили нас провести новое изучение изменяемости периода SU Sct на основе существенно увеличенного объема наблюдательных данных, включая наблюдения, полученные в ходе выполнения современных фотометрических обзоров.

МЕТОДИКА И ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Для изучения изменяемости периода SU Sct мы собрали фотоэлектрические наблюдения из литературы: Бердников (1987, 19926, в. г., 1993), Бердников и др. (1997), Бердников и Колдвел (2001), Бердников и Тэрнер (2001, 2004, 2006), а также ПЗС-наблюдения из обзоров ASAS-3 (Поймански, 2002), ASAS-SN (Яясингхе и др., 2019), OGLE (Удальский и др., 2018), INTEGRAL-OMC (Альфонсо-Гарсон и др., 2012), PAN-STARRS1 (Чамберс и др., 2019) и ZTF (Маски и др., 2019).

Кроме того, мы использовали опубликованные фотографические наблюдения Цесевича (1976) и сделанные нами глазомерные оценки блеска на фотопластинках, хранящихся в ГАИШ МГУ.

Сведения о количестве использованных наблюдений приведены в табл. 1. Самая старая использованная фотопластинка с изображением SU Sct, хранящаяся в ГАИШ МГУ, была получена в 1960 г., а последние ПЗС-наблюдения были сделаны в 2020 г. Следовательно, наши данные охватывают временной интервал 60 лет.

Для изучения изменяемости периодов мы используем общепринятую методику анализа диаграмм O-C, а самым точным методом определения остатков O-C является метод Герцшпрунга (1919), машинная реализация которого описана в работе

^{*}Электронный адрес: lberdnikov@yandex.ru

Источник данных	Число наблюдений	Полоса наблюдений	Интервал JD
Литература	177	Фотографические, <i>PG</i>	2437106-2441573
Данная работа	44	Фотографические, <i>PG</i>	2441568-2448090
Литература	397	Фотоэлектрические, BVI_c	2446252-2453118
ASAS-3	323	ПЗС, <i>V</i>	2451963-2455122
ASAS-SN	1628	ПЗС, <i>Vg</i> ′	2456789-2459180
INTEGRAL-OMC	204	ПЗС, <i>V</i>	2452754-2456238
PAN-STARRS1	12	ПЗС, g′	2455014-2456485
OGLE	110	ПЗС, <i>I</i> _c	2457911-2458619
ZTF	105	ПЗС, g′	2458206-2459028

Таблица 1. Наблюдательный материал цефеиды SU Sct

Бердникова (1992а). Для подтверждения реальности обнаруженных изменений периода мы используем метод, описанный Ломбардом и Коэном (1993).

По всем моментам максимального блеска из табл. 2 получены линейные элементы изменения блеска цефеиды SU Sct:

 $Max HJD = 2443494.6884 (\pm 0.105) + (1)$

 $+ 1^{d}_{\cdot}4682607 (\pm 0.00001526) E,$

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты обработки сезонных кривых SU Sct представлены в табл. 2, где в первом и втором столбцах даны моменты максимального блеска и ошибки их определения, в третьем — тип используемых наблюдений, в четвертом и пятом — номер эпохи E и значение остатка O-C, а в шестом и седьмом — число наблюдений N и источник данных.

O-C диаграмма SU Sct изображена на рис. 1 пустыми и заполненными кружками для фотографических и остальных наблюдений соответственно. Рисунок 1 показывает частые и резкие скачки периода, поэтому вычисление остатков О-С по небольшому числу наблюдений на больших интервалах времени, особенно вблизи моментов скачка периода, может приводить к большим ошибкам и, как следствие, к просчетам эпох, которые могут иметь место на левом конце O-C диаграммы, а также в окрестности JD 2445000. Для ранних наблюдений мы дополнительно изобразили моменты поярчаний (т.е. эпохи фотопластинок, на которых яркость SU Sct близка к максимальной), которые на рис. 1 обозначены точками (они не включены в табл. 2).

которые использовались для вычислений остатков O-C (табл. 2).

Известно, что для пульсирующих переменных время наступления максимума блеска зависит от эффективной длины волны фотометрической полосы. Поэтому, когда используются данные, полученные в разных полосах, надо выбрать основную (в нашем случае это V) и по одновременным наблюдениям определить величины сдвига моментов максимального блеска в других полосах. По данным табл. 2 было найдено, что поправки к максимумам в фильтрах B, g' и I_c составляют 0.0141, -0.0060и -0.0493 соответственно. Эти поправки учтены при вычислении остатков O-C в табл. 2, а также при построении рис. 1 и определении элементов (1), которые, таким образом, относятся к системе V.

Для подтверждения реальности изменений периода пульсаций мы используем метод, опубликованный Ломбардом и Коэном (1993). Для этого мы вычислили разности $\Delta(O-C)_i$ последовательных остатков O-C из табл. 2, $\Delta(O-C)_i = (O - C)_{i+1} - (O - C)_i$, и построили график зависимости $P'_i = \Delta(O - C)_i/(E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ (рис. 2). Величины P'_i , которые имеют

Таблица 2. Моменты максимума блеска SU Sct

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2437175.6100	0.0107	PG	-4303	-1.1387	4	Цесевич (1976)
2439051.2213	0.0052	PG	-3026	-0.4962	49	Цесевич (1976)
2440047.0406	0.0096	PG	-2348	-0.1576	35	Цесевич (1976)
2441031.1062	0.0080	PG	-1678	0.1732	60	Цесевич (1976)
2441518.4523	0.0065	PG	-1346	0.0568	29	Цесевич (1976)
2441812.0294	0.0089	PG	-1146	-0.0182	17	Данная работа
2442606.1847	0.0097	PG	-605	-0.1919	16	Данная работа
2446264.0040	0.0023	В	1886	0.1901	20	Бердников (1987)
2446264.0175	0.0052	V	1886	0.1895	20	Бердников (1987)
2446615.1857	0.0214	V	2125	0.4434	14	Бердников (1992б)
2446615.2207	0.0090	В	2125	0.4924	14	Бердников (1992б)
2447414.5953	0.0038	В	2669	1.1333	20	Бердников (1992в)
2447414.6091	0.0052	V	2669	1.1329	20	Бердников (1992в)
2447757.0177	0.0024	В	2902	1.4509	29	Бердников (1992г)
2447757.0335	0.0031	V	2902	1.4526	29	Бердников (1992г)
2448102.5571	0.0377	PG	3137	1.9491	11	Данная работа
2448886.9675	0.0063	В	3671	2.3083	14	Бердников (1993)
2448886.9945	0.0109	V	3671	2.3211	14	Бердников (1993)
2449553.3827	0.0333	В	4125	2.1332	6	Бердников, Тэрнер (1995)
2449978.9780	0.0069	V	4415	1.9187	13	Бердников и др. (1997)
2449979.0468	0.0081	I_c	4415	1.9383	11	Бердников и др. (1997)
2451274.5644	0.0094	V	5298	1.0310	22	Бердников, Тэрнер (2001)
2451274.6754	0.0160	I_c	5298	1.0927	22	Бердников, Тэрнер (2001)
2451661.8549	0.0023	V	5562	0.7006	29	Бердников, Колдвел (2001)
2451663.3481	0.0035	I_c	5563	0.6763	27	Бердников, Колдвел (2001)
2452251.6308	0.0091	V	5964	0.2358	85	ASAS-3
2452371.9591	0.0032	В	6046	0.1808	10	Бердников, Тэрнер (2004)
2452371.9732	0.0041	V	6046	0.1808	10	Бердников, Тэрнер (2004)
2452372.0163	0.0076	I_c	6046	0.1745	10	Бердников, Тэрнер (2004)
2452838.6936	0.0082	V	6364	-0.0057	69	INTEGRAL-OMC
2453105.7556	0.0117	I_c	6546	-0.2165	21	Бердников, Тэрнер (2006)
2453107.1942	0.0131	V	6547	-0.1969	22	Бердников, Тэрнер (2006)
2453192.3457	0.0122	V	6605	-0.2045	87	ASAS-3

Таблица 2. Окончание

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2454199.1906	0.0156	V	7291	-0.5864	77	ASAS-3
2454469.5177	0.0109	V	7475	-0.4193	64	INTEGRAL-OMC
2454760.1876	0.0132	V	7673	-0.4649	74	ASAS-3
2455014.2947	0.0050	V	7846	-0.3670	71	INTEGRAL-OMC
2455877.7252	0.0097	g'	8434	-0.2798	12	PAN-STARRS1
2457127.4151	0.0027	V	9285	-0.0737	66	ASAS-SN
2457241.9474	0.0040	V	9363	-0.0657	66	ASAS-SN
2457485.6633	0.0034	V	9529	-0.0810	45	ASAS-SN
2457548.7905	0.0040	V	9572	-0.0891	47	ASAS-SN
2457613.3897	0.0033	V	9616	-0.0934	64	ASAS-SN
2457648.6121	0.0036	V	9640	-0.1091	47	ASAS-SN
2457867.2970	0.0032	V	9789	-0.1951	81	ASAS-SN
2457906.9207	0.0032	V	9816	-0.2144	51	ASAS-SN
2457973.0045	0.0019	I_c	9861	-0.2517	36	OGLE
2457990.5870	0.0033	V	9873	-0.2390	79	ASAS-SN
2458194.6082	0.0032	V	10012	-0.3060	63	ASAS-SN
2458291.4815	0.0038	V	10078	-0.3380	52	ASAS-SN
2458297.3552	0.0024	g'	10082	-0.3433	48	ZTF
2458319.3767	0.0031	g'	10097	-0.3458	41	ASAS-SN
2458332.5897	0.0022	g'	10106	-0.3471	76	ASAS-SN
2458335.5603	0.0019	I_c	10108	-0.3563	48	OGLE
2458356.0689	0.0052	V	10122	-0.3540	52	ASAS-SN
2458561.5627	0.0016	g'	10262	-0.4228	75	ASAS-SN
2458590.9175	0.0022	g'	10282	-0.4332	89	ASAS-SN
2458604.1539	0.0032	I_c	10291	-0.4543	26	OGLE
2458692.1887	0.0019	g'	10351	-0.4719	98	ASAS-SN
2458695.1266	0.0019	g'	10353	-0.4706	42	ZTF
2458717.1418	0.0027	g'	10368	-0.4792	69	ASAS-SN
2458727.4206	0.0022	g'	10375	-0.4783	83	ASAS-SN
2458758.2305	0.0022	g'	10396	-0.5019	75	ASAS-SN
2458772.9146	0.0018	g'	10406	-0.5003	128	ASAS-SN
2458990.1580	0.0028	g'	10554	-0.5596	15	ZTF
2459040.0573	0.0015	g'	10588	-0.5811	102	ASAS-SN
2459063.5394	0.0025	g'	10604	-0.5912	79	ASAS-SN

БЕРДНИКОВ, ПАСТУХОВА



Рис. 1. Диаграмма *О*-*С* для SU Sct относительно линейных элементов (1). Пустые и заполненные кружки соответствуют данным, полученным по фотографическим и остальным наблюдениям соответственно, а точки — моментам поярчаний на фотопластинках.



Рис. 2. Зависимость $P'_i = [(O - C)_{i+1} - (O - C)_i]/(E_{i+1} - E_i)$ от $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$.

смысл среднего периода в интервале эпох $E_i - E_{i+1}$, соответствуют поведению остатков O-C на рис. 1.

На рис. 1 мы выделили семь участков, для которых методом наименьших квадратов определили линейные элементы изменения блеска, приведенные в табл. 3; последняя строка в этой таблице дает текущие элементы. Моменты скачков периода помечены тонкими вертикальными линиями.

Отметим, что полученные здесь результаты основаны на конкретных стандартных кривых. По-

Интервал JD	Начальная эпоха, HJD	Период, сут
2438500-2441250	2440041.1785 ± 0.0009	1.468757 ± 0.000002
2441500-2442700	2442063.0641 ± 0.0037	1.467928 ± 0.000011
2446200-2448200	2447360.3009 ± 0.0381	1.469655 ± 0.000093
2448800-2450100	2449434.4664 ± 0.0132	1.467747 ± 0.000039
2451100-2453700	2452232.6637 ± 0.0234	1.467295 ± 0.000047
2453700-2457200	2455719.1338 ± 0.0170	1.468486 ± 0.000021
2457200-2459100	2458152.0390 ± 0.0031	1.467791 ± 0.000009

Таблица 3. Линейные элементы изменения блеска SU Sct

этому мы приводим их в табл. 4 с тем, чтобы их можно было использовать в будущих исследованиях, а также для установления связи с на-



Рис. 3. Стандартные кривые SU Sct в системе $BVg'I_c$.

шими данными, если будут использоваться другие стандартные кривые. Таблица 4 содержит звездные величины SU Sct для фаз от 0 до 0.995 с шагом 0.005 в системе $BVg'I_c$; эти стандартные кривые графически изображены на рис. 3.

По данным Gaia EDR3 (Линдегрен и др., 2020) параллакс SU Sct равен 0.328 ± 0.019 мсек. дуги, а избыток цвета E_{B-V} составляет 0^m459 (Мартин, 2015), т.е. абсолютная звездная величина $M_V \simeq$ $\simeq -0^m 32$, в то время как M_V для классической цефеиды с периодом 1^d468 должна быть $-1^m 88$ (Лазовик, Расторгуев, 2020). Это означает, что SU Sct не может быть классической цефеидой, т.е. подтверждается принадлежность ее к цефеидам населения II типа BL Her (Удальски и др., 2018; Сошински и др., 2020).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения изменяемости периода SU Sct использовалась 221 оценка блеска на фотопластинках; кроме того, было собрано 2534 опубликованных наблюдений в фильтрах B, V, I_c и g'. Все имеющиеся данные были обработаны методом Герцшпрунга (1919), и была построена диаграмма O-C, охватывающая временной интервал 60 лет. Было обнаружено шесть скачкообразных изменений периода. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном (1993), подтвердил реальность изменений периода. Подтверждена принадлежность SU Sct к цефеидам населения II типа BL Her.

Данная работа осуществлялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-02-00611).

		r							
Фаза	В	V	g	I_c	Фаза	В	V	g	I_c
0.000	13.854	13.206	13.541	12.385	0.500	14.799	13.772	14.307	12.654
0.005	13.854	13.207	13.542	12.385	0.505	14.807	13.778	14.314	12.659
0.010	13.857	13.209	13.545	12.385	0.510	14.815	13.783	14.321	12.664
0.015	13.862	13.212	13.549	12.386	0.515	14.822	13.788	14.328	12.669
0.020	13.868	13.215	13.554	12.387	0.520	14.829	13.793	14.335	12.674
0.025	13.874	13.218	13.561	12.388	0.525	14.836	13.798	14.342	12.679
0.030	13.881	13.222	13.568	12.389	0.530	14.843	13.803	14.349	12.684
0.035	13.888	13.225	13.576	12.390	0.535	14.849	13.807	14.356	12.688
0.040	13.895	13.229	13.584	12.391	0.540	14.855	13.812	14.362	12.693
0.045	13.901	13.233	13.592	12.393	0.545	14.860	13.816	14.369	12.698
0.050	13.908	13.237	13.601	12.394	0.550	14.866	13.821	14.376	12.702
0.055	13.915	13.242	13.609	12.395	0.555	14.870	13.825	14.383	12.707
0.060	13.922	13.246	13.617	12.396	0.560	14.875	13.829	14.389	12.711
0.065	13.929	13.251	13.625	12.397	0.565	14.879	13.833	14.396	12.716
0.070	13.936	13.256	13.632	12.398	0.570	14.883	13.837	14.402	12.720
0.075	13.945	13.262	13.639	12.399	0.575	14.887	13.841	14.409	12.724
0.080	13.953	13.267	13.646	12.399	0.580	14.890	13.845	14.415	12.728
0.085	13.962	13.273	13.653	12.400	0.585	14.892	13.849	14.420	12.732
0.090	13.972	13.278	13.659	12.400	0.590	14.895	13.852	14.425	12.736
0.095	13.982	13.284	13.665	12.401	0.595	14.897	13.856	14.430	12.739
0.100	13.993	13.289	13.672	12.401	0.600	14.899	13.860	14.434	12.742
0.105	14.004	13.295	13.678	12.402	0.605	14.900	13.863	14.438	12.745
0.110	14.015	13.300	13.684	12.402	0.610	14.907	13.867	14.441	12.748
0.115	14.025	13.305	13.691	12.403	0.615	14.909	13.870	14.444	12.751
0.120	14.036	13.310	13.697	12.403	0.620	14.909	13.874	14.446	12.753
0.125	14.046	13.315	13.704	12.404	0.625	14.909	13.878	14.447	12.755
0.130	14.056	13.320	13.711	12.405	0.630	14.909	13.882	14.448	12.757
0.135	14.065	13.325	13.718	12.406	0.635	14.908	13.885	14.448	12.759
0.140	14.075	13.330	13.725	12.407	0.640	14.907	13.889	14.448	12.760
0.145	14.084	13.335	13.733	12.408	0.645	14.906	13.893	14.447	12.762
0.150	14.093	13.340	13.741	12.409	0.650	14.906	13.897	14.445	12.763
0.155	14.102	13.344	13.748	12.411	0.655	14.904	13.901	14.443	12.764
0.160	14.111	13.350	13.756	12.412	0.660	14.903	13.905	14.441	12.765

Таблица 4. Стандартные кривые SU Sct в фильтрах B, V, g' и I_c

Таблица 4. Продолжение

Фаза	В	V	g	I_c	Фаза	В	V	g	I_c
0.165	14.120	13.355	13.764	12.414	0.665	14.902	13.909	14.439	12.766
0.170	14.128	13.360	13.772	12.416	0.670	14.901	13.913	14.436	12.767
0.175	14.138	13.366	13.780	12.417	0.675	14.900	13.918	14.433	12.768
0.180	14.147	13.372	13.788	12.419	0.680	14.899	13.922	14.430	12.770
0.185	14.157	13.377	13.796	12.421	0.685	14.898	13.927	14.427	12.771
0.190	14.167	13.383	13.804	12.423	0.690	14.897	13.931	14.424	12.773
0.195	14.176	13.389	13.812	12.425	0.695	14.895	13.936	14.422	12.775
0.200	14.186	13.394	13.819	12.428	0.700	14.894	13.941	14.420	12.778
0.205	14.196	13.399	13.827	12.430	0.705	14.892	13.944	14.418	12.781
0.210	14.207	13.404	13.834	12.432	0.710	14.890	13.946	14.417	12.784
0.215	14.212	13.410	13.842	12.434	0.715	14.889	13.948	14.416	12.788
0.220	14.220	13.415	13.849	12.438	0.720	14.887	13.950	14.417	12.792
0.225	14.230	13.420	13.856	12.440	0.725	14.887	13.953	14.417	12.797
0.230	14.239	13.426	13.863	12.443	0.730	14.887	13.957	14.419	12.802
0.235	14.249	13.431	13.871	12.445	0.735	14.887	13.962	14.422	12.807
0.240	14.258	13.437	13.878	12.447	0.740	14.889	13.968	14.425	12.814
0.245	14.268	13.442	13.886	12.450	0.745	14.892	13.975	14.430	12.820
0.250	14.278	13.448	13.894	12.452	0.750	14.896	13.982	14.435	12.826
0.255	14.288	13.454	13.902	12.455	0.755	14.902	13.990	14.442	12.833
0.260	14.298	13.460	13.910	12.457	0.760	14.909	13.999	14.449	12.840
0.265	14.308	13.465	13.918	12.459	0.765	14.917	14.007	14.457	12.846
0.270	14.318	13.471	13.927	12.462	0.770	14.927	14.015	14.465	12.852
0.275	14.328	13.477	13.936	12.464	0.775	14.938	14.023	14.474	12.858
0.280	14.339	13.483	13.944	12.467	0.780	14.950	14.030	14.483	12.864
0.285	14.349	13.489	13.953	12.470	0.785	14.963	14.035	14.493	12.868
0.290	14.359	13.495	13.963	12.473	0.790	14.976	14.039	14.502	12.872
0.295	14.370	13.502	13.972	12.476	0.795	14.990	14.041	14.511	12.875
0.300	14.380	13.508	13.981	12.479	0.800	15.003	14.042	14.520	12.877
0.305	14.391	13.514	13.991	12.482	0.805	15.015	14.040	14.527	12.877
0.310	14.402	13.521	14.000	12.486	0.810	15.027	14.037	14.533	12.876
0.315	14.413	13.527	14.009	12.489	0.815	15.036	14.032	14.537	12.873
0.320	14.423	13.533	14.018	12.493	0.820	15.044	14.025	14.540	12.869
0.325	14.434	13.540	14.027	12.497	0.825	15.050	14.017	14.540	12.863

Таблица 4. Окончание

Фаза	В	V	g	I_c	Фаза	В	V	g	I_c
0.330	14.445	13.547	14.036	12.500	0.830	15.053	14.008	14.538	12.856
0.335	14.456	13.554	14.045	12.504	0.835	15.052	13.997	14.532	12.847
0.340	14.467	13.560	14.053	12.508	0.840	15.048	13.985	14.524	12.835
0.345	14.478	13.567	14.061	12.512	0.845	15.040	13.971	14.512	12.823
0.350	14.489	13.574	14.069	12.517	0.850	15.028	13.956	14.496	12.808
0.355	14.500	13.581	14.077	12.521	0.855	15.012	13.940	14.477	12.792
0.360	14.512	13.588	14.085	12.525	0.860	14.991	13.922	14.454	12.775
0.365	14.523	13.595	14.092	12.529	0.865	14.965	13.902	14.427	12.757
0.370	14.534	13.602	14.099	12.534	0.870	14.935	13.880	14.397	12.737
0.375	14.545	13.609	14.106	12.538	0.875	14.900	13.856	14.363	12.716
0.380	14.556	13.616	14.114	12.542	0.880	14.860	13.830	14.325	12.695
0.385	14.567	13.623	14.121	12.547	0.885	14.815	13.801	14.285	12.673
0.390	14.578	13.630	14.128	12.551	0.890	14.767	13.770	14.242	12.651
0.395	14.590	13.637	14.135	12.556	0.895	14.714	13.736	14.196	12.628
0.400	14.601	13.644	14.143	12.560	0.900	14.658	13.700	14.149	12.606
0.405	14.612	13.651	14.150	12.564	0.905	14.600	13.663	14.101	12.584
0.410	14.623	13.658	14.158	12.569	0.910	14.539	13.623	14.052	12.562
0.415	14.634	13.665	14.165	12.573	0.915	14.477	13.583	14.002	12.542
0.420	14.644	13.672	14.173	12.578	0.920	14.414	13.543	13.954	12.512
0.425	14.655	13.679	14.181	12.582	0.925	14.352	13.503	13.900	12.494
0.430	14.666	13.686	14.189	12.587	0.930	14.290	13.463	13.847	12.478
0.435	14.676	13.692	14.198	12.592	0.935	14.231	13.425	13.802	12.464
0.440	14.687	13.699	14.206	12.596	0.940	14.174	13.390	13.760	12.451
0.445	14.697	13.706	14.215	12.601	0.945	14.121	13.357	13.722	12.440
0.450	14.707	13.712	14.223	12.606	0.950	14.072	13.327	13.687	12.429
0.455	14.717	13.719	14.232	12.610	0.955	14.027	13.300	13.657	12.420
0.460	14.727	13.725	14.240	12.615	0.960	13.988	13.277	13.630	12.412
0.465	14.737	13.731	14.249	12.620	0.965	13.954	13.257	13.607	12.406
0.470	14.746	13.737	14.257	12.625	0.970	13.925	13.241	13.588	12.400
0.475	14.756	13.743	14.266	12.630	0.975	13.902	13.229	13.573	12.395
0.480	14.765	13.750	14.274	12.635	0.980	13.883	13.220	13.561	12.392
0.485	14.774	13.755	14.283	12.639	0.985	13.870	13.213	13.551	12.389
0.490	14.783	13.761	14.291	12.644	0.990	13.861	13.209	13.545	12.387
0.495	14.791	13.767	14.299	12.649	0.995	13.856	13.207	13.542	12.386

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альфонсо-Гарсон и др. (J. Alfonso-Garzon, A. Domingo, J.M. Mas-Hesse, and A. Gimenez), Astron. Astrophys. 548, A79 (2012).
- 2. Бердников Л.Н., Переменные звезды **22**, 530 (1987).
- Бердников Л.Н., Астрон. циркуляр Nr. 1546, 24 (1990).
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 18, 519 (1992а) [L.N. Berdnikov, Sov. Astron. Lett. 18, 207 (1992)].
- 5. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. 2, 1 (19926).
- 6. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. **2**, 43 (1992в).
- 7. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. **2**, 107 (1992г).
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 19, 210 (1993) [L.N. Berdnikov, Astron. Lett. 19, 84 (1993)].
- 9. Бердников, Колдвел (L.N. Berdnikov and J.A.R. Caldwell), J. Astron. Data 7, No. 3 (2001).
- Бердников и др. (L.N. Berdnikov, V.V. Ignatova, and O.V. Vozyakova), Astron. Astrophys. Trans. 14, 237 (1997).
- 11. Бердников Л.Н., Тэрнер Д.Г., Письма в Астрон. журн. **21**, 603 (1995) [L.N. Berdnikov and D.G. Turner, Astron. Lett. **21**, 534 (1995)].
- 12. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. **19**, 689 (2001).
- 13. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. **23**, 253 (2004).
- 14. Бердников, Тэрнер (L.N. Berdnikov and D.G. Turner), Astron. Astrophys. Trans. **25**, 327 (2006).
- 15. Герцшпрунг (E. Hertzsprung), Astron. Nachr. **210**, 17 (1919).
- 16. Дитхельм (R. Diethelm), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 64, 261 (1986).
- 17. Дитхельм (R. Diethelm), Astron. Astrophys. **239**, 186 (1990).
- 18. Лазовик, Расторгуев (Ya.A. Lazovik and A.S. Rastorguev), Astron. J. **160**, A136 (2020).
- 19. Линдегрен и др. (L. Lindegren, U. Bastian, M. Biermann, A. Bombrun, A. de Torres, E. Gerlach, R. Geyer, J. Hernandez, et al.), arXiv:2012.01742v1 (2020).

- 20. Ломбард, Коен (F. Lombard and C. Koen), MNRAS **263**, 309 (1993).
- 21. Мартин и др. (R.P. Martin, S.M. Andrievsky, V.V. Kovtyukh, S.A. Korotin, I.A. Yegorova, and I. Saviane), MNRAS **449**, 4071 (2015).
- 22. Маски и др. (F.J. Masci, R.R. Laher, B. Rusholme, D.L. Shupe, S. Groom, J. Surace, E. Jackson, S. Monkewitz, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific 131:018003 (2019).
- 23. Пикеринг (E.C. Pickering), Circ. Astron. Observ. Harvard College Nr.141, 1 (1908a).
- 24. Пикеринг (E.C. Pickering), Astron. Nachr. **179**, 123 (19086).
- 25. Поймански (G. Pojmanski), Acta Astron. **52**, 397 (2002).
- 26. Поретти (E. Poretti), Astron. Astrophys. 285, 524 (1994).
- 27. Сошински и др. (I. Soszynski, A. Udalski, M.K. Szymanski, P. Pietrukowicz, J. Skowron, D.M. Skowron, R. Poleski, S. Kozlowski, et al.), Acta Astron. **70**, 101 (2020).
- 28. Удальский и др. (A. Udalski, I. Soszynski, P. Pietrukowicz, M.K. Szymanski, D.M. Skowron, J. Skowron, P. Mroz, R. Poleski, et al.), Acta. Astron. **68**, 315 (2018).
- 29. Харвуд (M. Harwood), Bull. Astron. Observ. Harvard College **Nr. 880**, 10 (1930).
- 30. Харвуд (M. Harwood), Annalen Sterrewacht Leiden 21, 387 (1962).
- Цесевич В.П., Исследование переменных звезд в избранных областях Млечного Пути (Киев: Наукова думка, 1976), 254 с.
- 32. Цесевич В.П., Астрон. циркуляр Nr. 961, 5 (1977).
- Чамберс и др. (К.С. Chambers, E.A. Magnier, N. Metcalfe, H.A. Flewelling, M.E. Huber, C.Z. Waters, L. Denneau, P. W. Draper, et al.), arXiv:1612.05560v4 (2019).
- 34. Яясингхе и др. (Т. Jayasinghe, K.Z. Stanek, C.S. Kochanek, B.J. Shappee, T.W.-S. Holoien, Todd A. Thompson, J.L. Prieto, Dong Subo, et al.), MNRAS **485**, 961 (2019).

Three-Dimensional Version of Hill's Problem with Variable Mass¹

© 2021 г. F. Bouaziz-Kellil

College of Science and Arts at Buraidha, Qassim University, Qassim, Saudi Arabia Поступила в редакцию 22.01.2021 г. После доработки 25.02.2021 г.; принята к публикации 04.03.2021 г.

The purpose of the present paper is to investigate the motion's properties of an infinitesimal body in three-dimensional version of Hill's problem where the mass of the infinitesimal body is supposed to vary with time. As commonly done, the infinitesimal body is assumed to move under the influence of the other massive and oblate bodies that also have radiation effects. We suppose that the whole system is subject to a perturbation on Coriolis and on centrifugal forces. By using the various transformations, we extract the equations of motion and Jacobi quasi-integral. The properties like the locations of equilibrium points, regions of motion, surfaces with projection, trajectories allocation and the basins of attraction are investigated for various values of mass parameters. The stability is examined by using Meshcherskii space-time inverse transformations.

Keywords: Hill's problem, Variable mass, Jacobi quasi-integral, equilibrium points, stability, Basins of attraction.

DOI: 10.31857/S0320010821040045

 1 Полная версия статьи публикуется в англоязычной версии журнала (Astronomy Letters, Vol. 47, No. 4, 2021).

^{*}E-mail: fm.boazuez@qu.edu.sa
АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ (Том 46, 2020 г.)

DOI: 10.31857/S0320010821030086

Антов В.Н. см. Габдеев М.М.

Алексеев В.В., Макаренко Н.Г., Князева И.С. Графодинамика активных областей Солнца: комплексы Морса–Смейла и мультимасштабные графы магнитограмм. № 7, 520–532 (488–500)¹.

Алексеев И.И. см. Лукашенко А.Т.

Амосов Ф.А. см. Цветков А.С.

Аникин А.А. см. Малахов А.В.

Ansari A.A., Prasad S.N. Generalized Elliptic Restricted Four-Body Problem with Variable Mass. № 4, 304 (275–288).

Антипин С.В., Зубарева А.М., Белинский А.А., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Соколовский К.В. Долгопериодическая карликовая новая V2466 Cyg: сверхвспышки 2003 и 2019 г. № 10, 721–734 (677–690).

Архипова В.П., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Комиссарова Г.В., Есипов В.Ф., Шенаврин В.И. Удивительная переменность планетарной туманности IC 4997=QV Sge. № 2, 100–121 (100–119).

Архипова В.П., Иконникова Н.П., Бурлак М.А., Додин А.В. Н 3-75: планетарная туманность с двойной центральной звездой NSV 16624. № 9, 640–650 (601–611).

Атапин К.Е. см. Додин А.В. **Афанасьев В.Л.** см. Зазнобин И.А.

Бадалян О.Г. Пространственные структуры северо-южной асимметрии в зеленой корональной линии и в магнитных полях. № 10, 750–760 (705–714).

Байкова А.Т. см. Бобылев В.В.; Крисанова О.И.

Бакли Д. см. Белкин С.О.

Беленькая Е.С. см. Лукашенко А.Т.

Белинский А.А. см. Антипин С.В.; Бердников Л.Н.; Додин А.В.; Потанин С.А.

Белкин С.О., Позаненко А.С., Мазаева Е.Д., Вольнова А.А., Минаев П.Ю., Томинага Н., Гребенев С.А., Человеков И.В., Бакли Д., Блинников С.И., Вольвач А.Е., Вольвач Л.Н., Инасаридзе Р.Я., Клунко Е.В., Молотов И.Е., Рева И.В., Румянцев В.В., Честнов И.Д. Многоволновые наблюдения гамма-всплеска GRB 181201А и обнаружение связанной с ним сверхновой. № 12, 839-867 (783-810).

Бельведерский М.И. см. Додин А.В.

Беляев А.К. см. Неретина М.Д.; Ситнова Т.М.

Бердников Л.Н. Поиск эволюционных изменений периода классической цефеиды EV Aql. № 6, 415-426 (388-399).

Бердников Л.Н., Белинский А.А., Пастухова Е.Н., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О. *BVIcg'r'i*'наблюдения и поиск эволюционных изменений периода цефеиды V1467 Cyg. № 3, 163–174 (156–167).

Бердников Л.Н., Князев А.Ю., Дамбис А.К., Кравцов В.В. Пременная типа RRab T Men: изменяемость периода и эффект Блажко. № 10, 735–746 (691–701).

¹В скобках указаны страницы в английской версии журнала.

Бердников Л.Н., Пастухова Е.Н. Поиск эволюционных изменений периода цефеиды ET Vul. № 4, 263–273 (235–244).

Бердников Л.Н., Якоб А.М., Пастухова Е.Н. Изменения периода цефеиды населения II СС Lyr. № 9, 669–683 (630–644).

Бескин В.С., Калашников И.Ю. Внутренняя структура струйных выбросов из молодых звезд, моделируемых на установках плазменного фокуса. № 7, 494–504 (462–472).

Бикмаев И.Ф. см. Зазнобин И.А.; Хамитов И.М.

Бикмаев И.Ф., Иртуганов Э.Н., Николаева Е.А., Сахибуллин Н.А., Гумеров Р.И., Склянов А.С., Глушков М.В., Борисов В.Д., Буренин Р.А., Зазнобин И.А., Кривонос Р.А., Ляпин А.Р., Медведев П.С., Мещеряков А.В., Сазонов С.Ю., Сюняев Р.А., Хорунжев Г.А., Гильфанов М.Р. Спектроскопическое определение красных смещений выборки далеких квазаров обсерватории СРГ по наблюдениям на РТТ-150. I. № 10, 689-701 (645-657).

Блинников С.И. см. Белкин С.О.; Гольдштейн А.А.

Бобылев В.В. Кинематика близких к Солнцу звезд типа Т Тельца из каталога Gaia DR2. № 2, 133–146 (131–143).

Бобылев В.В. см. Крисанова О.И.

Бобылев В.В., Байкова А.Т. Анализ тесных сближений звезд с солнечной системой. № 4, 274–284 (245–255).

Бобылев В.В., Крисанова О.И., Байкова Т.А. Изучение вращения Галактики по данным о мазерах и радиозвездах с РСДБ-измерениями их параллаксов. № 7, 470–479 (439–448).

Богачёв С.А. см. Борисенко А.В.

Борисенко А.В., Богачёв С.А. Влияние полярных корональных дыр на характеристики солнечного ветра в минимуме активности между 24 и 25 солнечными циклами. № 11, 802–813 (751–761).

Борисов В.Д. см. Бикмаев И.Ф.; Колбин А.И.

Борисов Н.В. см. Габдеев М.М.

Буренин Р.А. см. Бикмаев И.Ф.; Додин А.В.; Зазнобин И.А.; Хамитов И.М.; Хорунжев Г.А.

Бурлак М.А. см. Антипин С.В.; Архипова В.П.; Бердников Л.Н.; Додин А.В.

Вибе Д.З. см. Кочина О.В. Вольвач А.Е. см. Белкин С.О. Вольвач Л.Н. см. Белкин С.О. Вольнова А.А. см. Белкин С.О.

Габдеев М.М., Фатхуллин Т.А., Борисов Н.В., Шиманский В.В., Колбин А.И., Москвитин А.С., Аитов В.Н., Митиани Г.Ш. Результаты первого года программы поиска поляров 3BS. № 7, 514–519 (482–487).

Галазутдинова О.А. см. Тихонов Н.А.

Гильфанов М.Р. см. Бикмаев И.Ф.; Додин А.В.; Хорунжев Г.А.

Глушков М.В. см. Бикмаев И.Ф.; Хамитов И.М.

Головин Д.В. см. Малахов А.В.

Гольдштейн А.А., Блинников С.И. Изучение зависимости формы плато сверхновых типа II от металличности. № 5, 333–339 (312–318).

Гребенев А.С., Дворкович Ю.А., Князева В.С., Осташенко К.Д., Гребенев С.А., Мереминский И.А., Просветов А.В. Морфология кривых блеска рентгеновских новых Н 1743-322 и GX 339-4 во время их вспышек в период 2005–2019 гг. № 4, 231–251 (205–223).

Гребенев С.А. см. Белкин С.О.; Гребенев А.С.

Гроховская А.А. см. Малыгин Е.А.

Гулиев А.С., Гулиев Р.А. О существовании семейств долгопериодических комет планет-гигантов. № 10, 747-749 (702-704).

Гулиев Р.А. см. Гулиев А.С.

Гумеров Р.И. см. Бикмаев И.Ф.

Дамбис А.К. см. Бердников Л.Н.

Дворкович Ю.А. см. Гребенев А.С.

Демидова Т.В., Шевченко И.И. Долговременная динамика планетезималей в хаотических зонах планет. № 11, 827-836 (774-782).

Демянский М.И., Дорошкевич А.Г., Ларченкова Т.И. Лес линий Лайман-альфа как индикатор элементов крупномасштабной структуры. № 6, 383–394 (359–369).

Дитрих А.В. см. Эйсмонт Н.А.

Дмитриенко Е.С. см. Саванов И.С.

Додин А.В. см. Архипова В.П.; Потанин С.А.; Холтыгин А.Ф.

Додин А.В., Потанин С.А., Шатский Н.И., Белинский А.А., Атапин К.Е., Бурлак М.А., Егоров О.В., Татарников А.М., Постнов К.А., Бельведерский М.И., Буренин Р.А., Гильфанов М.Р., Медведев П.С., Мещеряков А.В., Сазонов С.Ю., Хорунжев Г.А., Сюняев Р.А. Оптическая спектроскопия объектов СРГ-еРОЗИТА на 2.5-м телескопе Кавказской гороной обсерватории ГАИШ МГУ. № 7, 459-469 (429-438).

Додонов С.Н. см. Зазнобин И.А.

Дорошкевич А.Г. см. Демянский М.И.

Дьячкова М.В. см. Малахов А.В.

Егоров О.В. см. Додин А.В.

Ермаш А.А., Пилипенко С.В., Лукаш В.Н. Оценки параметров внегалактического фона и шума путаницы для телескопа "Миллиметрон". № 5, 317–332 (298–311).

Ершов А.А. Мера дисперсии в направлении пульсара PSR B1530+27 по наблюдениям на частоте 111 МГц. № 12, 883-887 (825-829).

Еселевич М.В. см. Зазнобин И.А.; Хорунжев Г.А.

Есипов В.Ф. см. Архипова В.П.

Zhang Q. см. Не J.

Желтоухов С.Г. см. Потанин С.А.

Желтоухов С.Г., Татарников А.М., Шатский Н.И. Спектральный режим камеры ASTRONIRCAM. № 3, 201–211 (193–203).

Жугжда Ю.Д. Поверхностные и фундаментальные моды колебаний в тонких корональных арках. № 4, 285–291 (256–262).

Зазнобин И.А., Буренин Р.А., Бикмаев И.Ф., Хамитов И.М., Хорунжев Г.А., Ляпин А.Р., Еселевич М.В., Афанасьев В.Л., Додонов С.Н., Сюняев Р.А. Спектроскопические измерения красных смещений скоплений галактик, обнаруженных по данным обзора обсерватории им. Макса Планка. № 2, 79–91 (79–91).

Зазнобин И.А. см. Бикмаев И.Ф. Зубарева А.М. см. Антипин С.В.

Иванчик А.В. см. Клименко В.В. Иконникова Н.П. см. Антипин С.В.; Архипова В.П.; Бердников Л.Н.; Холтыгин А.Ф. Инасаридзе Р.Я. см. Белкин С.О. Иртуганов Э.Н. см. Бикмаев И.Ф.

Калашников И.Ю. см. Бескин В.С.

Кичигин Г.Н. Ускорение ионов во фронте нелинейных вистлеров. № 6, 451-456 (422-427).

Кияева О.В., Романенко Л.Г. Первые орбиты шести широких двойных звезд в окрестности Солнца на основе наблюдений Gaia DR2. № 8, 590–606 (555–571).

Клименко В.В., Иванчик А.В. Влияние радиативной накачки на населенность вращательных уровней молекул HD в диффузных молекулярных облаках межзвездной среды. № 4, 252–262 (224–234).

Клименко В.В., Иванчик А.В., Петижан П., Нотердам П., Шриананд Р. Оценка температуры реликтового излучения по линиям атомов СІ и молекул СО в межзвездной среде ранних галактик. № 11, 763–773 (715–725).

Клочкова В.Г., Панчук В.Е., Таволжанская Н.С., Юшкин М.В. Оптическая спектроскопия высокого разрешения post-AGB сверхгиганта V340 Ser (=IRAS 17279-1119). № 8, 562–574 (528–540).

Клунко Е.В. см. Белкин С.О.

Князев А.Ю. см. Бердников Л.Н.

Князева В.С. см. Гребенев А.С.

Князева И.С. см. Алексеев В.В.

Коваленко И.Д. см. Эйсмонт Н.А.

Колбин А.И. см. Габдеев М.М.

Колбин А.И., Борисов Н.В. Картирование белых карликов в системах типа АМ Нег. № 12, 868-882 (811-824).

Комиссарова Г.В. см. Архипова В.П.; Федотьева А.А.

Коротин С.А. Эффекты отклонения от ЛТР в линиях рубидия у холодных звезд. № 8, 575–583 (541–549).

Коротков Ф.В. см. Эйсмонт Н.А.

Кочина О.В., Вибе Д.З. Дейтерированные изотопологи воды и метанола в областях звездообразования. № 6, 405–414 (379–387).

Кравцов В.В. см. Бердников Л.Н.

Кривонос Р.А. см. Бикмаев И.Ф.

Крисанова О.И. см. Бобылев В.В.

Крисанова О.И., Бобылев В.В., Байкова Т.А. Параметры вращения галактики по звездам из областей активного звездообразования с данными из каталога Gaia DR2. № 6, 395–404 (370–378).

Кудряшов А.Д. см. Чугай Н.Н.

Куранов А.Г., Постнов К.А., Юнгельсон Л.Р. Популяционный синтез ультраярких рентгеновских источников с замагниченными нейтронными звездами. № 10, 702–720 (658–676).

Лаврухин А.С. см. Лукашенко А.Т.

Ландер В.Ю. см. Потанин С.А.

Ларченкова Т.И. см. Демянский М.И.

Лисов Д.И. см. Малахов А.В.

Литвак М.Л. см. Малахов А.В.

Лукаш В.Н. см. Ермаш А.А.

Лукашенко А.Т., Лаврухин А.С., Алексеев И.И., Беленькая Е.С. Возможность существования захваченной радиации у Меркурия. № 11, 814-826 (762-773).

Лукьянов Н.В. см. Малахов А.В.

Ляпин А.Р. см. Бикмаев И.Ф.; Зазнобин И.А.; Хамитов И.М.; Хорунжев Г.А.

Мазаева Е.Д. см. Белкин С.О.

Макаренко Н.Г. см. Алексеев В.В.

Малахов А.В., Митрофанов И.Г., Литвак М.Л., Санин А.Б., Головин Д.В., Дьячкова М.В., Никифоров С.Ю., Аникин А.А., Лисов Д.И., Лукьянов Н.В., Мокроусов М.И. "Оазисы" льдистой вечной мерзлоты вблизи экватора Марса: нейтронное картографирование планеты по данным прибора ФРЕНД на борту спутника ТGO российско-европейского проекта "ЭкзоМарс". № 6, 435–450 (407–421).

Малыгин Е.А., Шабловинская Е.С., Уклеин Р.И., Гроховская А.А. Измерение масс сверхмассивных черных дыр в ядрах двух активных галактик методом фотометрического эхокартирования. № 11, 774–782 (726–733).

Машонкина Л.И. см. Неретина М.Д.; Ситнова Т.М.

Медведев П.С. см. Бикмаев И.Ф.; Додин А.В.; Хорунжев Г.А.

Мельников С.С. см. Хамитов И.М.

Мереминский И.А. см. Гребенев А.С.

Мещеряков А.В. см. Бикмаев И.Ф.; Додин А.В.; Хорунжев Г.А.

Мжельский П.В. см. Эйсмонт Н.А.

Микрюков Д.В. Исследование устойчивости планетной системы на космогонических временах. № 5, 366–380 (344–358).

Минаев П.Ю., Позаненко А.С. GRB 200415А: гигантская вспышка магнетара или короткий гаммавсплеск? № 9, 611–623 (573–585).

Минаев П.Ю. см. Белкин С.О.

Митиани Г.Ш. см. Габдеев М.М.

Митрофанов И.Г. см. Малахов А.В.

Михайлов Е.А. см. Эйсмонт Н.А.

Мишин Е.О. см. Бердников Л.Н.

Моисеев А.В. см. Сильченко О.К.

Мокроусов М.И. см. Малахов А.В.

Молотов И.Е. см. Белкин С.О.

Москвитин А.С. см. Габдеев М.М.

Назаров В.Н. см. Эйсмонт Н.А.

Назиров Р.Р. см. Эйсмонт Н.А.

Неретина М.Д., Машонкина Л.И., Ситнова Т.М., Яковлева С.А., Беляев А.К. Влияние столкновений с атомами водорода на эффекты отклонений от ЛТР для КІ и СаІІ в атмосферах звезд. № 9, 660–668 (621–629).

Никифоров С.Ю. см. Малахов А.В.

Николаева Е.А. см. Бикмаев И.Ф.

Нестерёнок А.В. Столкновительная накачка мазеров ОН вблизи остатков сверхновых звезд. № 7, 480-493 (449-461).

Нотердам П. см. Клименко В.В.

Опарин Д.В. см. Сильченко О.К. **Осташенко К.Д.** см. Гребенев А.С.

Панов И.В., Юдин А.В. Образование тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды в тесной двойной системе. № 8, 552–561 (518–527).

Панчук В.Е. см. Клочкова В.Г.

Пастухова Е.Н. см. Бердников Л.Н.

Петижан П. см. Клименко В.В.

Петров С.Д. см. Цветков А.С.

Пилипенко С.В. см. Ермаш А.А.

Погодин А.В. см. Эйсмонт Н.А.

Позаненко А.С. см. Белкин С.О.; Минаев П.Ю.

Поляченко Е.В., Шухман И.Г. О механизме Линден-Белла образования баров в галактических дисках. № 1, 15–26 (12–23).

Постнов К.А. см. Додин А.В.; Куранов А.Г.; Потанин С.А.

Потанин С.А. см. Додин А.В.

Потанин С.А., Белинский А.А., Додин А.В., Желтоухов С.Г., Ландер В.Ю., Постнов К.А., Саввин А.Д., Татарников А.М., Черепащук А.М., Черясов Д.В., Чилингарян И.В., Шатский Н.И. Двухлучевой спектрограф для 2.5-м телескопа КВО ГАИШ МГУ. № 12, 894-912 (835-853).

Prasad S.N. см. Ansari A.A.

Просветов А.В. см. Гребенев А.С.

Разумовский М.В., Родин А.В. Моделирование атмосфер гравитационно-захваченных супер-Земель, вращающихся вокруг маломассивных родительских звезд, с использованием негидростатической модели общей циркуляции. № 6, 427–434 (400–406).

Решетников В.П. см. Смирнов Д.В.

Рева И.В. см. Белкин С.О.

Родин А.В. см. Разумовский М.В.

Романенко Л.Г. см. Кияева О.В.

Романовская А.М., Рябчикова Т.А., Шуляк Д.В. Эволюционный статус Ар-звезд HD 110066 и HD 153882. № 5, 353-365 (331-343).

Румянцева В.В. см. Белкин С.О.

Рябчикова Т.А. см. Романовская А.М.

Саванов И.С. О свойствах корональных выбросов массы у звезд поздних спектральных классов. № 12, 888-893 (830-834).

Саванов И.С., Дмитриенко Е.С. Активность молодого солнечного аналога — звезды с экзопланетой DS Tuc. № 3, 184—192 (177—184).

Саввин А.Д. см. Потанин С.А.

Сазонов С.Ю. см. Бикмаев И.Ф.; Додин А.В.; Хорунжев Г.А.

Санин А.Б. см. Малахов А.В.

Сафонов Б.С. см. Федотьева А.А.

Сахибуллин Н.А. см. Бикмаев И.Ф.

Сильченко О.К., Моисеев А.В., Опарин Д.В. Протяженный газовый диск в S0 галактике NGC 4143. № 5, 307—316 (289—297).

Ситнова Т.М., Яковлева С.А., Беляев А.К., Машонкина Л.И. Влияние столкновений с водородом на определение содержания титана в холодных звездах. № 2, 122–132 (120–130).

Ситнова Т.М. см. Неретина М.Д.

Склянов А.С. см. Бикмаев И.Ф.

Смирнов Д.В., Решетников В.П. Активные ядра среди галактик с полярными кольцами. № 8, 535–542 (501–508).

Соколовский К.В. см. Антипин С.В.

Соловьев А.А. Уединенный факельный узел: фонтанная магнитная структура и температурный профиль. № 11, 792-801 (741-750).

Сюняев Р.А. см. Додин А.В.; Зазнобин И.А.; Хорунжев Г.А.

Таволжанская Н.С. см. Клочкова В.Г.

Тарасов А.Е. Спектроскопия В- и Ве-звезд в молодом рассеянном звездном скоплении NGC 581 (V 103). № 7, 505–513 (473–481).

Тарасова Т.Н. см. Татарникова А.А.

Татарников А.М. см. Додин А.В.; Желтоухов С.Г.; Потанин С.А.; Татарникова А.А.; Федотьева А.А.

Татарникова А.А., Татарников А.М., Тарасова Т.Н. Определение физических параметров системы V1413 Aql в спокойном и активном состояниях 2012–2017 гг. № 1, 27–40 (24–37).

Тихонов Н.А., Галазутдинова О.А. Расстояние до сейфертовской галактики NGC 1672 и ее звездное строение. № 9, 624–632 (586–594).

Токовинин А.А. Орбиты и структура четверных систем GJ 225.1 и FIN 332. № 9, 651-659 (612-620). **Томинага Н.** см. Белкин С.О.

Трегубов А.И. см. Эйсмонт Н.А.

Трофимов Д.А. см. Цветков А.С.

Уклеин Р.И. см. Малыгин Е.А.

Фадеев Ю.А. Эволюционные и гидродинамические модели короткопериодических цефеид. № 5, 345–352 (324–330).

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Фадеев Ю.А. Эволюционный статус и фундаментальные параметры цефеиды V1033 Cyg. № 8, 584– 589 (550–554).

Фадеев Ю.А. Эволюционный статус пульсирующих переменных типа W Vir. № 11, 783-791 (734-740).

Фатхуллин Т.А. см. Габдеев М.М.

Федотьева А.А., Татарников А.М., Сафонов Б.С., Шенаврин В.И., Комиссарова Г.В. Модель пылевой оболочки углеродной мириды V CrB по данным фотометрии, спектроскопии ИК-диапазона и спекл-поляриметрии. № 1, 41–60 (38–57).

Хамитов И.М., Бикмаев И.Ф., Буренин Р.А., Глушков М.В., Мельников С.С., Ляпин А.Р. Измерения красных смещений галактик в скоплениях методом многощелевой спектроскопии на 1.5-м телескопе PTT-150. № 1, 3–14 (1–11).

Хамитов И.М. см. Зазнобин И.А.

He J., Zhang Q. Study on electron density diagnostics of silicon VIII ion for non-Maxwellian distribution in solar transition region. N_{2} 1, 76 (72–78).

Холтыгин А.Ф., Иконникова Н.П., Додин А.В., Циопа О.А. Сверхбыстрая переменность профилей линий в спектрах ρ Leo: новые результаты. № 3, 175–183 (168–176).

Хорунжев Г.А. см. Бикмаев И.Ф.; Додин А.В.; Зазнобин И.А.

Хорунжев Г.А., Мещеряков А.В., Буренин Р.А., Ляпин А.Р., Медведев П.С., Сазонов С.Ю., Еселевич М.В., Сюняев Р.А., Гильфанов М.Р. Первые далекие рентгеновские квазары ($z \sim 4$) среди источников, открытых телескопом еРОЗИТА орбитальной обсерватории СРГ в ходе глубокого обзора области Дыры Локмана. № 3, 155–162 (149–155).

Цап Ю.Т., Исаева Е.А., Копылова Ю.Г. Об эволюции полос на динамических спектрах солнечных радиовсплесков II типа. № 2, 147–151 (144–148).

Цветков А.С., Амосов Ф.А. Использование сферических функций в галактоцентрической системе координат для исследования кинематики шаровых звездных скоплений. № 8, 543–551 (509–517).

Цветков А.С., Амосов Ф.А., Трофимов Д.А., Петров С.Д. Исследование кинематики звезд каталога GAIA Data Release 2 with Radial Velocities с помощью скалярных и векторных сферических функций. № 1, 61–75 (58–71).

Циопа О.А. см. Холтыгин А.Ф.

Человеков И.В. см. Белкин С.О.

Черепащук А.М. см. Потанин С.А.

Черясов Д.В. см. Потанин С.А.

Честнов И.Д. см. Белкин С.О.

Чилингарян И.В. см. Потанин С.А.

Чугай Н.Н. Первый день сверхновой типа IIP SN 2013fs: Н α от ускоренного газа перед ударной волной. № 5, 340–345 (319–323).

Чугай Н.Н., Кудряшов А.Д. Содержание ⁷Ве в новой V5668 Sgr не противоречит теории. № 2, 92–99 (92–99).

Чугай Н.Н. Ранняя болометрическая светимость SN 2013fs без фотометрии. № 9, 633-639 (595-600).

Шабловинская Е.С. см. Малыгин Е.А.

Шатский Н.И. см. Додин А.В.; Желтоухов С.Г.; Потанин С.А.

Шенаврин В.И. см. Архипова В.П.; Федотьева А.А.

Шиманский В.В. см. Габдеев М.М.

Шиманчук Д.В., Шмыров А.С., Шмыров В.А. Управляемое движение солнечного паруса в окрестности коллинеарной точки либрации. № 3, 193–200 (185–192).

Шмыров А.С. см. Шиманчук Д.В.

Шмыров В.А. см. Шиманчук Д.В.

Шриананд Р. см. Клименко В.В.

Шуляк Д.В. см. Романовская А.М. **Шухман И.Г.** см. Поляченко Е.В.

Эйсмонт Н.А., Коваленко И.Д., Назаров В.Н., Назиров Р.Р., Коротков Ф.В., Погодин А.В., Мжельский П.В., Михайлов Е.А., Дитрих А.В., Трегубов А.И. Управление орбитальным движением и ориентацией космической обсерватории Спектр-Рентген-Гамма. № 4, 292–303 (263–274).

Юдин А.В. см. Панов И.В. Юнгельсон Л.Р. см. Куранов А.Г. Юшкин М.В. см. Клочкова В.Г.

Якоб А.М. см. Бердников Л.Н. **Яковлева С.А.** см. Неретина М.Д.; Ситнова Т.М.

308