_

Том 97, номер 7, 2020

Транзиенты экзопланет: возможные изменения коэффициентов потемнения к краю затмеваемых звезд на коротких временны́х интервалах	
М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев	531
Возможный новый тип оболочек горячих юпитеров	
А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало	538
Наблюдения теней черных дыр с помощью наземно-космических интерферометров	
Е. В. Михеева, С. В. Репин, В. Н. Лукаш	555
Эволюция мазерного излучения ОН и H ₂ O в области активного звездообразования NGC 2071	
Н. Т. Ашимбаева, П. Колом, В. В. Краснов, Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, А. М. Толмачев	564
Классификация молодых пульсаров и эмпирическая эволюция регулярного параметра торможения	
А. П. Глушак	581
Мультипериодичность в изменениях орбитального периода затменно-двойной системы Z Per	
А. И. Халиуллина	599
Убегание атомов кислорода из атмосферы при протонных полярных сияниях на Марсе	
В. И. Шематович, Е. С. Калиничева	608

УДК 524.3-17

ТРАНЗИЕНТЫ ЭКЗОПЛАНЕТ: ВОЗМОЖНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОТЕМНЕНИЯ К КРАЮ ЗАТМЕВАЕМЫХ ЗВЕЗД НА КОРОТКИХ ВРЕМЕННЫ́Х ИНТЕРВАЛАХ

© 2020 г. М. К. Абубекеров^{1, *}, Н. Ю. Гостев^{1, **}

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

> **E-mail: marat@sai.msu.ru* ***E-mail: ngostev@mail.ru* Поступила в редакцию 27.02.2020 г. После доработки 30.03.2020 г. Принята к публикации 30.03.2020 г.

Выполнена интерпретация высокоточных транзитных кривых блеска двойных систем с экзопланетами Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b для трех разных эпох. Продемонстрировано, что значения коэффициентов потемнения звезды к краю для каждой из эпох значимо отличаются, в то время как геометрические параметры для каждой из эпох в пределах ошибок хорошо согласуются между собой. Показано, что для надежного определения коэффициентов потемнения к краю требуются методы, "очищающие" наблюдаемые транзитные кривые блеска от эффектов, вызванных неоднородностью поверхности.

DOI: 10.31857/S0004629920080010

1. ВВЕДЕНИЕ

Транзитные кривые блеска содержат важную информацию не только о геометрических параметрах двойной (радиус звезды, радиус планеты, наклонение орбиты), но и коэффициенты потемнения к краю, которые косвенно содержат важную информацию об атмосфере звезды. При этом часто встает вопрос об адекватности классической модели потемнения к краю наблюдательным данным, в частности, из-за различных неоднородных структур на поверхности звезды.

Авторы в рамках решения этой задачи получили для разных эпох эмпирические значения коэффициентов потемнения к краю материнских звезд хорошо изученных двойных систем с экзопланетами Kepler-5b, Kepler-6b и Kepler-7b. Эмпирические значения коэффициентов потемнения к краю получены на основе транзитных кривых блеска двойных систем из работ [1–3]. Расчет значений коэффициентов потемнения выполнен для квадратичного закона потемнения диска звезды к краю.

Исходные анализируемые транзитные кривые блеска содержат около 2100 значений блеска, полученных в течение 44 сут. Авторы разделили эти данные на три равных сета по ~15 сут в каждом. Каждый такой наблюдательный сет содержал около 700 значений блеска двойной. Результаты интерпретации показали, что геометрические параметры каждой двойной, полученные на основе наблюдательных данных каждого сета, хорошо согласуются между собой. В то же время значения коэффициентов потемнения к краю значимо отличаются.

2. МЕТОД ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Метод интерпретации наблюдаемых транзитных кривых блеска двойной системы с экзопланетой основан на алгоритме высокоточного вычисления блеска при транзите планеты по диску звезды, описанному в цикле работ [4–9].

Использовалась модель двух сферических звезд на круговой орбите в отсутствие эффектов отражения и эллипсоидальности. Относительный радиус полости Роша в десятки раз больше радиуса планеты [10]. Поэтому наше предположение о сферичности планеты вполне обосновано. То же самое можно сказать и об оптической звезде.

При расчете кривой блеска в качестве функций распределения яркости по диску звезды ис-



Рис. 1. Наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-5b, полученная в фильтре *r* из работы [1]. Сплошная линия — оптимальная теоретическая кривая, полученная в предположении квадратичного закона потемнения диска звезды к краю.

пользовался квадратичный закон потемнения к краю диска,

$$I(\rho) = I_0 \left[1 - x \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}} \right) - y \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}} \right)^2 \right].$$
 (1)

Здесь ρ — полярное расстояние от центра диска звезды, I_0 — яркость в центре диска, а r_s — радиус диска звезды. Яркость в центре планеты и соответственно яркость в любой точке ее диска предполагается равной нулю. Планета в орбитальной фазе $\theta = \pi$ затмевает звезду. Единицей длины в наших моделях является расстояние между центрами масс звезды и планеты a (a = 1), орбита считается круговой. "Третий свет" в модели отсутствует. Радиус планеты обозначен как r_p . Искомыми параметрами модели являются радиусы звезды и планеты r_s и r_p , угол наклона орбиты i, коэффициент потемнения к краю x, в случае квадратичного закона потемнения к краю также и коэффициент потемнения y.

Полный блеск системы предполагается известным, в используемой нормировке он равен единице. Считаем, что наблюдаемые значения блеска распределены по нормальному закону. Также предполагаются известными стандартные отклонения наблюдаемых значений блеска **о**.

3. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

В работе выполнен анализ высокоточных транзитных кривых блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b из работ [1–3]. Кривые блеска были получены на космической обсерватории Kepler с 1 мая по 14 июня 2009 г.

Звездные системы Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b являются объектами ~13^m звездной величины. Кривые блеска получены в фотометрическом фильтре *r* фотометрической системы Ганна (ugriz). Центральная длина волны полосы пропускания $\lambda_0 = 6550$ Å, полуширина полосы пропускания $\Delta \lambda = 900$ Å. Транзитные кривые блеска каждой исследуемой системы включают в себя около 2100 индивидуальных значений ее блеска, большинство которых приходится на внезатменную часть кривой блеска.

Точность транзитных кривых блеска двойных систем Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b в интенсивностях составила $\sigma = 1.3759 \times 10^{-4}$, $\sigma = 1.2874 \times 10^{-4}$, $\sigma = 1.0248 \times 10^{-4}$ соответственно. Относительная ошибка (по отношению к глубине затмения) исследуемых в работе транзитных кривых блеска составляет ~ 1%. Наблюдаемые транзитные кривые блеска систем Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b представлены на рис. 1–3 соответственно.



Рис. 2. Наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-6b, полученная в фильтре *r* из работы [2]. Сплошная линия — оптимальная теоретическая кривая, полученная в предположении квадратичного закона потемнения диска звезды к краю.



Рис. 3. Наблюдаемая кривая блеска двойной системы с экзопланетой Kepler-7b, полученная в фильтре *r* из работы [3]. Сплошная линия — оптимальная теоретическая кривая, полученная в предположении квадратичного закона потемнения диска звезды к краю.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020

АБУБЕКЕРОВ, ГОСТЕВ

Параметры	$1^{d} - 15^{d}(t_{1})$	$15^d - 30^d (t_2)$	$30^d - 44^d (t_3)$	$1^d - 44^d (t_4)$	Теория
x	0.256 ± 0.26	-0.270 ± 0.42	-0.343 ± 0.33	-0.0632 ± 0.18	0.279
У	0.297 ± 0.36	1.041 ± 0.66	1.241 ± 0.57	0.744 ± 0.27	0.363
r _s	0.2069 ± 0.0046	0.2129 ± 0.0056	0.2029 ± 0.0063	0.2091 ± 0.0029	—
r_p	0.0172 ± 0.00056	0.0174 ± 0.00070	0.0163 ± 0.00074	0.0172 ± 0.00036	_
<i>і</i> , град	82.03 ± 0.47	81.64 ± 0.62	82.65 ± 0.74	81.91 ± 0.33	_
χ^2	1.165	0.980	0.999	1.049	—

Таблица 1. Результаты интерпретации кривых блеска двойных звездных систем с экзопланетой Kepler-5b в эпохи t_1, t_2, t_3, t_4 и теоретические значения коэффициентов потемнения к краю из работы [11]

Таблица 2. Результаты интерпретации кривых блеска двойных звездных систем с экзопланетой Kepler-6b в эпохи t_1 , t_2 , t_3 , t_4 и теоретические значения коэффициентов потемнения к краю из работы [11]

Параметры	$1^{d} - 15^{d}(t_{1})$	$15^d - 30^d (t_2)$	$30^d - 44^d (t_3)$	$1^d - 44^d (t_4)$	Теория
x	0.319 ± 0.28	0.382 ± 0.22	0.748 ± 0.23	0.386 ± 0.24	0.366
У	0.440 ± 0.44	0.314 ± 0.35	-0.144 ± 0.33	0.374 ± 0.32	0.314
r_s	0.1801 ± 0.0025	0.1780 ± 0.0026	0.1949 ± 0.0027	0.1785 ± 0.0016	—
r_p	0.01795 ± 0.00040	0.01769 ± 0.00042	0.02023 ± 0.00044	0.0177 ± 0.00029	—
і, град	82.98 ± 0.27	83.11 ± 0.0029	81.64 ± 0.30	83.15 ± 0.18	—
χ^2	1.051	1.015	1.47	1.073	—

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ТРАНЗИТНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА

В астрофизических исследованиях возникает необходимость в учете потемнения звездного диска к краю. Коэффициенты потемнения к краю в предположении различных законов потемнения уже неоднократно вычислены в рамках различных теоретических одномерных моделей тонких звездных атмосфер (например, ATLAS и PHOENIX). Однако высокоточные транзитные кривые блеска дают возможность получения эмпирических значений коэффициентов потемнения звезды к краю непосредственно из наблюдательного материала.

Авторы данной работы поставили задачу выяснить, насколько надежно значение коэффициентов потемнения к краю, вычисляемых на основе высокоточной транзитной кривой блеска. Для этого использовались кривые блеска двойных звездных систем с экзопланетами Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b. Как уже отмечено выше, каждая транзитная кривая блеска включала в себя около 2100 индивидуальных значений блеска, полученных в течение 44 сут. Авторы разделили 44-х суточную кривую блеска на три наблюдательных сета. Первый сет включал в себя индивидуальные значения блеска, полученные с 1-го дня наблюдения по 15-й (t_1). Второй сет – с 15-го по 30-й день (t_2). Третий – с 30-го по 44-й (t_3). В каж-

дый наблюдательный сет вошло около 700 значений кривых блеска. В работе выполнено определение параметров двойной на основе транзитных кривых блеска указанных наблюдательных сетов. Также выполнена интерпретация полной транзитной кривой блеска (t_4), включающей в себя ~2100 индивидуальных значений блеска.

Вычисление коэффициентов выполнено в предположении квадратичного закона потемнения диска звезды к краю согласно (1). Минимизация невязки производилась одновременно по всем параметрам. Искомыми параметрами являлись радиус звезды r_s , радиус планеты r_p , наклонение орбиты *i*, линейный *x* и квадратичный *y* коэффициенты потемнения звездного диска к краю согласно (1).

Результаты интерпретации отдельных сетов кривой блеска и полной кривой блеска двойной системы Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b представлены в табл. 1–3. Ошибки искомых параметров получены методом Монте–Карло.

В последнем столбце "Теория" табл. 1-3 приведены теоретические значения коэффициентов потемнения звезды к краю из работы [11], полученные в предположении квадратичного закона потемнения звезды к краю. Теоретические значения коэффициентов потемнения к краю приведены для фильтра r (фотометрической системы ugriz).

Параметры	$1^d - 15^d (t_1)$	$15^d - 30^d (t_2)$	$30^d - 44^d (t_3)$	$1^d - 44^d (t_4)$	Теория
x	0.511 ± 0.21	0.0428 ± 0.75	0.104 ± 0.30	0.226 ± 0.15	0.316
У	0.0384 ± 0.28	0.657 ± 1.0	0.658 ± 0.50	0.435 ± 0.22	0.344
r_s	0.1710 ± 0.0028	0.1734 ± 0.0046	0.1701 ± 0.0038	0.1711 ± 0.0019	_
r_p	0.01453 ± 0.00037	0.01448 ± 0.00058	0.01407 ± 0.00054	0.01433 ± 0.00025	_
<i>і</i> , град	83.24 ± 0.29	83.14 ± 0.45	83.46 ± 0.44	83.3 ± 0.19	_
χ^2	0.919	1.0693	1.20	1.054	—

Таблица 3. Результаты интерпретации кривых блеска двойных звездных систем с экзопланетой Kepler-7b в эпохи t_1, t_2, t_3, t_4 и теоретические значения коэффициентов потемнения к краю из работы [11]

Наиболее чувствительной частью кривых блеска к значениям коэффициентов потемнения к краю является область кривой блеска вблизи минимума. На рис. 4—6 представлены части оптимальных теоретических кривых блеска для наблюдательных данных эпох t_1 , t_2 , t_3 и t_4 . Из рисунков видно, что разброс значений оптимальных кривых блеска разных эпох вблизи минимума составляет сотые и тысячные доли процента.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Из приведенных выше таблиц, содержащих значения коэффициентов потемнения к краю и значения геометрических параметров, видно, что значения геометрических параметров для разных наблюдательных сетов хорошо согласуются друг с другом. В то же время значения коэффициентов потемнения к краю значительно отличаются друг от друга. Также следует отметить, что в подавляющем большинстве случаев коэффициенты потемнения к краю, полученные на основе кривых блеска разных эпох, значимо отличаются и от теоретических значений из работы [11].

Коэффициенты потемнения к краю оказываются весьма чувствительны к неоднородностям транзитной кривой блеска. Неоднородности могут быть связаны с различными физическими процессами как на поверхности звезды, так процессами в двойной системе.

Прежде всего неоднородности кривой блеска могут быть вызваны пятнами на поверхности звезды. Так, например, в работе [12] на основе четырехлетнего анализа кривой блеска звезды класса К Kepler-210 были выявлены модуляции активности звезды и их сезонность. Показано, что модуляции активности развиваются по определенной схеме, напоминающей изменения от солнечных пятен во время солнечного магнитного



Рис. 4. Фрагменты оптимальных кривых блеска двойной системы Kepler-5b, полученные по наблюдательным данным в эпохи t_1 (мелкая штриховая (красная) линия), t_2 (штриховая (зеленая) линия), t_3 (штрих-пунктирная (синяя) линия) и t_4 (сплошная (черная) линия).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020



Рис. 5. То же, что на рис. 4, для двойной системы Kepler-6b.



Рис. 6. То же, что на рис. 4, для двойной системы Kepler-7b.

цикла. Авторы работы [12] в предположении дифференциального вращения оценили время жизни пятна звезды Kepler-210 в 60—90 дней. Выполненные в [13] работы по картированию поверхности звезд поздних спектральных классов с температурой на поверхности 3000—6500 К по транзитным кривым блеска уверенно подтверждают наличие пятен на поверхности этих звезд.

Мы обоснованно можем предположить, что значение радиуса и периода вращения звезд Кеpler-5, Kepler-6 и Kepler-7 близки к радиусу и периоду вращения Солнца. Несколько пятен или десятков пятен среднего размера (~10000–30000 км) на Солнце дают вариации блеска Солнца в несколько сотых и тысячных долей процента.

Аналогичное поведение кривых блеска на временах в полпериода вращения Солнца вокруг своей оси мы наблюдаем и у звезд Kepler-5, Kepler-6 и Kepler-7. Как отмечено выше, оптимальные кривые блеска для эпох t_1 , t_2 , t_3 отличаются друг от друга (см. рис. 4–6) на тысячные и сотые доли процента (или 10^{-5} – 10^{-4} в величинах относительной интенсивности). Таким образом, наблюдаемые вариации кривых блеска вблизи минимума на временах ~15 сут являются косвенным ука-

занием на наличие пятен на поверхности звезд Kepler-5, Kepler-6 и Kepler-7.

Отметим, что неоднородность в транзитную кривую блеска также может привносить и планета, форма которой может быть отлична от сферической (несмотря на то, что планета не заполняет полость Роша). Трехмерное газодинамическое моделирование показывает, что атмосфера горячего Юпитера, в силу близости к звезде, активно истекает [14]. Картина истечения горячего Юпитера многократно усложняется ударной волной, образуемой при столкновении звездного ветра и атмосферы планеты, а также взаимодействием магнитных полей звезды и планеты, вследствие чего аппроксимация планеты сферой может быть все-таки недостаточно корректной [15].

Не исключено, что расхождение между теоретическими и наблюдаемыми коэффициентами потемнения к краю, обнаруженное в работах [6, 16], вызвано именно физическими процессами, остающимися за рамками модели, используемой для интерпретации двойной системы. Для ответственных выводов о значениях наблюдаемых коэффициентов потемнения к краю транзитные кривые блеска должны быть максимально "очищены" от возможного влияния неоднородностей поверхности звезды. Требуются наблюдения в периоды минимальной активности звезды.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значимое различие коэффициентов потемнения к краю указывает на наличие активных физических процессов на поверхности звезд. Определение точных значений коэффициентов потемнения к краю на основе транзитной кривой затруднено. Требуется использование специальных методов, компенсирующих и учитывающих влияние неоднородной поверхности звезды на транзитную кривую (напр., [17]).

Или же определение значений коэффициентов потемнения к краю должно происходить на массиве наблюдательных данных, охватывающем несколько периодов вращения звезды. Массив наблюдательных данных, содержащий значения блеска за несколько периодов вращения звезды, статистически усреднит и тем самым минимизирует влияние пятен при определении коэффициентов потемнения звезды к краю. Подчеркнем еще раз, что транзитные кривые блеска являются источником не только информации о геометрических параметрах двойной системы (радиуса звезды и планеты, наклонения орбиты), но и являются уникальным источником информации о потемнении к краю звезд разных спектральных классов. С этой точки зрения двойная система с экзопланетой представляет собой уникальную возможность проверки достоверности нашего понимания физики звездных атмосфер и формирования эффекта потемнения диска звезды к краю.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят академика А.М. Черепащука за полезные советы и обсуждение данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. D. G. Koch, W. J. Borucki, J. F. Rowe, N. M. Batalha, et al., Astrophys. J. 713, L131 (2010).
- 2. E. W. Dunham, W. J. Borucki, D. G. Koch, N. M. Batalha, et al., Astrophys. J. **713**, L136 (2010).
- 3. D. W. Latham, W. J. Borucki, D. G. Koch, T. M. Brown, et al., Astrophys. J. **713**, L140 (2010).
- 4. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепащук,* Астрон. журн. **85**, 121 (2008).
- 5. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепащук*, Астрон. журн. **86**, 778 (2009).
- 6. *М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев, А. М. Черепащук,* Астрон. журн. **87**, 1199 (2010).
- 7. *M. K. Abubekerov and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **432**, 2216 (2013).
- 8. *M. K. Abubekerov and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **459**, 2078 (2016).
- 9. *M. K. Abubekerov and N. Yu. Gostev*, Astron. and Атыstrophys. **633**, id. A96 (2020).
- 10. Н. Ю. Гостев, Астрон. журн. 88 (7), 704 (2011).
- 11. A. Claret, Astron. and Astrophys. 428, 1001 (2004).
- 12. P. Ioannidis and J. H. M. M. Schmitt, Astron. and Atustrophys. 594, id. A41 (2016).
- 13. E. Aronson and N. Piskunov, Astrophys. J. 155 (5), id. 208 (2018).
- 14. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 475, 605 (2018).
- 15. *T. Matsakos, A. Uribe, and A. Konigl*, Astron. and Aтыstrophys. **578**, id. A6 (2015).
- 16. A. Claret, Astron. and Astrophys. 506, 1335 (2009).
- 17. E. Aronson and N. Piskunov, Astron. and Astrophys. 630, id. A122 (2019).

УДК 524.3-17

ВОЗМОЖНЫЙ НОВЫЙ ТИП ОБОЛОЧЕК ГОРЯЧИХ ЮПИТЕРОВ

© 2020 г. А. Г. Жилкин^{1, *}, Д. В. Бисикало¹

 ¹ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия *E-mail: zhilkin@inasan.ru Поступила в редакцию 03.03.2020 г. После доработки 13.03.2020 г. Принята к публикации 30.03.2020 г.

В работе с помощью трехмерного численного моделирования исследована структура течения в окрестности горячего юпитера в случае суб-альфвеновского режима обтекания планеты звездным ветром. В качестве примера рассмотрен горячий юпитер HD 209458b. Величина магнитного момента планеты задавалась равной 0.1 от магнитного момента Юпитера. Среднее магнитное поле на поверхности родительской звезды было принято равным 0.5 Гс, что соответствует относительно сильному полю ветра. Наши расчеты показали, что в таких условиях вокруг горячего юпитера формируется квазизамкнутая ионосферная (газовая) оболочка с наведенной безударной магнитосферой. Под влиянием сильного магнитного поля звездного ветра вещество оболочки, истекающее из внутренней точки Лагранжа, движется не вдоль баллистической траектории, а вдоль силовых линий магнитного поля ветра в направлении к звезде. Поэтому можно сказать, что в суб-альфвеновском режиме обтекания обнаруживается новый тип ионосферных оболочек горячих юпитеров, дополняющий классификацию, предложенную ранее на основе результатов чисто газодинамического моделирования. Обсуждаются возможные особенности наблюдательных проявлений таких оболочек.

DOI: 10.31857/S0004629920080095

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование структуры газовых оболочек горячих экзопланет-гигантов является одной из наиболее актуальных проблем современной астрофизики. Прежде всего это относится к горячим юпитерам, которые представляют собой экзопланеты с массой порядка массы Юпитера, расположенные в непосредственной близости от родительской звезды [1]. Открытие первого горячего юпитера состоялось в 1995 г. [2]. Вследствие близкого расположения к родительской звезде и относительно больших размеров газовые оболочки горячих юпитеров могут переполнять свои полости Роша. В результате могут формироваться интенсивные истечения газа как на ночной стороне (окрестность точки Лагранжа L_2), так и на дневной стороне (окрестность внутренней точки Лагранжа L_1) планеты [3, 4]. На наличие таких истечений косвенно указывает избыточное поглощение излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне, наблюдаемое у некоторых горячих юпитеров во время их прохождения по диску родительской звезды [5-11]. Эти выводы подтверждаются непосредственными численными расчетами в рамках одномерных аэрономических моделей [1, 12–15].

В работах [16—21] для исследования структуры газовых оболочек горячих юпитеров использовалось трехмерное численное моделирование. Как показали эти расчеты, в зависимости от параметров модели в процессе взаимодействия звездного ветра с расширяющейся оболочкой горячего юпитера могут формироваться структуры трех основных типов [16]. Если атмосфера планеты полностью располагается внутри ее полости Роша, то формируется замкнутая оболочка. Если поток вещества из внутренней точки Лагранжа L₁ останавливается динамическим давлением звездного ветра, то формируется квазизамкнутая оболочка. Наконец, если динамического давления звездного ветра оказывается недостаточно для остановки истечения из точки Лагранжа L₁, формируется открытая оболочка. В работе [16] получено, что тип формирующейся оболочки в существенной мере определяет темп потери массы горячего юпитера. В случае замкнутых и квазизамкнутых оболочек скорость потери массы горячих юпитеров оказывается значительно меньшей, чем в случае открытой оболочки. Однако следует отметить, что существуют и другие точки зрения на этот вопрос. Так, в работах [22-26] заметной зависимости скорости потери массы планетой от силы звездного ветра не обнаружено, в то время как тип оболочки менялся от открытого типа до закрытого.

Учет собственного магнитного поля планеты не приводит к каким-либо существенным изменениям классификации газовых оболочек, предложенной на основе численного моделирования в рамках чисто газодинамического приближения. Это обусловлено тем, что собственное магнитное поле горячих юпитеров является достаточно слабым. В самом деле, наблюдательные [27-30] и теоретические [31] оценки показывают, что характерное значение магнитного момента горячих юпитеров составляет величину (0.1-0.2)µ_{iun}, где $\mu_{jup} = 1.53 \times 10^{30}$ Гс см³ – магнитный момент Юпитера. Это объясняется тем, что из-за сильных приливных возмущений от родительской звезды собственное вращение типичного горячего юпитера переходит в состояние синхронного с его орбитальным движением вращения в течение нескольких миллионов лет [32]. В результате такой синхронизации процесс динамо-генерации магнитного поля в недрах планеты становится неэффективным. В действительности вопрос о величине магнитного поля остается открытым, поскольку магнитное поле горячих юпитеров может генерироваться не только в недрах, но и в верхних слоях атмосферы. Дело в том, что за счет процессов тепловой ионизации и жесткого излучения родительской звезды верхняя атмосфера горячих юпитеров состоит из почти полностью ионизованного газа [20]. Поэтому ее можно назвать ионосферной оболочкой. Расчеты показывают [33–36], что в ионосферной оболочке горячего юпитера формируется сложная картина распределения крупномасштабных (зональных) ветров, в которой магнитные поля играют важную роль. Наконец, из-за близкого расположения к родительской звезде горячие юпитеры могут обладать довольно сильным собственным магнитным полем, наведенным магнитным полем звездного ветра. Как показывают расчеты, представленные в работе [37], соответствующий магнитный момент такого поля может составлять от 10 до 20% магнитного момента Юпитера, что во много раз превышает величину дипольного момента наведенного магнитного поля Венеры и Марса. Фактически это означает, что вопрос о величине и конфигурации магнитного поля в горячих юпитерах остается открытым. Однако в дальнейших рассуждениях мы будем предполагать, что поле горячего юпитера является дипольным, и соответствующий магнитный момент не превышает 0.1 от магнитного момента Юпитера.

Магнитное поле учитывалось в одномерных [38–40], двумерных [41] и трехмерных [39, 42, 43] численных аэрономических моделях атмосфер горячих юпитеров. Однако авторы этих работ рассматривали только непосредственную окрестность планеты, а оценки темпов потери массы выполняли без учета наличия протяженных обо-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020

лочек. Трехмерное численное моделирование в широкой пространственной области проводилось лишь в работе [43], в которой было получено МГД решение для экзопланет с открытыми и квазизамкнутыми оболочками. В работах [44, 45] мы проводили численное моделирование структуры течения в окрестности горячего юпитера WASP 12b с учетом влияния собственного дипольного магнитного поля планеты. Было показано, что лаже относительно слабое магнитное поле планеты может заметно ослабить темп потери массы по сравнению с чисто газодинамическим случаем. Было также обнаружено, что магнитное поле может вызывать пульсации потока вещества во внешних частях ионосферной оболочки горячего юпитера [45]. Пульсации, вызванные течением планетарной плазмы в магнитном поле планеты, были обнаружены в работе [41], где они были связаны с накоплением магнитного потока и его пересоелинением.

В нашей недавней работе [46] было проанализировано влияние магнитного поля звездного ветра на процесс его обтекания атмосферы горячего юпитера. Было показано, что в случае горячих юпитеров этот эффект может оказаться чрезвычайно важным. Это обусловлено тем, что почти все горячие юпитеры располагаются в субальфвеновской зоне звездного ветра родительской звезды, где скорость ветра меньше альфвеновской скорости. С учетом орбитального движения планеты скорость обтекания оказывается близкой к альфвеновской скорости. Поэтому может реализоваться как сверх-альфвеновский, так и суб-альфвеновский режимы обтекания. Отметим, что в сверх-альфвеновском режиме магнитосфера горячего юпитера будет содержать все основные элементы (ударная волна, магнитопауза, магнитосферный хвост и другие), присутствующие в магнитосферах планет Солнечной системы [47, 48]. В случае суб-альфвеновского режима обтекания головная ударная волна в структуре магнитосферы будет отсутствовать [49]. Интересно отметить, что прохождение корональных выбросов массы вблизи горячего юпитера [18-21, 50] может приводить к переключению между субальфвеновским и сверх-альфвеновским режимами обтекания. При этом может происходить как исчезновение, так и появление ударной волны вокруг горячего юпитера [51].

Трехмерное численное моделирование структуры протяженной ионосферной оболочки горячего юпитера в случае сверх-альфвеновского режима обтекания звездным ветром проведено в нашей работе [52]. Величина магнитного момента планеты задавалась равной 0.1 от магнитного момента Юпитера. Расчеты показали, в этом случае типы газовых (ионосферных) оболочек оказываются такими же, как в газодинамике. В частности, при определенных условиях вокруг горячего юпитера формируется квазизамкнутая газовая (ионосферная) оболочка с наведенной ударной магнитосферой, детальная структура которой определяется наклоном магнитного диполя. При этом была обнаружена зависимость темпа потери массы от ориентации дипольного магнитного поля планеты. Расчеты показали, что скорость потери массы возрастает с увеличением угла между направлением на звезду и направлением на ближайший к внутренней точке Лагранжа магнитный полюс, что можно объяснить соответствующим ростом электромагнитных сил, препятствующих свободному движению вещества в формирующемся истечении.

В данной работе рассматривается случай, когда реализуется суб-альфвеновский режим обтекания. Как показывают расчеты, в этом режиме обнаруживается новый тип оболочек горячих юпитеров, поскольку под влиянием сильного магнитного поля звездного ветра вещество из внутренней точки Лагранжа движется не вдоль баллистической траектории, а вдоль силовых линий магнитного поля ветра. Очевидно, что наблюдательные проявления таких оболочек должны иметь важные отличия в сравнении с оболочками, формирующимися в сверх-альфвеновском режиме обтекания.

Структура статьи организована следующим образом. В разделе 2 описана использованная нами МГД модель звездного ветра. В разделе 3 описана трехмерная численная модель. В разделе 4 представлены результаты расчетов. В Заключении сформулированы основные выводы работы. В Приложении приведены некоторые детали метода расчета параметров звездного ветра.

2. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

Для описания структуры (в том числе и магнитного поля) звездного ветра в окрестности горячих юпитеров в нашей численной модели мы будем опираться на хорошо изученные свойства солнечного ветра. Как показывают многочисленные наземные и космические исследования (см., напр., недавний обзор [53]) картина магнитного поля солнечного ветра является довольно сложной. В области короны магнитное поле в основном определяется собственным магнетизмом Солнца и поэтому оно является существенно нерадиальным. На границе короны, которая находится на расстоянии в несколько радиусов Солнца. магнитное поле с большой точностью становится чисто радиальным. За пределами этой области расположена гелиосферная область, магнитное поле в которой в существенной мере определяется свойствами солнечного ветра. В этой области магнитные силовые линии с удалением от центра постепенно закручиваются в виде спирали вследствие вращения Солнца и поэтому (особенно на больших расстояниях) магнитное поле ветра может быть с хорошей точностью описано с помощью простой модели Паркера [54].

В наших расчетах мы не учитываем возможную секторную структуру магнитного поля ветра, а также наличие в нем гелиосферного токового слоя, сосредоточившись на учете влияния его глобальных параметров. Мы обоснованно предполагаем, что орбита горячего юпитера расположена в гелиосферной области за границей короны. Для описания структуры ветра (в том числе и его магнитного поля \vec{B}) в гелиосферной области в первом приближении можно использовать осесимметричную магнитогидродинамическую модель [55] (см. также монографию [56]). Модель ветра будем рассматривать в инерциальной системе отсчета в сферических координатах (r, θ , ф), центр которой совпадает с центром Солнца. Можно при этом не учитывать зависимость параметров ветра от угла θ . поскольку нас интересует структура течения только вблизи плоскости орбиты горячего юпитера. Поэтому для простоты будем считать, что все величины зависят только от радиальной координаты r.

Стационарная структура ветра при таких предположениях определяется уравнением непрерывности

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2\rho v_r) = 0, \tag{1}$$

уравнениями движения для радиальной v_r и азимутальной v_{0} компонент вектора скорости \vec{v}

$$v_r \frac{dv_r}{dr} - \frac{v_{\varphi}^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM_s}{r^2} - \frac{B_{\varphi}}{4\pi\rho r} \frac{d}{dr} (rB_{\varphi}), \quad (2)$$

$$v_r \frac{dv_{\varphi}}{dr} + \frac{v_r v_{\varphi}}{r} = \frac{B_r}{4\pi\rho r} \frac{d}{dr} (rB_{\varphi}), \qquad (3)$$

уравнением индукции

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}(rv_rB_{\varphi} - rv_{\varphi}B_r) = 0 \tag{4}$$

и уравнением Максвелла ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$)

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2B_r) = 0.$$
 (5)

Здесь ρ — плотность, P — давление, G — гравитационная постоянная, M_s — масса центральной звезды. Будем считать, что плотность, давление и температура удовлетворяют уравнению состояния для идеального политропного газа,

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} = \frac{2k_{\rm B}}{m_{\rm p}} \rho T, \qquad (6)$$

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020

где $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана, $m_{\rm p}$ — масса протона, γ — показатель политропы. Средний молекулярный вес вещества ветра считается равным 0.5, что соответствует полностью ионизованной водородной плазме, состоящей только из электронов и протонов. Индекс "0" определяет величины, относящиеся к некоторой точке r_0 .

Из уравнения Максвелла (5) получаем

$$B_r = B_{\rm s} \left(\frac{R_{\rm s}}{r}\right)^2,\tag{7}$$

где $R_{\rm s}$ — радиус звезды, $B_{\rm s}$ — величина поля на поверхности звезды. Из уравнения непрерывности (1) можно получить интеграл движения, соответствующий закону сохранения массы,

$$r^2 \rho v_r = \text{const.}$$
 (8)

Уравнение (2) позволяет вывести интеграл движения, соответствующий закону сохранения энергии,

$$\frac{v_r^2}{2} + \frac{v_{\phi}^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma - 1} - \frac{GM_s}{r} - \frac{B_{\phi}^2}{4\pi\rho} - \frac{B_r B_{\phi} v_{\phi}}{4\pi\rho v_r} = \text{const}, \quad (9)$$

где квадрат скорости звука

$$c_s^2 = \frac{\gamma P}{\rho}.$$
 (10)

Заметим, что из (7) и (8) следует

$$\frac{B_r}{4\pi\rho_{V_r}} = \text{const.}$$
(11)

Это обстоятельство позволяет из уравнений (3) и (4) получить еще два интеграла движения:

$$rv_{\varphi} - \frac{B_r}{4\pi\rho v_r} rB_{\varphi} = L, \qquad (12)$$

$$rv_r B_{\varphi} - rv_{\varphi} B_r = F. \tag{13}$$

Значение константы F в последнем интеграле движения (13) может быть найдено из граничных условий на поверхности звезды при $r = R_s$:

$$B_{\varphi} = 0, \quad B_r = B_{\rm s}, \quad v_{\varphi} = \Omega_{\rm s} R_{\rm s}, \quad (14)$$

где $\Omega_{\rm s}$ — угловая скорость собственного вращения звезды. Поэтому

$$F = -\Omega_{\rm s} R_{\rm s}^2 B_{\rm s} = -\Omega_{\rm s} r^2 B_r. \tag{15}$$

Этот интеграл можно интерпретировать и в том смысле, что в системе отсчета вращающейся звезды вектор скорости \vec{v} идеально проводящей плазмы ветра должен быть коллинеарен вектору индукции магнитного поля \vec{B} .

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020

С учетом этого выражения решения уравнений (12) и (13) можно записать в виде:

$$v_{\varphi} = \frac{\Omega_{\rm s} r - \lambda^2 L/r}{1 - \lambda^2},\tag{16}$$

$$B_{\varphi} = \frac{B_r}{v_r} \lambda^2 \frac{\Omega_{\rm s} r - L/r}{1 - \lambda^2}.$$
 (17)

Здесь через λ обозначено альфвеновское число Маха для радиальных компонент скорости и магнитного поля,

$$\lambda = \frac{\sqrt{4\pi\rho}v_r}{B_r}.$$
(18)

Вблизи поверхности звезды радиальная скорость ветра v_r должна быть меньше альфвеновской скорости $u_A = |B_r|/\sqrt{4\pi\rho}$, а параметр $\lambda < 1$. На больших расстояниях радиальная скорость v_r , наоборот, превосходит альфвеновскую скорость u_A ($\lambda > 1$). Это означает, что на некотором расстоянии от центра звезды $r = r_A$ (альфвеновская точка) значение параметра λ оказывается равным 1. Область $r < r_A$ можно назвать *суб-альфвеновской* зоной звездного ветра, а область $r > r_A$, соответственно, *сверх-альфвеновской*.

Азимутальные компоненты скорости v_{φ} и магнитного поля B_{φ} в выражениях (16) и (17) должны оставаться непрерывными в альфвеновской точке $r = r_A$. Поэтому необходимо положить значение константы интегрирования

$$L = \Omega_{\rm s} r_A^2. \tag{19}$$

В результате находим окончательное решение:

$$v_{\varphi} = \Omega_{\rm s} r \frac{1 - \lambda^2 r_{\rm A}^2 / r^2}{1 - \lambda^2},$$
 (20)

$$B_{\varphi} = \frac{B_r}{v_r} \Omega_{\rm s} r \lambda^2 \frac{1 - r_A^2 / r^2}{1 - \lambda^2}.$$
 (21)

Эти соотношения с учетом интегралов массы (8) и энергии (9) позволяют алгебраическим образом получить распределения всех магнитогидродинамических величин, описывающих структуру ветра. При этом для выделения однозначного решения необходимо использовать условия непрерывности в трех особых точках, в которых радиальная скорость ветра оказывается равной медленной магнитозвуковой, альфвеновской и быстрой магнитозвуковой скоростям соответственно. Более подробно использованный нами метод расчета структуры ветра описан в Приложении.

Интересно отметить, что решения с ускоряющимся ветром (положительное значение градиента радиальной скорости, $dv_r/dr > 0$) реализуются только в случае показателя политропы $\gamma < 3/2$. Это говорит о наличии эффективных источников нагрева-охлаждения. Известно, что солнечный ветер на малых расстояниях от Солнца $(r < 15 R_{\odot})$ оказывается почти изотермическим, поскольку эффективный показатель адиабаты $\gamma = 1.1$ [57, 58]. На больших расстояниях, $r > 25 R_{\odot}$, эффективный показатель адиабаты можно оценить величиной $\gamma = 1.46$ [59]. Поскольку орбиты горячих юпитеров расположены на близких расстояниях от родительской звезды, при расчете структуры ветра с хорошей точностью можно использовать модель изотермического ветра. В качестве параметров модели задавались значения величин на расстоянии $r_0 = 10 R_{\odot}$ от звезды, что соответствует орбите типичного горячего юпитера. При этом выбирались значения $n_0 = 1400 \text{ см}^{-3}$ для плотности и $T_0 = 7.3 \times 10^5 \text{ K}$ для температуры [60]. Получающиеся соответствующие распределения использовались в нашей численной модели для описания магнитогидродинамической структуры звездного ветра в окрестности горячего юпитера. В частности, радиальная скорость ветра на расстоянии $r_0 = 10 R_{\odot}$ от звезды оказывалась равной порядка $v_{r,0} = 100$ км/с.

Следует отметить, что положение альфвеновской точки в модели ветра может существенно варьироваться. В работе [55] для солнечного ветра было получено значение альфвеновского радиуса $r_A = 24.3 R_{\odot}$. В более поздних работах эта величина оценивалась меньшими значениями (см., напр., [61, 62]). В работе [63] на основе анализа солнечной активности за последние 250 лет был сделан вывод о том, что альфвеновский радиус может варьироваться в довольно широких пределах от 15 R_{\odot} до 30 R_{\odot} . С другой стороны, величина магнитного поля звезд солнечного типа может отличаться от поля Солнца. Средние поля на поверхности таких звезд лежат в диапазоне примерно от 0.1 до нескольких гаусс [64, 65]. Магнитные поля звезд других спектральных классов могут отличаться еще сильнее. Кроме того, азимутальная компонента магнитного поля звездного ветра (21) определяется угловой скоростью собственного вращения звезды, которая, в свою очередь, также зависит от спектрального класса [65]. Эти обстоятельства существенно расширяют набор возможных вариантов параметров моделей.

3. МОДЕЛЬ

Для исследования структуры протяженной ионосферной оболочки горячего юпитера мы использовали численную модель, описанную в наших предыдущих работах [46, 52]. В основе модели лежит приближение идеальной магнитной гидродинамики с явным выделением фонового магнитного поля [44, 66, 67]. В расщепленной системе уравнений магнитной гидродинамики полное магнитное поле \vec{B} представляется в виде суперпозиции фонового магнитного поля \vec{H} и магнитного поля \vec{b} , индуцированного токами в самой плазме, $\vec{B} = \vec{H} + \vec{b}$. Фоновое поле является потенциальным, $\nabla \times \vec{H} = 0$, поскольку его источники находятся за пределами расчетной области. Свойство потенциальности фонового поля используется для его частичного исключения из уравнений магнитной гидродинамики [68, 69]. В качестве фонового поля \vec{H} в нашей модели используется суперпозиция собственного дипольного магнитного поля планеты и радиального магнитного поля ветра (7). Поскольку в нашей модели предполагается синхронное вращение планеты, когда период собственного вращения горячего юпитера равен его орбитальному периоду, то фоновое магнитное поле является также и стационарным, $\partial \vec{H} / \partial t = 0$. В данной работе мы не учитывали магнитную вязкость. В областях магнитосферы, где происходят процессы перезамыкания силовых линий. в нашей численной модели роль магнитной вязкости выполняет численная вязкость, величина которой определяется расчетной сеткой и разностной схемой. В дальнейшем для более корректного учета этих эффектов мы планируем добавить в нашу численную модель магнитную вязкость бомовского типа.

В качестве объекта исследования мы выбрали планету HD 209458b (Осирис), которая является типичным представителем класса горячих юпитеров [70]. Основные параметры модели были такие же, как и в наших предыдущих работах (см., напр., [16]). Родительская звезда HD 209458 спектрального класса G0 имеет массу $M_s = 1.1 M_{\odot}$ и радиус $R_s = 1.2 R_{\odot}$. Период собственного вращения звезды $P_{\rm rot} = 14.4^d$, что соответствует угловой скорости $\Omega_s = 5.05 \times 10^{-6} \, {\rm c}^{-1}$ или линейной скорости на экваторе $v_{\rm rot} = 4.2 \, {\rm кm/c}$. Планета имеет массу $M_p = 0.71 M_{\rm jup}$ и фотометрический радиус $R_p = 1.38 R_{\rm jup}$, где $M_{\rm jup}$ и $R_{\rm jup}$ — масса и радиус Юпитера. Большая полуось орбиты планеты $A = 10.2 R_{\odot}$, что соответствует периоду обращения вокруг звезды $P_{\rm orb} = 84.6 \, {\rm v}$.

В начальный момент времени в численной модели вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в которой определялось условием гидростатического равновесия. Толщина атмосферы определялась из условия равновесия по давлению с плазмой звездного ветра. Температура атмосферы задавалась равной $T_{\rm atm} = 7500$ K, а концентрация частиц на фотометрическом ра-

543

диусе $n_{\text{atm}} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Распределение магнитогидродинамических величин в области звездного ветра задавалось на основе модели, описанной в предыдущем разделе (см. также Приложение). На орбите планеты, расположенной на расстоянии $10.2 R_{\odot}$ от центра звезды, параметры ветра оказываются близкими к соответствующим параметрам, полученным в работе [60] для солнечного ветра: температура $T_w = 7.3 \times 10^5$ K, скорость $v_w = 100$ км/с, концентрация протонов $n_w =$ $= 1400 \text{ см}^{-3}$. Среднее магнитное поле на поверхности родительской звезды задавалось равным $B_{\rm s} = 0.5$ Гс. Это значение практически соответствует среднему магнитному полю на поверхности спокойного Солнца $B_{\odot} = 1$ Гс, если сравнивать соответствующие магнитные потоки, $B_{\odot}R_{\odot}^{2} \approx B_{\rm s}R_{\rm s}^{2}$. В численной модели мы учитывали также и собственное дипольное магнитное поле планеты. При этом мы предполагали, что значение магнитного момента горячего юпитера HD 209458b составляет 0.1 от магнитного момента Юпитера. Ось магнитного диполя была наклонена на угол 30° по отношению к оси вращения планеты в противоположную от звезды сторону.

Для описанных выше параметров модели расчет соответствующей структуры звездного ветра приводит к следующим результатам. Альфвеновская точка находится на расстоянии $r_A = 27.48 R_{\odot}$ от центра звезды, а медленная магнитозвуковая точка – на расстоянии *r*_S = 8.44 *R*_☉. Поэтому планета расположена в суб-альфвеновской зоне ветра, но между этими точками. Иными словами, на орбите планеты скорость ветра v_w превышает медленную магнитозвуковую скорость u_s, но меньше альфвеновской скорости и₄. Альфвеновское число Маха на орбите планеты оказывается равным $\lambda = 0.238$. Однако характер обтекания планеты звездным ветром определяется скоростью ветра в системе отсчета, где планета покоится. Эта скорость равна $v = \sqrt{v_w^2 + v_p^2}$, где $v_p = 143$ км/с — орбитальная скорость планеты. Из модели звездного ветра альфвеновская скорость на орбите планеты получается равной $u_A =$ = 420 км/с. Отношение скоростей $v/u_A = 0.417$. Отсюда следует, что при используемых нами параметрах обтекание планеты звездным ветром происходит в суб-альфвеновском режиме.

Вычисления проводились в декартовой системе координат, начало которой располагалось в центре планеты. Ось *х* проходила через центры звезды и планеты и при этом была направлена от звезды к планете. Ось *у* была направлена вдоль орбитального вращения планеты, а ось *z* — вдоль ее оси собственного вращения. Использовалась рас-

четная область $-30 \le x/R_p \le 30, -30 \le y/R_p \le 30, -15 \le z/R_p \le 15$ с числом ячеек $N = 480 \times 480 \times 240$. Граничные условия задавались такие же, как и в работе [44].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера при использованных приведенных выше параметрах представлены на рис. 1–5. На всех этих рисунках показаны распределения в орбитальной плоскости планеты десятичного логарифма плотности (градация цвета и изолинии), скорости (стрелки), а также магнитного поля (сплошные жирные линии). Шкала справа определяет уровни десятичного логарифма плотности в единицах начальной плотности ветра на орбите планеты $\rho_w = m_p n_w = 2.34 \times 10^{-21}$ г/см⁻³. Координаты х и у выражены в значениях большой полуоси орбиты планеты А. Пунктирной линией показана граница полости Роша. Планета расположена в центре расчетной области и изображена светлой окружностью, радиус которой равен фотометрическому радиусу R_p. Рисунки 1-5 соответствуют различным моментам времени от начала счета.

На рис. 1 показана структура течения на момент времени $t = 0.144 P_{\text{orb}}$, что соответствует начальной стадии формирования магнитосферы и квазизамкнутой ионосферной оболочки. К этому моменту времени уже сформировался турбулентный магнитосферный хвост на ночной стороне планеты. Почти полностью сформировалась магнитопауза. На дневной стороне начинает формироваться истечение вещества оболочки из внутренней точки Лагранжа L₁. Процесс взаимодействия звездного ветра с ионосферной оболочкой планеты имеет безударный характер. Отошедшая ударная волна не формируется ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг выброшенного из точки L₁ вещества. Согласно классификации, предложенной нами в работе [46], формирующаяся магнитосфера относится к типу наведенных безударных магнитосфер с открытой ионосферной оболочкой.

Отметим наличие флуктуаций волнового характера плотности (а также и других магнитогидродинамических величин) в области ветра. В наших моделях они возникают в случаях субальфвеновского режима обтекания. При моделировании структуры течения в сверх-альфвеновском режиме обтекания эти флуктуации не возникают [46, 51, 52]. Их появление можно объяснить следующим образом. Скорости альфвеновских волн, распространяющихся в радиальном направлении в плазме звездного ветра, равны



Рис. 1. Распределение десятичного логарифма плотности (градация цвета и изолинии), скорости (стрелки) и магнитного поля (жирные сплошные линии) в плоскости орбиты горячего юпитера в момент времени *t* = 0.144*P*_{orb} от начала счета. Пунктирной (зеленой) линией показана полость Роша. Светлый круг в центре соответствует фотометрическому радиусу планеты. Цветной вариант рисунка доступен в электронной версии журнала.

 $v_r + u_A$ и $v_r - u_A$. В первом случае волны бегут вдоль магнитного поля в прямом направлении, а во втором случае – в обратном направлении. В сверх-алфвеновской зоне звездного ветра $v_r > u_4$ и, следовательно, скорости альфвеновских волн обоих типов оказываются положительными. Поэтому любые флуктуации, возникающие в звездном ветре. будут выноситься движушейся плазмой из расчетной области. В суб-альфвеновской зоне звездного ветра $v_r < u_A$ и, следовательно, $v_r + u_A > 0$, в то время, как $v_r - u_A < 0$. Иными словами, одни альфвеновские волны будут по прежнему распространяться наружу, а другие, наоборот, внутрь. Учтем также, что в этих процессах могут участвовать и магнитозвуковые волны. Взаимодействие этих волн друг с другом вследствие нелинейных эффектов, по-видимому, и приводит к появлению указанных флуктуаций плотности.

К моменту времени $t = 0.236 P_{\text{orb}}$ (см. рис. 2) оболочка ушла от планеты на расстояние ~10 ее фотометрических радиусов. При этом магнитное

поле ветра оказывается настолько сильным, что оно препятствует свободному движению плазмы в поперечном к силовым линиям направлении. Вещество оболочки движется преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля звездного ветра. Это означает, что в процессе расширения ионосферной оболочки горячего юпитера электромагнитная сила, обусловленная магнитным полем ветра, сравнима по величине с силой гравитации звезды, центробежной силой и силой Кориолиса. Магнитное поле ветра потоками вещества из ионосферной оболочки планеты частично искажается, но в целом сохраняет свою первоначальную структуру.

На оставшихся рис. 3 ($t = 0.321P_{orb}$), рис. 4 ($t = 0.415P_{orb}$) и рис. 5 ($t = 0.508P_{orb}$) мы можем проследить дальнейшую эволюцию истекающей ионосферной оболочки. В орбитальной плоскости происходит фрагментация потока с разделением его на отдельные сгустки. К концу расчета (см. рис. 5) оболочка достигает левой границы



Рис. 2. То же самое, что и на рис. 1, для момента времени $t = 0.236 P_{orb}$.

расчетной области. В плоскости орбиты видимым остается только передний фронт потока этого вещества. Однако, как показывает анализ трехмерной структуры течения, основная часть вещества в потоке оказалась сосредоточенной ниже орбитальной плоскости. Этот вывод можно сделать на основе рис. 6, на котором представлена трехмерная структура течения на момент времени $t = 0.508 P_{orb}$. Распределение десятичного логарифма плотности показано как в орбитальной плоскости планеты (градация цвета и изолинии) в соответствии с рис. 5, так и с помощью изоповерхностей в пространстве. Трехмерные линии со стрелками определяют силовые линии магнитного поля, начинающиеся в орбитальной плоскости с левого края расчетной области.

Такую несимметричную относительно плоскости орбиты конфигурацию можно объяснить геометрией магнитного поля в направлении потока вещества. На рис. 1–5 магнитные силовые линии показывают структуру двумерного (в плоскости z = 0) поля ($B_x(x, y, 0)$, $B_y(x, y, 0)$). На самом деле, из-за наклона диполя планеты ее южный магнитный полюс находится ниже орбитальной плоскости. Поэтому магнитные линии, идущие от звезды, замыкаются на поверхности планеты под орбитальной плоскостью (см. рис. 6). В результате вещество оболочки, двигаясь в сторону звезды вдоль магнитных линий, должно немного отклоняться вниз от орбитальной плоскости планеты.

Интересно также отметить, что перед планетой в направлении ее орбитального движения формируется магнитный барьер. Он проявляется как вытянутая область сгушения силовых линий магнитного поля (см. рис. 5). Внутри этой области индукция магнитного поля увеличивается. Возникновение магнитного барьера связано с наведенным полем, которое генерируется за счет процессов взаимодействия магнитного поля ветра с ионосферной оболочкой планеты. Еще раз подчеркнем, что на всех представленных рисунках процесс обтекания планеты звездным ветром носит безударный характер. Ударные волны не формируются ни вокруг атмосферы планеты, ни вокруг истекающего из внутренней точки Лагранжа L₁ потока вещества.



Рис. 3. То же самое, что и на рис. 1, для момента времени $t = 0.321 P_{orb}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры течения в окрестности горячего юпитера с параметрами, соответствующими HD 209458b. Величина магнитного момента планеты задавалась равной 0.1 от магнитного момента Юпитера. В расчетах учитывалось магнитное поле звездного ветра. При этом среднее магнитное поле на поверхности звезды было принято равным 0.5 Гс, что соответствует относительно сильному полю ветра. Поэтому в представленной модели в окрестности горячего юпитера обтекание атмосферы планеты звездным ветром происходило в суб-альфвеновском режиме. Формально это соответствует дозвуковому обтеканию в чисто газодинамическом случае. В таком режиме отошедшая ударная волна не формируется, что мы и наблюдаем в расчетах. С точки зрения классификации, предложенной в нашей недавней работе [46], формирующаяся в таких условиях магнитосфера относится к подтипу безударных наведенных магнитосфер с открытой ионосферной оболочкой.

Протяженная ионосферная оболочка горячего юпитера, формирующаяся в условиях суб-альфвеновского режима обтекания планеты звездным ветром, принципиально отличается по своей структуре от соответствующей оболочки, формирующейся как в чисто газодинамическом случае [16], так и в условиях сверх-альфвеновского режима обтекания [44, 52]. Это отличие схематически продемонстрировано на рис. 7, на котором изображены звезда (заполненное цветом кольцо, внутренний радиус которого соответствует радиусу самой звезды, а внешний радиус – радиусу ее короны), планета (закрашенный круг) и ее протяженная ионосферная оболочка (заштрихованная голубым цветом область). Пунктирной линией показана граница полости Роша в плоскости орбиты планеты. Стрелки указывают направление потока вещества из открытой ионосферной (газовой) оболочки. В случае слабого поля ветра (чисто газодинамический случай или сверх-альфвеновский режим обтекания) ионосферная (газовая) оболочка вытягивается вдоль баллистической траектории, начинающейся из внутренней точки Лагранжа L₁. Если оболочка оказывается



Рис. 4. То же самое, что и на рис. 1, для момента времени $t = 0.415 P_{\text{orb}}$.

открытой, то поток вещества продолжает двигаться вдоль баллистической траектории и, повидимому, должен формировать некоторую кольцеобразную структуру вокруг звезды. Эту ситуацию поясняет левая панель рис. 7.

В случае сильного магнитного поля ветра (субальфвеновский режим обтекания) ионосферная оболочка вытягивается из внутренней точки Лагранжа L₁ вдоль силовых линий магнитного поля звездного ветра. Поскольку в этом случае в окрестности планеты поле ветра почти радиальное, то получается, что вещество оболочки движется непосредственно к звезде. Если оболочка оказывается открытой, то поток вещества, продолжая двигаться вдоль такой траектории, попадает сразу на звезду. Эту ситуацию поясняет картина на правой панели рис. 7. Таким образом, можно сказать, что в случае сильного магнитного поля ветра (суб-альфвеновский режим обтекания) мы имеем некоторый новый тип ионосферной оболочки, дополняющий классификацию оболочек, описанную в работе [16] на основе результатов чисто газодинамического моделирования. Для того, чтобы различать эти два типа оболочек, можно назвать их соответственно *сверх*альфвеновскими квазизамкнутыми (открытыми) оболочками (левая панель рис. 7) и суб-альфвеновскими квазизамкнутыми (открытыми) оболочками (правая панель рис. 7).

В настоящее время наблюдательными подтверждениями существования протяженных оболочек у горячих юпитеров считается регистрация избыточного поглощения излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне во время прохождения планет по диску родительской звезды (транзит). При этом ослабление потока происходит как перед основным затмением (ингресс), так и после него (постгресс) (см., напр., [11]). Очевидно, что различная структура квазизамкнутых (открытых) оболочек горячих юпитеров в случаях сверхальфвеновского и суб-альфвеновского режима обтекания должна проявляться в подобных наблюдениях по-разному. На рис. 8 мы схематически изобразили возможные различия в наблюдательных проявлениях оболочек этих двух типов. Звезда и планета показаны большим и малым закрашенными кружками, а стрелки указывают направление движения планеты по орбите. В ниж-



Рис. 5. То же самое, что и на рис. 1, для момента времени $t = 0.508 P_{orb}$.



Рис. 6. Распределение десятичного логарифма плотности (градация цвета и изолинии в орбитальной плоскости, а также изоповерхности в пространстве) и магнитного поля (трехмерные линии со стрелками) в расчетной области в момент времени $t = 0.508P_{orb}$ от начала счета.



Рис. 7. Схематическая структура квазизамкнутой оболочки горячего юпитера в случае слабого (слева) и сильного (справа) магнитного поля ветра. Пунктирной (зеленой) линией показана полость Роша. Звезда обозначена заполненным цветом кольцом, внутренний радиус которого соответствует радиусу звезды, а внешний — радиусу короны. Заштрихованная (голубая) область соответствует ионосферной (газовой) оболочке планеты. Стрелками показано направление потока вещества из открытой ионосферной (газовой) оболочки планеты.



Рис. 8. Схема, демонстрирующая различия в наблюдательных проявлениях квазизамкнутой оболочки горячего юпитера в случае слабого (слева) и сильного (справа) магнитного поля ветра. Стрелками указано направление движения планеты по орбите. Звезда и планета показаны большим (желтым) и малым (красным) заполненными кружками. В нижней части рисунка заштрихованными прямоугольниками указаны фазы затмения. Цифрами обозначены: *1* – стадия избыточного поглощения излучения звезды оболочкой горячего юпитера перед основным затмением (ингресс), *2* – основная фаза затмения, *3* – стадия избыточного поглощения оболочкой горячего юпитера после основного затмения (постгресс).

ней части рисунка заштрихованные прямоугольники соответствуют различным фазам затмения. Основная фаза затмения (транзит) обозначена цифрой 2. В случае слабого магнитного поля (левая панель) протяженная оболочка горячего юпитера, вещество в которой вытягивается вдоль баллистической траектории, должна давать избыточное поглощение до начала транзита (ингресс, обозначен цифрой *I*). После окончания транзита эта оболочка уже не касается диска звезды и не приводит к дополнительному поглощению. Однако в этом случае некоторое избыточное поглощение излучения звезды в ультрафиолетовом диапазоне может давать магнитосферный хвост планеты.

В случае сильного магнитного поля (правая панель) протяженная оболочка горячего юпитера, вещество в которой вытягивается по направлению к звезде вдоль магнитных линий, должна давать избыточное поглощение как до начала транзита (ингресс, цифра 1), так и после него (постгресс, цифра 3). При этом длительность этих стадий должна быть почти одинаковой. Отклонения от строгой симметрии (длительность стадии постгресса немного меньше, чем стадии ингресса) обусловлены влиянием на динамику вещества оболочки сил инерции, а также наличия азимутальной компоненты магнитного поля. Кроме того, как и в предыдущем случае, наличие магнитосферного хвоста также может приводить к некоторому дополнительному избыточному поглощению излучения звезды после транзита планеты.

С точки зрения полученных результатов можно обратить внимание на интересные наблюдательные особенности транзитов некоторых теплых нептунов. Например, в работе [71] проведено моделирование транзита GJ436b в линии Lya. Полученные глубина транзита и параметры кривой блеска на сталии ингресса хорошо согласуются с наблюдениями. Однако пост-транзит оказался слишком затянутым по сравнению с наблюдением. Авторы этой работы указывают, что одной из причин такого несоответствия может быть магнитное поле ветра. Другой теплый нептун GJ3470b (см., напр., [72]) демонстрирует еще более короткий пост-транзит, хотя планета, судя по всему, должна иметь большой хвост планетарного вещества, тянущийся вдоль орбиты. Таким образом, можно сказать, что использование модели, описанной в нашей работе, открывает дополнительные возможности для диагностики параметров звездного ветра от родительских звезд горячих юпитеров. В частности, это может дать новую важную информацию о свойствах магнитных полей звездного ветра.

ПРИЛОЖЕНИЕ

МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

Из уравнений (1)–(5) с помощью несложных преобразований можно получить

$$(v_r^2 - u_s^2)(v_r^2 - u_F^2)\frac{dv_r}{dr} =$$

= $\frac{v_r}{r} \Big[(v_r^2 - u_A^2) \Big(2c_s^2 + v_{\phi}^2 - \frac{GM_s}{r} \Big) + 2v_r u_A v_{\phi} u_{\phi} \Big],$ (22)

где обозначено

$$u_{s} = \left\{ \frac{1}{2} \left[c_{s}^{2} + a^{2} - \sqrt{(c_{s}^{2} + a^{2})^{2} - 4c_{s}^{2}u_{A}^{2}} \right] \right\}^{1/2}, \quad (23)$$

$$u_F = \left\{ \frac{1}{2} \left[c_s^2 + a^2 + \sqrt{(c_s^2 + a^2)^2 - 4c_s^2 u_A^2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (24)$$

$$a^{2} = \frac{B_{r}^{2} + B_{\varphi}^{2}}{4\pi\rho},$$
 (25)

$$u_{\varphi} = \frac{B_{\varphi}}{\sqrt{4\pi\rho}}.$$
 (26)

Величины u_S и u_F определяют значения медленной и быстрой магнитозвуковых скоростей соответственно. Из уравнения (22) видно, что в решении имеются две особые точки: медленная магнитозуковая $r = r_S$, в которой скорость $v_r = u_S$, и быстрая магнитозвуковая $r = r_F$, в которой скорость $v_r = u_F$. В этих точках коэффициент при производной dv_r/dr обращается в нуль. Для того, чтобы решение оставалось гладким, правая часть уравнения (22) в этих точках также должна обращаться в нуль. Однако, как будет видно из дальнейшего, альфвеновская точка $r = r_A$, в которой скорость ветра $v_r = u_A$, также является особой точкой решения.

Граничные условия будем задавать значениями скорости v_0 , плотности ρ_0 и температуры T_0 в некоторой точке r_0 . По этим значениям можно вычислить константы

$$c_0 = \sqrt{\frac{2k_{\rm B}T_0}{m_{\rm p}}},\tag{27}$$

$$\dot{M} = 4\pi r_0^2 \rho_0 v_0.$$
 (28)

Последнее выражение следует из закона сохранения массы (8). Величина \dot{M} определяет темп потери массы звездой за счет истечения вещества в виде звездного ветра. Обозначим плотность и радиальную скорость в альфвеновской точке через ρ_A и v_A соответственно. Тогда с учетом (28) имеем

$$\dot{M} = 4\pi r_A^2 \rho_A v_A. \tag{29}$$

Отсюда находим

$$\rho_A = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\dot{M}}{r_0^2 B_0} \right)^2, \tag{30}$$

где $B_0 = B_s (R_s/r_0)^2$ — величина радиального магнитного поля в точке r_0 .

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020

Введем безразмерные величины $x_A = r_A/r_0$ и $y_A = v_A/v_0$. Нетрудно проверить, что справедливо соотношение

$$y_A = \frac{\beta}{x_A^2},\tag{31}$$

где

$$\beta = \frac{B_0}{v_0 \sqrt{4\pi\rho_A}}.$$
(32)

Для решения уравнений удобно переписать их в безразмерном виде. Для этого введем безразмерные переменные $\xi = r/r_A$ и $\eta = v_r/v_A$. При этом альфвеновское число Маха (18) оказывается равным $\lambda = \xi \sqrt{\eta}$. Кроме того, обозначим

$$z = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{0.5(\gamma - 1)} = (\beta \lambda^2)^{0.5(1 - \gamma)}.$$
 (33)

В безразмерных переменных уравнение (22) принимает вид

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{\eta Y}{\xi X},\tag{34}$$

где

+

$$X = (\lambda^2 - 1)^3 (y_A^2 \eta^2 - \alpha z^2) \xi^2 - \omega \lambda^4 x_A^2 (\xi^2 - 1)^2, \quad (35)$$

$$Y = (\lambda^{2} - 1)^{3} \left(2\alpha\xi z^{2} - \frac{\mu}{x_{A}} \right) \xi +$$
(36)
$$\omega r^{2} (\lambda^{2} - \xi^{2}) (\lambda^{4} - 3\lambda^{2}\xi^{2} + \lambda^{2} + \xi^{2})$$

$$\omega x_A^2 (\lambda^2 - \xi^2) (\lambda^4 - 3\lambda^2 \xi^2 + \lambda^2 + \xi^2),$$

$$\alpha = \frac{c_0}{v_0^2},\tag{37}$$

$$\mu = \frac{GM_{\rm s}}{r_0 v_0^2},\tag{38}$$

$$\omega = \frac{\Omega_{\rm s} r_0^2}{v_0^2}.$$
 (39)

Как было отмечено выше, медленная магнитозвуковая ($\xi = \xi_S$, $\eta = \eta_S$) и быстрая магнитозвуковая ($\xi = \xi_F$, $\eta = \eta_F$) точки являются особыми. Однако из полученных выражений видно, что в решении альфвеновская точка ($\xi = 1$, $\eta = 1$) также является особой, поскольку в ней величины X и Y также одновременно обращаются в нуль. Интеграл энергии (9) также запишем в безразмерном виде:

$$E = \frac{y_A^2 \eta^2}{2} + \frac{\alpha z^2}{\gamma - 1} - \frac{\mu}{x_A \xi} + \frac{\omega x_A^2}{2\xi^2 (\lambda^2 - 1)^2} [\lambda^4 + (2\lambda^2 - 1)(\xi^2 - 2)\xi^2].$$
(40)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020

В точке r_0 имеем: $\xi_0 = 1/x_A$, $\eta_0 = 1/y_A$, $\lambda_0 = 1/\sqrt{\beta}$. Поэтому в этой точке уравнение (40) принимает вид:

$$E = \frac{1}{2} + \frac{\alpha}{\gamma - 1} - \mu + \frac{\omega}{2(\lambda_0^2 - 1)^2} \times (41)$$
$$\times [\lambda_0^4 x_A^4 + (2\lambda_0^2 - 1)(1 - 2x_A^2)].$$

В качестве неизвестных величин в решении задачи будем использовать ξ_S , η_S , ξ_F , η_F , x_A , E и γ . Всего имеем 7 неизвестных. Система уравнений состоит из четырех уравнений X = 0, Y = 0 в точках ξ_S и ξ_F , двух уравнений (40), записанных в точках ξ_S и ξ_F , а также уравнения (41). Эту систему нелинейных алгебраических уравнений можно решать численно методом итераций.

В качестве граничных условий мы использовали значения параметров солнечного ветра в точке $r_0 = 10 R_{\odot}$ [60]: скорость $v_0 = 100$ км/с, плотность $\rho_0 = 2.34 \times 10^{-21}$ г/см³ (соответствующая концентрация $n_0 = 1400$ см⁻³), температура $T_0 = 7.3 \times \times 10^5$ К. Звезда HD 209458 имеет массу $M_s = 1.1 M_{\odot}$ и радиус $R_s = 1.2 R_{\odot}$. Угловая скорость вращения звезды, $\Omega_s = 5.05 \times 10^{-6}$ с⁻¹, соответствует линейной скорости на экваторе $v_{rot} = 4.2$ км/с. Магнитное поле на поверхности звезды было равным $B_s = 0.5$ Гс, что соответствует величине среднего магнитного поля на поверхности Солнца в спокойном состоянии.

Отсюда получаются следующие значения параметров: темп истечения $\dot{M} = 1.43 \times 10^{11} \text{ г/c} =$ $= 2.26 \times 10^{-15} M_{\odot}$ /год, плотность в альфвеновской точке $\rho_A = 1.33 \times 10^{-22}$ г/см³, безразмерные величины $\alpha = 1.205$, $\beta = 17.617$, $\mu = 2.098$, $\omega = 0.123$. Отметим, что величина темпа потери массы звезды *М* в нашей модели звездного ветра является лишь одним из ее параметров. Она не совпадает с реальным темпом потери массы, поскольку мы решали задачу только в плоскости орбиты планеты. Поскольку реальный ветер не обладает сферической симметрией, то эти величины могут различаться в несколько раз. Результаты расчетов структуры ветра представлены на рис. 9. Показано семейство интегральных кривых, соответствующих различным типам решений. Некоторые из этих кривых проходят через особые точки, положения которых обозначены кружками. При этом альфвеновская особая точка в плоскости переменных (ξ , η) имеет координаты (1, 1). В качестве решения, соответствующего звездному ветру, необходимо использовать интегральную кривую,



Рис. 9. Интегральные кривые, соответствующие различным типам решений для магнитогидродинамического звездного ветра. Особые точки показаны кружками. Альфвеновская особая точка имеет координаты (1, 1). Жирная линия соответствует решению, проходящему через все три особые точки. На правой диаграмме показана окрестность альфвеновской точки.

проходящую через все три особые точки. Зависимость $\eta(\xi)$ для этой кривой может быть получена с помощью численного решения уравнения (40) для различных координат ξ при подстановке в него найденных значений x_A и *E*. Соответствующая кривая на рис. 9 показана жирной линией.

Численное решение системы нелинейных алгебраических уравнений, описывающих структуру звездного ветра, дает следующие координаты магнитозвуковых особых точек: $\xi_s = 0.307$, $\eta_S = 0.467, \xi_F = 1.065, \eta_F = 1.026$. На левой пане-ли рис. 9 видно, что медленная магнитозвуковая точка является особой точкой типа "седла" (см., напр., [73]). Быстрая магнитозвуковая точка расположена вблизи альфвеновской точки, окрестность которой в увеличенном масштабе показана на правой панели рис. 9. Можно видеть, что быстрая магнитозвуковая точка также является особой точкой типа "седла". Альфвеновская особая точка имеет более сложную топологию, поскольку она имеет более высокий порядок сингулярности. Для альфвеновской точки мы получили значение $x_A = 2.748$, что соответствует радиусу $r_A = 27.48 R_{\odot}$. Показатель адиабаты получился равным $\gamma = 1.004$. Это означает, что звездный ветер в окрестности горячего юпитера можно считать почти изотермическим.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 18-12-00447).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят П.В. Кайгородова и В.И. Шематовича за ценные замечания и полезные обсуждения. Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования "Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса" НИЦ "Курчатовский институт", http://ckp.nrcki.ru/, а также вычислительных средств МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, Astrophys. J. 693, 23 (2009).
- 2. M. Mayor and D. Queloz, Nature 378, 355 (1995).
- D. Lai, C. Helling, and E. P. J. van den Heuvel, Astrophys. J. 721, 923 (2010).
- 4. S.-L. Li, N. Miller, D. N. C. Lin, and J. J. Fortney, Nature 463, 1054 (2010).
- 5. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., Nature **422**, 143 (2003).
- 6. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J.-M. Desert, G. E. Ballester, et al., Astrophys. J. 676, L57 (2008).

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ № 7 2020 том 97

776, id. 53 (2013).

id. L4 (2014).

- 7. L. Ben-Jaffel, Astrophys. J. 671, L61 (2007).
- 8. A. Vidal-Madjar, J.-M. Desert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hebrard, et al., Astrophys. J. 604, L69 (2004).
- 9. L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini, Astrophys. J. 709, 1284 (2010).
- 10. J. L. Linsky, H. Yang, K. France, C. S. Froning, et al., Astrophys. J. 717, 1291 (2010).
- 11. A. Lecavelier des Etangs, V. Bourrier, P. J. Wheatley, H. Dupuy, et al., Astron. and Astrophys. 543, id. L4 (2012).
- 12. R. V. Yelle, Icarus 170, 167 (2004).
- 13. A. Garcia Munoz, Planet. Space Sci. 55, 1426 (2007).
- 14. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, Icarus 226, 1678 (2013).
- 15. Л. Э. Ионов. В. И. Шематович. Я. Н. Павлюченков. Астрон. журн. 94(5), 381 (2017).
- 16. D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, D. E. Ionov, and V. I. Shematovich, Astron. Rep. 57, 715 (2013).
- 17. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaigorodov, Astron. Rep. 58, 679 (2014).
- 18. D. V. Bisikalo and A. A. Cherenkov, Astron. Rep. 60, 183 (2016).
- 19. A. Cherenkov, D. Bisikalo, L. Fossati, and C. Möstl, Astrophys. J. 846, id. 31 (2017).
- 20. A. A. Cherenkov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 475, 605 (2018).
- 21. D. V. Bisikalo, A. A. Cherenkov, V. I. Shematovich, L. Fossati, and C. Möstl, Astron. Rep. 62, 648 (2018).
- 22. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al., Astrophys. J. 832, id. 173 (2016).
- 23. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 481, 5315 (2018).
- 24. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 491, 3435 (2020).
- 25. M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al., Astrophys. J. 847, id. 126 (2017).
- 26. M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, M. S. Rumenskikh, K. G. Kislvakova, and N. K. Dwivedi, Astrophys. J. 885, id. 67 (2019).
- 27. J.-M. GrieЯmeier, A. Stadelmann, T. Penz, H. Lammer, et al., Astron. and Astrophys. 425, 753 (2004).
- 28. A. Sanchez-Lavega, Astrophys. J. 609(2), L87 (2004).
- Not. Roy. Astron. Soc. 411, L46 (2011).
- 30. K. G. Kislyakova, M. Holmström, H. Lammer, P. Odert, M. L. Khodachenko, Science 346, 981 (2014).
- 31. D. J. Stevenson, Rep. Prog. Phys. 46, 555 (1983).
- 29. A. A. Vidotto, M. Jardine, and Ch. Helling, Monthly

- 35. T. M. Rogers and T. D. Komacek, Astrophys. J. 794, id. 132 (2014).
 - 36. T. M. Rogers, Nature Astron. 1, id. 0131 (2017).
 - 37. N. V. Erkaev, P. Odert, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 470, 4330 (2017).

33. K. Batygin, S. Stanley, and D. J. Stevenson, Astrophys. J.

34. T. M. Rogers and A. P. Showman, Astrophys. J. 782,

- 38. T. T. Koskinen, J. Y.-K. Cho, N. Achilleos, and A. D. Avlward, 722, 178 (2010).
- 39. G. B. Trammell, P. Arras, and Z.-Y. Li, Astrophys. J. 728, id. 152 (2011).
- 40. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, Y. L. Sasunov, H. Lammer, et al., Astrophys. J. 795, id. 132 (2014).
- 41. M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, and P. A. Prokopov, Astrophys. J. 813, id. 50 (2015).
- 42. G. B. Trammell, Z.-Y. Li, and P. Arras, Astrophys. J. 788, id. 161 (2014).
- 43. T. Matsakos, A. Uribe, and A. Königl, Astron. and Astrophys. 578, id. A6 (2015).
- 44. A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, Astron. Rep. 61, 932 (2017).
- 45. D. V. Bisikalo, A. S. Arakcheev, and P. V. Kaigorodov, Astron. Rep. 61, 925 (2017).
- 46. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, Astron. Rep. 63, 550 (2019).
- 47. Е. С. Беленькая, Успехи физ. наук 179, 809 (2009).
- 48. C. T. Russell, Rep. Prog. Phys. 56, 687 (1993).
- 49. W.-H. Ip, A. Kopp, and J. H. Hu, Astrophys. J. 602, L53 (2004).
- 50. П. В. Кайгородов, Е. А. Ильина, Д. В. Бисикало, Астрон. журн. 96(5), 367 (2019).
- 51. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Астрон. журн. 97(2), 145 (2020).
- 52. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, П. В. Кайгородов, Астрон. журн. 97(3), 242 (2020).
- 53. M. J. Owens and R. J. Forsyth, Liv. Rev. Solar Physics 10, 5 (2013).
- 54. E. N. Parker, Astrophys. J. 128, 664 (1958).
- 55. E. J. Weber and L. Davis Jr., Astrophys. J. 148, 217 (1967).
- 56. В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев, Гидродинамическая теория космической плазмы (М.: Наука, 1977).
- 57. R. S. Steinolfson and F. J. Hundhausen, J. Geophys. Res. 93(A12), 14269 (1988).
- 58. I. I. Roussev, T. I. Gombosi, and I. V. Sokolov, Astrophys. J. 595, L57 (2003).
- 59. T. L. Totten, J. W. Freeman, and S. Arya, J. Geophys. Res. 100, 13 (1995).
- 60. G. L. Withbroe, Astrophys. J. 325, 442 (1988).
- 61. J. C. Brandt, C. Wolff, and J. P. Cassinelli, Astrophys. J. 156, 1117 (1969).
- 62. T. Sakurai, Solar Phys. 76, 301 (1982).

- 63. M. L. Goelzer, N. A. Schwadron, and C. W. Smith, J. Geophys. Res. Space Physics 119, 115 (2014).
- 64. D. Fabbian, R. Simoniello, R. Collet, S. Criscuoli, et al., Astron. Nachricht. 338, 753 (2017).
- 65. *H. Lammer, M. Güdel, Y. Kulikov, I. Ribas, et al.*, Earth, Planets and Space **64**, 179 (2012).
- 66. Д. В. Бисикало, А. Г. Жилкин, А. А. Боярчук, Газодинамика тесных двойных звезд (М.: Физматлит, 2013).
- 67. А. Г. Жилкин, Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, Успехи физ. наук **182**, 121 (2012).
- 68. T. Tanaka, J. Comp. Phys. 111, 381 (1994).

- 69. K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. de Zeeuw, J. Comp. Phys. **154**, 284 (1999).
- 70. D. Charbonneau, T. M. Brown, D. W. Latham, and M. Mayor, Astrophys. J. 529, L45 (2000).
- M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh, Astrophys. J. 885, 67 (2020).
- 72. S. Awiphan, E. Kerins, S. Pichadee, S. Komonjinda, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 463, 2574 (2016).
- 73. Л. Э. Эльсгольц, Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление (М.: Наука, 1969).

УДК 524.882

НАБЛЮДЕНИЯ ТЕНЕЙ ЧЕРНЫХ ДЫР С ПОМОЩЬЮ НАЗЕМНО-КОСМИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

© 2020 г. Е. В. Михеева^{1,*}, С. В. Репин^{1,**}, В. Н. Лукаш^{1,***}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия *E-mail: helen@asc.rssi.ru

E-mail: sergerepin 1@gmail.com* *E-mail: lukash@asc.rssi.ru* Поступила в редакцию 25.12.2019 г. После доработки 12.03.2020 г. Принята к публикации 30.03.2020 г.

В статье рассматриваются изображения теней черных дыр (ЧД), которые могут быть восстановлены путем обработки наблюдательных данных планируемых проектов по радиоинтерферометрии со сверхбольшими базами (РСДБ). Для радиоисточников – керровских ЧД с массами и координатами SgrA*, M87* и M31*, подсвеченных находящимися за ними источниками света, мы рассмотрели три типа наблюдений: наземный интерферометр (подобный Телескопу Горизонта Событий), наземно-космический интерферометр, космическое плечо которого обеспечено искусственным спутником Земли на геоцентрической орбите, и наземно-космический интерферометр со спутником в точке Лагранжа L_2 . Значительное различие между восстановленными изображениями для наземного и наземно-космического радиоинтерферометра со спутником на геоцентрической орбите обусловлено как увеличением проекции базы, так и улучшением покрытия (u, v)-плоскости. Околоземные конфигурации радиоинтерферометра для наблюдения теней ЧД являются наиболее предпочтительными среди рассмотренных случаев. При дальнейшем увеличении высоты орбиты до точки L_2 плотность заполнения (u, v)-плоскости понижается, и результаты становятся менее представительными. Представлены модельные изображения для всех рассмотренных случаев.

DOI: 10.31857/S000462992008006X

1. ВВЕДЕНИЕ

В наше время наблюдения теней ЧД являются одной из самых острых проблем астрофизики (см. [1–3]). Успехом стали недавно проведенные Телескопом Горизонт Событий (ТГС)¹ наблюдения тени ЧД, расположенной в ядре галактики М87 [4–9]. Полученные изображения наглядно демонстрируют исключительные возможности современных инструментов. Вместе с тем прогресс в области изучения ЧД и их ближайших окрестностей требует продолжения работ – наблюдений ЧД в других радиоисточниках и на других (более высоких) частотах.

В настоящее время, когда интерферометрия ЧД развивается очень быстро, для обозначения изображения ЧД используют термины "тень", "силуэт" и "фотонное кольцо" (впервые термин был использован в [10]). Иногда их смысл разделяют, но часто смешивают. Так, в [11] используется термин "силуэт", под которым понимается изображение горизонта событий ЧД, в [12] используется термин "тень", которым обозначается изображение фотонной сферы (r = 3GM для невращающейся ЧД). В англоязычной литературе эти термины зачастую смешиваются. Авторы следуют этой практике и называют тенью ЧД ее изображение для конкретной используемой модели, не детализируя, что является границей тени. Изображение ЧД зависит как от ее массы и вращения, так и от свойств источника, подсвечивающего ЧД (диск, джет, яркое пятно и др.). Некоторые аспекты определения тени ЧД в Общей теории относительности (ОТО) и расширенных теориях гравитации были затронуты в [13] (см. также ссылки в этой работе), а также в статьях [14–18].

Однако независимо от определения тени ЧД имеют очень малые угловые размеры даже для самых близких ЧД. Это означает, что методы РСДБ должны играть ключевую роль в наблюдении этих теней. Важными параметрами также являются величина проекции базы и частота, на которой работает приемная аппаратура. Наземные интерферометры ограничены диаметром Земли, так что проекция базы не может превышать 12 800 км.

¹ http://eventhorizontelescope.org

Однако интерферометр, расположенный на Земле, относительно прост в контроле, ремонте, обслуживании и сборе/передаче данных. Идея большого наземного интерферометра была реализована в виде ТГС, которому удалось провести первые наблюдения тени ЧД на частоте 230 ГГц.

Угловое разрешение интерферометра может быть улучшено как увеличением базы, так и переходом к более высоким частотам наблюдений. Таким образом, представляется весьма продуктивной идея построить интерферометр с экстремально большой базой [19-21]. С более детальным рассмотрением возможных орбит спутников можно ознакомиться в [22-24]. Угловое разрешение такого интерферометра может в тысячи раз превысить разрешение самых больших наземных интерферометров. Однако в случае если такая миссия и будет когда-либо реализована, она окажется очень дорогостоящей, а ее техническое обеспечение едва ли может быть реализовано так же просто, как в случае наземных антенн. В дополнение к техническим и финансовым проблемам ожидаются большие сложности с заполнением (*u*, *v*)-плоскости. В наземных наблюдениях можно достичь относительно однородного покрытия (u, v)-плоскости, потому что общая конфигурация треков индивидуальных телескопов интерферометра практически повторяется каждые сутки, в то время как при наблюдениях на наземно-космическом интерферометре, особенно при больших проекциях базы, охват, как ожидается, будет довольно неоднородным. Это приводит к дополнительным трудностям при обработке наблюдательных данных.

Тем не менее идея наземно-космического интерферометра очень заманчива, и в последний год особенно широко обсуждается (см., напр., [22-24]). Она может быть реализована в будущих космических проектах. Один из них - космический проект "Миллиметрон" [25] с охлаждаемым 10-м зеркалом, который предназначен для работы в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, и запуск которого запланирован на конец 20-х годов. Угловое разрешение этого прибора в режиме интерферометра, как ожидается, должно быть настолько высоким, что мы, в принципе, сможем наблюдать тени ЧД во многих галактиках. Однако есть причины, которые могут заметно сказаться на этой идеальной картине. Это могут быть ограничения по чувствительности прибора, эффекты рассеяния излучения вследствие неоднородностей плазмы и т.д. Кроме того, все эти эффекты сильно зависят от частоты. В данной статье мы сосредоточимся на фундаментальной возможности наблюдения за тенью ЧД и пренебрегаем нюансами, связанными с характеристиками конкретных инструментов и/или объектов. Предварительный каталог сверхмассивных ЧД, в

котором учтены предполагаемые наблюдательные возможности "Миллиметрона", можно найти в работе [26], которая, в свою очередь, основана на расширенном каталоге, опубликованном в [27].

Интерпретация интерферометрических наблюдений тени ЧД требует моделирования ожилаемого изображения. Эта проблема. в свою очередь, требует больших усилий по разработке моделей источника излучения. Как показано во многих работах [2, 28-36], изображение в значительной степени зависит от окружения ЧД, т.е. от структуры аккреционного диска, зависимости его температуры от радиальной координаты, от существования релятивистского плазменного джета и др. Также необходимо учитывать излучение короны, геометрию магнитного поля, присутствие синхротронного излучения и многое другое. Кроме того, изображение зависит и от межзвездного рассеяния [37, 38]. В нашем моделировании мы не принимаем во внимание все эти эффекты и используем самую простую модель изображения тени, которая зависит только от массы и спина ЧД и источника фотонов – яркой плоскости, находящейся за ЧД. Тем не менее это позволяет нам выявить характерные черты существующих и ожидаемых результатов наблюдений наземного и наземно-космического интерферометров. Мы рассматриваем не изображение реального источника, SgrA* (или M87*, M31*), а модель тени ЧД того же углового масштаба.

Недавнее наблюдение тени ЧД было получено с помощью наземного интерферометра. Это означает, что нам необходимо изучить перспективы будущих исследований ЧД. Наиболее очевидный способ сделать это — объединить опыт ТГС и проекта "РадиоАстрон" [39] в будущих космических экспериментах. В работе мы сравниваем изображения теней ЧД, которые могут быть получены интерферометрами в различных конфигурациях.

Основной целью этой работы является обсуждение предпочтительной спутниковой орбиты, которая позволит быстро получить изображение тени ЧД с высоким разрешением. Такое высококачественное изображение способно дать важную информацию о физических процессах в непосредственной близости от сверхмассивных ЧД (по строению внутренней части диска и основанию джета), расположенных в центрах галактик. Изображение тени также может быть использованы для проверки ОТО в сильном гравитационном поле. Мы не обсуждаем технические проблемы интерферометрии и оставляем их решение на усмотрение специалистов по РСДБ.

2. МОДЕЛЬ ТЕНИ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

Мы рассматриваем вращающуюся ЧД и ее тень, или силуэт, с простой геометрией источника фотонов. Мы предполагаем, что ЧД описывается метрикой Керра и ее спин близок к максимальному, a = 0.9981 (безразмерный параметр, описывающий отношение момента вращения ЧД к ее массе). Ось вращения перпендикулярна лучу зрения (см. рис. 1). За ЧД расположен яркий плоский экран, который равномерно излучает кванты в полусферу (в телесный угол 2π). Если плоскость экрана перпендикулярна лучу зрения, то силуэт ЧД выглядит так, как показано² на рис. 2. Похожее изображение может появиться, если ЧД звездной массы вращается вокруг звезды красного гиганта и проходит перед звездой.

Для построения фотонных траекторий были решены уравнения движения в рамках ОТО для каждого фотона. С системой из шести обычных дифференциальных уравнений можно ознакомиться в [40, 41]. Программы, позволяющие решать такие системы дифференциальных уравнений, входят во многие стандартные пакеты и общедоступны³ [42, 43]. Полученное изображение учитывает траектории примерно 10 млн квантов.

Это изображение имеет ряд характерных особенностей: оно асимметрично, его яркость неоднородна, и оно включает тонкие дуги, образованные фотонами, которые пришли к наблюдателю после нескольких оборотов вокруг ЧД. На рисунке ясно видны фотонные дуги справа, дуги слева также присутствуют, однако они не могут быть адекватно отображены, так как их ширина намного меньше, чем размер пикселя. Ширина дуг справа всего в 17–18 раз меньше диаметра тени. Таким образом, мы рассматриваем изображение тени ЧД, которое имеет достаточно мелкие детали. Конечно, изображение таких маленьких и тусклых деталей будет, по-видимому, размыто рассеянием, но этот факт будет рассмотрен ниже (см. раздел "Выводы").

Мы полагаем, что ось вращения ЧД в центре Млечного Пути перпендикулярна галактической плоскости и совпадает с осью вращения галактики. Это значит, что мы знаем ее ориентацию на небесной сфере. Что касается М87 и М31, то их оси вращения и оси вращения ЧД пока известны с большой неопределенностью, поэтому мы предположили, что их оси вращения ориентированы вдоль оси склонений. Наконец, мы считаем источники стационарными.



Рис. 1. Взаимное расположение излучающей поверхности, ЧД и наблюдателя. Луч зрения перпендикулярен плоскости излучающего экрана и оси вращения ЧД.

3. ИЗОБРАЖЕНИЯ ТЕНЕЙ ЧЕРНЫХ ДЫР

Для реконструкции изображений мы использовали хорошо известный метод CLEAN [44, 45]. Этот алгоритм широко используется в астрофизике и позволяет извлекать изображение из коэффициентов Фурье, определенных на конечном числе точек (и, v)-плоскости (что подразумевает процедуру сглаживания). С математической точки зрения, мы имеем дело с некорректной задачей, так как покрытие (и, v)-плоскости является неполным. Как было показано, например, в [7], изображения теней ЧД имеют некоторые различия при использовании разных методов восстановления изображений и их реализаций. Тем не менее морфология изображений остается неизменной. В данной работе мы также сфокусируемся на морфологии изображений и не рассматриваем особенности, которые могут быть связаны с использованием конкретной процедуры восстановления изображения или с его исходной моделью. Мы полагаем, что метод CLEAN действительно дает общее представление об изображении тени ЧД.

3.1. Наземный интерферометр

Прежде всего рассмотрим реконструированное изображение, которое может быть получено при наземных интерферометрических наблюдениях, подобных тем, что проводятся на ТГС. Суточное покрытие (u, v)-плоскости для SgrA* показано на верхней панели слева на рис. 3. Покрытие, показанное на рисунке, является примером и не совпадает с реальным наблюдательным сетом ТГС. Максимальное значение проекции базы здесь порядка $0.8R_{\oplus}$. Для других объектов (u, v)плоскости выглядят иначе из-за других коорди-

² Если бы ЧД облучалась с телесного угла 4π, изображение тени выглядело бы иначе: широкое темное кольцо между узкими фотонными дугами и контрастным краем (красное кольцо в цветовой системе рис. 2) было бы светлым.

³ https://www.mcs.anl.gov/petsc/



Рис. 2. Тень керровской ЧД на фоне плоского светящегося экрана, перпендикулярного лучу зрения удаленного наблюдателя. Ось вращения ЧД также перпендикулярна лучу зрения. Интенсивность представлена в логарифмической шкале и нормирована на яркость излучающего фотоны экрана.

нат ЧД, но общий вид покрытия остается. Как видно из рисунка, покрытие достаточно плотное и однородное.

Три другие части рис. 3 представляют собой изображения тени ЧД, представленной на рис. 2, как она наблюдается на частоте 240 GHz и реконструируется при помощи процедуры CLEAN для положений и масс SgrA*, M87* и M31*. Как видно из рисунка, разрешение изображений невысокое, но можно выделить некоторые характерные детали, особенно для SgrA*. Например, в правом верхнем углу есть яркая деталь, которая может быть интерпретирована как узкий полумесяц, который также можно найти на первичном изображении. На восстановленных изображениях других моделей ЧД (нижняя панель рис. 3) тень не видна. Асимметрия и неоднородность изображения являются артефактом процедуры обработки данных.

3.2. Интерферометр со спутником на низкой орбите

Низкоорбитальный интерферометр подразумевает, что спутник находится на геоцентрической орбите высотой от 200–300 км до геостационарной. Средний радиус, таким образом, составляет (2–3) R_{\oplus} . В зависимости от радиуса спутник будет совершать от 1 до 16 оборотов вокруг Земли за сутки. В нашем моделировании радиус орбиты близок к $2R_{\oplus}$. Суточное покрытие (u, v)-плоскости для SgrA* показано на верхней панели слева на рис. 4. Треки наземных телескопов представлены также на рис. 4, они такие же, как на рис. 3, но в уменьшенном масштабе. Как уже было сказано выше, общий вид покрытия примерно одинаков для M87* и M31*.

Изображения объектов, восстановленных методом CLEAN, представлены на трех остальных частях рис. 4. На верхней панели справа расположено изображение SgrA*. По сравнению с рис. 3 оно содержит много ранее отсутствовавших деталей. Вверху справа во внутренней темной области можно увидеть яркую дугу, соответствующую аналогичной детали исходного изображения на рис. 2. Более того, мы даже можем предположить, что это изображение повернуто под некоторым углом по сравнению с рис. 2, и измерить этот угол, определив ориентацию оси вращения ЧД. Это значит, что угловое разрешение в данном случае настолько высоко, что после обработки изображения можно детально изучить параметры ЧД и его окружения. Яркий круг также имеет неоднородное распределение интенсивности, и положение его максимума совпадает с максимумом внутреннего полумесяца.

Изображения теней М87* и М31* в нижней части рис. 4 также имеют дополнительные характерные особенности. Ясно видно, что интенсивность яркого кольца неоднородна, и эта неодно-



Рис. 3. Модельное изображение тени ЧД с массой SgrA* (вверху справа), M87* (внизу слева) и M31* (внизу справа), восстановленные при обработке данных наземных интерферометрических наблюдений. Соответствующее покрытие (u, v)-плоскости (вверху слева) представлено для SgrA*. Изображения даны в условных цветах.

родность (согласно модели) несет в себе важную информацию об ориентации оси вращения ЧД. Более высокое угловое разрешение приводит к тому, что и диапазон интенсивности в изображениях, и градиенты интенсивности значительно выше, чем на рис. 3.

Сравнение изображений на рис. 3 и 4 позволяет сделать вывод, что реализуемый низкоорбитальный космический наземный интерферометр может дать нам гораздо больше информации о ЧД, чем наблюдения только на наземных интерферометрах.

3.3. Интерферометр со спутником в точке Лагранже L₂

Следующим шагом в увеличении базы может быть размещение спутника с радиотелескопом в точке Лагранжа L_2 , как это планируется в космической обсерватории "Миллиметрон". Предположим, что после того, как спутник достигнет этой точки, он будет оставаться там в течение всего времени проведения эксперимента. С локализацией в точке L_2 база интерферометра может быть действительно огромной, а ее проекция для наблюдения некоторых источников может превысить $100R_{\oplus}$. Однако покрытие (u, v)-плоскости



Рис. 4. Модельное изображение тени ЧД для SgrA* (вверху справа), M87* (внизу слева) и M31* (внизу справа), восстановленные по наблюдательным данным, полученным на наземно-космическом интерферометре со спутником на низкой геоцентрической орбите. Покрытие (u, v)-плоскости (вверху слева) представлено для SgrA*. Изображения даны в условных цветах.

становится вырожденным. Кроме того, за пять лет эксперимента можно надеяться только на единичное наблюдение за конкретным объектом.

Как и ранее, покрытие (u, v)-плоскости в данном случае для Srg A* показано на верхней панели слева на рис. 5. Треки наземных антенн не могут быть показаны надлежащим образом из-за масштаба рис. 5, хотя они там действительно присутствуют. Также они показаны на вставке. Необходимо отметить, что низкоорбитальный — второй — спутник здесь отсутствует. Другие части рис. 5 демонстрируют восстановленные изображения ЧД с координатами SgrA*, M87* и M31*.

Угловое разрешение в случае такой конфигурации интерферометра очень высокое, но из-за очень плохого покрытия (u, v)-плоскости восстановленное изображение тени ЧД выглядит хуже, чем на рис. 4. Основная причина заключается в том, что такое покрытие (u, v)-плоскости не позволяет надежно восстановить исходное изображение.

Яркое фотонное кольцо легко различить на изображении модели тени ЧД с координатами



Рис. 5. Модельные изображения теней черных дыр для SgrA* (сверху справа), M87* (снизу слева) и M31* (снизу справа), восстановленные из интерферометрических наблюдений с участием спутника на высокой орбите (расположенного в точке Лагранжа L_2). Покрытие (u, v)-плоскости (вверху слева) представлено только для SgrA*. Изображения даны в условных цветах.

SgrA*, но, несмотря на очень высокое угловое разрешение, узкие детали внутреннего полумесяца полностью потеряны, поэтому любая информация об ориентации оси вращения ЧД также теряется. Распределение интенсивности вдоль кольца выглядит равномерно, в отличие от рис. 4.

Анализ изображений рассмотренной модели тени ЧД с координатами М87* и М31* демонстрирует те же особенности. Можно сделать вывод только о том, что определенно наблюдается некая кольцевидная структура. Край тени в М87* также не раскрывает никаких характерных деталей, которые позволили бы установить направление углового момента.

4. ВЫВОДЫ

По результатам работы мы можем сделать вывод, что интерферометр, который включает в себя как наземные телескопы, так и низкоорбитальный спутник, имеет преимущество по сравнению с другими рассмотренными случаями. Ключевую роль здесь играет способность заполнить (u, v)плоскость достаточно плотно за относительно короткое время (день или неделю). Интерферометр с низко-орбитальным спутником действительно способен успешно решить эту задачу, потому что достаточное покрытие (u, v)-плоскости можно получить менее, чем за неделю. Более того, если орбита имеет высоту 300—400 км, то полный оборот совершается примерно за 1.5 часа, и после 5—7 витков покрытие (u, v)-плоскости становится достаточно плотным. В этом случае процедура наблюдения может длиться всего около 10 ч и, в принципе, мы можем получать изображение тени ЧД удовлетворительного качества и с хорошим разрешением дважды в сутки. Спутник на орбите с $R \sim 2R_{\odot}$ имеет примерно в три раза больший орбитальный период, поэтому аналогичное покрытие (u, v)-плоскости будет достигнуто примерно через день (см. рис. 4). Одновременное использование двух или трех спутников может дополнительно уменьшить это время.

Наземные интерферометры имеют достаточное покрытие (u, v)-плоскости, однако большая часть объектов не может наблюдаться целый день, потому что в течение некоторого времени они находятся под горизонтом. В эти периоды покрытие, безусловно, останавливается, и, таким образом, мы получаем треки, похожие на половину эллипса (см. рис. 3). Очевидно, однако, что большое преимущество наземных приборов – это их более низкая стоимость.

Чем больше база интерферометра, тем сложнее корреляционный процесс. В частности, это связано с трудностями синхронизации наземных и бортовых часов. Это значит, что наземно-космический интерферометр должен иметь гораздо более сложное оборудование, чем наземный инструмент.

Случай интерферометра со спутником на высокой орбите отличается от других. Действительно, его угловое разрешение невероятно высокое. Теоретически, оно настолько высоко, что мы сможем увидеть фотонные дуги внутри изображения тени на рис. 2 по отдельности, т.е. разрешение может быть даже лучше, чем на нашей иллюстрации. Однако здесь мы сталкиваемся с проблемой плохого покрытия (*u*, *v*)-плоскости. Дело в том, что информация, полученная при интерферометрическом наблюдении, не является изображением самого объекта. Это Фурье-образ истинного изображения, измеренный на ограниченном числе точек (u, v)-плоскости. Надежное восстановление изображения возможно только при достаточно плотном покрытии (и, v)-плоскости. Один оборот вокруг Земли спутника, находящегося в L₂, занимает целый год. И даже увеличение продолжительности наблюдений не окажет радикального влияния на покрытие (и, v)-плоскости. Спутник, движущийся на орбите вблизи точки L_2 , каждый год почти повторяет свой трек на (*u*, *v*)-плоскости. Его смещение выше и ниже плоскости эклиптики лишь незначительно увеличивает зону покрытия.

Другая интересная идея состоит в том, чтобы построить радиотелескоп на Луне [21]. Орбитальный период естественного спутника Земли составляет около месяца, поэтому трети или половины года (несколько оборотов) достаточно, чтобы покрыть (u, v)-плоскость. В любом случае, это намного меньше, чем требуется для спутника, расположенного в L_2 . Однако для реализации такого грандиозного проекта еще предстоит решить множество технических проблем.

В настоящее время осуществлены только два успешных проекта с использованием космического РСДБ: VSOP [46] и "Радиоастрон" [39]. Оба были оснащены приемниками в сантиметровом диапазоне длин волн, это означает, что у нас еще не хватает опыта реализации таких проектов.

Долгожданное наблюдение тени ЧД с помощью ТГС является первым шагом к тестированию ОТО в сильных гравитационных полях. Тем не менее было установлено, что количественные характеристики полученного изображения недостаточны для того, чтобы различать свойства ЧД в разных теориях гравитации. Таким образом, необходима большая осторожность при интерпретации изображений ЧД при тестировании ОТО [47]. И так как тень ЧД может быть измерена точнее с помощью наземно-космического интерферометра, чем при помощи наземного, космические миссии РСДБ действительно позволят провести более сильные тесты ОТО и моделей аккреции.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-02-00199) и проекта КП 19-270 РАН "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с использованием методов наземных наблюдений и космических исследований".

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А. Андреанову за любезную помощь в подготовке изображений теней ЧД и многочисленные полезные обсуждения. Мы благодарны В.Н. Строкову, И.Н. Пащенко за помощь с подготовкой рукописи. Мы также благодарны В.И. Костенко и С.Ф. Лихачеву за их помощь и дискуссии. Один из авторов (С.Р.) выражает особую благодарность О. Суменковой, Р. Бересневой и О. Косаревой за возможность плодотворной работы над этой задачей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *H. Falcke*, J. Physics: Conference Series **942**, id. 012001 (2017).
- 2. J.-P. Luminet, arXiv:1804.03909v1 (2018).

- 3. *S. Nampalliwar and C. Bambi*, Tutorial Guide to X-ray and Gamma-ray Astronomy: Data Reduction and Analysis, edited by C. Bambi (Singapure: Springer, 2019) (arXiv:1810.07041v3).
- Event Horizon Telescope Collaboration: K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al., Astrophys. J. 875, id. L1 (2019).
- Event Horizon Telescope Collaboration: K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al., Astrophys. J. 875, id. L2 (2019).
- Event Horizon Telescope Collaboration: K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al., Astrophys. J. 875, id. L3 (2019).
- Event Horizon Telescope Collaboration: K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al., Astrophys. J. 875, id. L4 (2019).
- 8. Event Horizon Telescope Collaboration: K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al., Astrophys. J. 875, id. L5 (2019).
- 9. Event Horizon Telescope Collaboration: K. Akiyama, A. Alberdi, W. Alef, K. Asada, et al., Astrophys. J. 875, id. L6 (2019).
- 10. M. D. Johnson, A. Lupsasca, A. Strominger, G. N. Wong, et al., arXiv:1907.04329v2.
- 11. V. I. Dokuchaev, N. O. Nazarova, and V. P. Smirnov, General Relativ. and Gravit. **51**, id. 81 (2019).
- 12. V. Perlick, O. Yu. Tsupko, and G. S. Bisnovatyi-Kogan, Phys. Rev. D 92, id. 104031 (2015).
- 13. A. F. Zakharov, Phys. Rev. D 90, id. 062007 (2014).
- 14. A. F. Zakharov, Intern. J. Modern Physics D 27, id. 1841009 (2018).
- 15. V. Perlick, O. Yu. Tsupko, and G. S. Bisnovatyi-Kogan, Phys. Rev. D 97, id. 104062 (2018).
- С. О. Алексеев, Б. Н. Латош, В. А. Прокопов, Е. Д. Емцова, ЖЭТФ 155(5), 847 (2019).
- 17. V. I. Dokuchaev and N. O. Nazarova, arXiv:1911.07695v2 (2020).
- S. O. Alexeyev and V. A. Prokopov, arXiv:2001.09272 [gr-qc] (2020).
- L. I. Matveenko, N. S. Kardashev, and G. B. Sholomitskii, Radiophysics and Quantum Electronics 8, 461 (1965).
- F. Roelofs, H. Falcke, C. Brinkerink, and M. Moscibrodzka, Astron. and Astrophys. 625, id. A124 (2019).
- T. An, X. Hong, W. Zheng, S. Ye, et al., Adv. Space Res. 65(2), 850 (2020).
- V. L. Fish, M. Shea, and K. Akiyama, Adv. Space Res. 65(2), 821 (2020).
- T. Kawashima, M. Kino, and K. Akiyama, Astrophys. J. 878(1), id. 27 (2019).

- 24. D. C. M. Palumbo, S. S. Doeleman, M. D. Johnson, K. L. Bouman, and A. A. Chael, Astrophys. J. 881(1), id. 62 (2019).
- 25. *Н. С. Кардашев, И. Д. Новиков, В. Н. Лукаш, С. В. Пи*липенко и др., Успехи физ. наук **184**, 1319 (2014).
- П. Б. Иванов, Е. В. Михеева, В. Н. Лукаш, А. М. Малиновский, С. В. Чернов, А. С. Андрианов, В. И. Костенко, С. Ф. Лихачёв, Успехи физ. наук 189, 449 (2019).
- 27. Е. В. Михеева, В. Н. Лукаш, С. В. Репин, А. М. Малиновский, Астрон. журн. **96**(4), 339 (2019) (arXiv:1811.00808).
- 28. J.-P. Luminet, Astron. and Astrophys. 75, 228 (1979).
- 29. *H. Falcke, F. Melia, and E. Agol*, Astrophys. J. **528**, L13 (2000).
- J. Dexter, J.C. McKinney, and E. Agol, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 421, 1517 (2012).
- L. Amarilla and E. F. Eiroa, 14 Marcel Grossman Meeting (Singapure: World Scientific, 2017), 3543.
- 32. A. Abdujabbarov, M. Amir, B. Ahmedov, and S. G. Ghosh, Phys. Rev. D 93, id. 104004 (2016).
- 33. A. E. Broderick, V. L. Fish, M. D. Johnson, K. Rosenfeld, et al., Astrophys. J. 820(2), id. 137B (2016).
- 34. *M. Moscibrodzka, H. Falcke, and H. Shiokawa*, Astron. and Astrophys. **586**, id. A38 (2016).
- 35. A. Neronov and I. Vovk, Phys. Rev. D 93, id. 023006 (2016).
- T. Johannsen, A. E. Broderick, P. M. Plewa, S. Chatzopoulos, et al., Phys. Rev. Lett. 116, id. 031101 (2016).
- 37. Z. Zhu, M. D. Johnson, and R. Narayan, Astrophys. J. 870, id. 6 (2019).
- M. D. Johnson, R. Narayan, D. Psaltis, L. Blackburn, et al., Astrophys. J. 865(2), id. 104 (2018).
- 39. N. Kardashev, V. Khartov, V. Abramov, V. Yu. Avdeev, et al., Astron. Rep. 57(3), 153 (2013).
- 40. A. F. Zakharov and S. V. Repin, Astron. Rep. 43(11), 705 (1999).
- 41. S. V. Repin, D. A. Kompaneets, I. D. Novikov, and V. A. Mityagina, arXiv:1802.04667 [gr-qc] (2018).
- 42. L. R. Petzold, SIAM J. Sci. Comp. 4(1), 136 (1983).
- S. Abhyankar, J. Brown, E. M. Constantinescu, D. Ghosh, B. F. Smith, and H. Zhang, arXiv:1806.01437 [math.NA] (2018).
- 44. J. A. Hogbom, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 15, 417 (1974).
- 45. U. J. Schwarz, Astron. and Astrophys. 65, 345 (1978).
- 46. *H. Hirabayashi, H. Hirosawa, H. Kobayashi, Y. Murata, et al.*, Science **281**(5384), 1825 (1998).
- 47. Y. Mizuno, Z. Younsi, C. M. Fromm, and O. Porth, Nature Astron. 2, 585 (2018).

УДК 524.527-77

ЭВОЛЮЦИЯ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОН И H₂O В ОБЛАСТИ АКТИВНОГО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ NGC 2071

© 2020 г. Н. Т. Ашимбаева¹, П. Колом², В. В. Краснов³, Е. Е. Лехт^{1, *}, М. И. Пащенко¹, Г. М. Рудницкий¹, А. М. Толмачев⁴

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия ² Медонская обсерватория, Медон, Франция ³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия ⁴ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пущинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пущино, Россия *E-mail: lekht@sai.msu.ru Поступила в редакцию 13.02.2020 г. После доработки 30.03.2020 г.

Принята к публикации 30.03.2020 г.

Представлены результаты наблюдений области звездообразования NGC 2071 в линиях молекул H_2O на длине волны 1.35 см и OH на длине волны 18 см, полученных на 22-м радиотелескопе в Пущино (Россия) и на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция) соответственно. Приведен каталог спектров мазерного излучения H_2O за период с декабря 2010 по январь 2020 г. Переменность интегрального потока за весь мониторинг (1979–2020 гг.) имеет два близких по продолжительности цикла активности (около 20 лет), которые сопровождались сильными вспышками с интервалами от одного до четырех лет. Показано, что среда генерации мазерного излучения H_2O сильно фрагментирована и в ней имеются мелкомасштабные турбулентные движения вещества. Наблюдаемый дрейф и скачки лучевой скорости эмиссионных деталей H_2O могут быть следствием сложной, неоднородной структуры областей генерации мазерного излучения. Излучение OH в главных линиях 1665 и 1667 МГц и в сателлитной линии 1612 МГц в диапазоне лучевых скоростей 7–12 км/с является широкополосным. Соотношения интенсивностей отличается от равновесного. Приводится обоснование наблюдаемого соотношения интенсивностей этого излучения и поглощения в линии 1720 МГц. Мазерное излучение OH наблюдалось нами в 2007 г. в левой круговой поляризации в линии 1667 МГц на 13.02 и 13.55 км/с с плотностью потока около 0.3 Ян и шириной ~0.25 км/с для каждой из них.

DOI: 10.31857/S0004629920080022

1. ВВЕДЕНИЕ

В комплексе Орион В находятся два гигантских молекулярных облака, одним из которых является газо-пылевое облако L 1630 [1, 2]. В нем расположена область активного звездообразования NGC 2071. Расстояние до NGC 2071 принимается равным 390 кпк [3]. В этой области находится отражательная туманность с таким же названием.

Область NGC 2071 отстоит от одноименной отражательной туманности на 4'. Она наблюдается как инфракрасный источник, который состоит из восьми ИК-источников [4], полная светимость которых равна ~520 L_{\odot} [5]. Наиболее яркими из них являются IRS1 и IRS3, которые совпадают с источниками радиоконтинуума на 5 ГГц. Излучение от IRS1 преобладает в близком ИК-диапазоне, а от IRS3 в далеком ИК-диапазоне [6]. ИК-из-

лучение от области NGC 2071 достаточно сильно поляризовано и степень поляризации варьируется от 3 до 7%. Это может подтверждать наличие вокруг ИК-источников плотной пылевой оболочки [7].

Проведенное картографирование области NGC 2071 в линии CO на волне 2.6 мм позволило обнаружить биполярный поток вещества с высокими лучевыми скоростями в окрестностях источника IRS1 [8, 9]. Биполярный поток ориентирован в направлении с северо-востока на юго-запад. Его протяженность составляет около 5', а ширина ~1.5' [10, 11]. Ядро молекулярного облака имеет лучевую скорость около 10 км/с. По наблюдениям в линиях молекул SO, SiO, H_2CO_4 , CS и NH₃ вокруг скопления ИК-источников обнаружено малое плотное вращающееся газо-пылевое облако температурой 20 K, напоминающее по
своей структуре диск-"бублик-кольцо". Причем ось вращения облака параллельна направлению биполярного потока.

Интерферометрические наблюдения в радиоконтинууме показали наличие трех областей ионизованного водорода Н II [6]. Две из них совпадают с ИК-источниками IRS1 и IRS3. Расстояние между этими областями HII составляет ~5". При расстоянии до области NGC 2071 *d* ~ 390 пк,

это соответствует 9.7×10^{-3} пк (2000 a.e.) в проекции на картинную плоскость.

Излучение молекул гидроксила ОН на волне 18 см в NGC 2071 впервые наблюдали Юханссон и др. [12] в 1972 г. Было зарегистрировано широкополосное излучение в линиях 1612, 1665 и 1667 МГц на $V_{LSR} \sim 9$ км/с и поглощение в линии 1720 МГц на скорости 8 км/с. Кроме того, наблюдалась двойная узкополосная мазерная деталь на $V_{LSR} \sim 13-14$ км/с. Аналогичная картина имела место в 1973 г. в наблюдениях Тернера [13] – широкополосное излучение на $V_{LSR} \sim 8.5$ км/с и узкополосное мазерное излучение на 13.1 км/с.

Мазерное излучение в линии молекулы H₂O обнаружили Швартц и др. [14]. Мазерные пятна водяного мазера в основном группируются в виде скоплений вблизи активных областей HII, совпадающих с ИК-источниками IRS1 и IRS3. VLA-наблюдения Тофани и др. [15] и Торреллеса и др. [16] позволили провести детальные исследования структуры и морфологии областей мазерного излучения H₂O в направлении источников IRS1 и IRS3.

В области IRS1 мазерные пятна образуют шесть скоплений, они расположены вдоль высокоскоростного потока, т.е. образуют вытянутую структуру в пределах 300 а.е. Мазерные пятна также располагаются в полостях арочного типа. В области IRS3 выявлена морфологическая структура в виде протопланетного диска радиусом около 20 а.е. Согласно Сету и др. [17] структура в IRS3 достаточно сложная: кроме диска имеется высокоскоростной поток конической формы.

В направлении мазерного источника H_2O в области NGC 2071 были выполнены регулярные наблюдения (мониторинг): в период 1979—2009 гг. [18—21] и в период 1987—2007 гг. [22].

Настоящая работа является продолжением наших предыдущих исследований. Проведены обобщения данных всего мониторинга с ноября 1979 по январь 2020 г. Также использованы результаты мониторинга Фелли и др. [22]. Кроме того, приведены результаты наблюдений в линиях гидроксила на волне 18 см.

2. АППАРАТУРА И НАБЛЮДЕНИЯ

Мониторинг мазерного источника водяного пара на волне 1.35 см в области активного звездообразования NGC 2071 проводится нами с конца 1979 г. на радиотелескопе PT-22 в ПРАО (Пущино, Россия) в направлении: $\alpha_{2000} = 05^{h}47^{m}04.8^{s}$, $\delta_{2000} = 0^{\circ}21'42.8''$. Ширина диаграммы направленности антенны на 1.35 см равна 2.6'. Чувствительность телескопа составляет 25 Ян/К для точечного источника с неполяризованным излучением. Шумовая температура системы составляла от 130 до 250 К в зависимости от условий наблюдений. Спектры исправлены за поглощение в земной атмосфере.

Регистрация сигнала осуществлялась сначала 128-канальным анализатором спектра фильтрового типа с разрешением по лучевой скорости 0.101 км/с, а с 2006 г. 2048-канальным автокоррелятором с разрешением 0.0822 км/с. Точность измерения лучевой скорости находилась в пределах 20–25 м/с.

Результаты наблюдений с 1979 по 2010 г. были опубликованы в ряде наших предыдущих работ [18–21]. В настоящей работе представлены результаты наблюдений с декабря 2010 по январь 2020 г. (см. рис. 1–6). Таким образом, полное время нашего мониторинга мазера H_2O в NGC 2071 составило 40 лет. С мая 2006 по декабрь 2007 г. наблюдения не проводились по техническим причинам. Для восполнения этого пробела использовались результаты наблюдений Фелли и др. [22].

Также были выполнены наблюдения в линиях гидроксила на волне 18 см в 2007, 2014, 2015 и 2019 г. на радиотелескопе в Нансэ (Франция). Чувствительность телескопа составляет 1.4 Ян/К для точечного источника с неполяризованным излучением. Шумовая температура системы – от 35 до 60 К в зависимости от условий наблюдения. На склонении $\delta = 0^{\circ}$ диаграмма направленности телескопа на данной волне равна $3.5' \times 19'$ по прямому восхождению и склонению соответственно.

Спектральный анализ проводится автокорреляционным спектроанализатором из 8192 каналов. Эти каналы могут быть разделены на несколько батарей, каждая из которых проводит независимый анализ сигнала в одной из двух линий ОН в одном из четырех направлений поляризации — двух линейных и двух круговых поляризациях (правой *RC* и левой *LC*).

В наших наблюдениях спектроанализатор был разделен на восемь батарей по 1024 канала. Проводились наблюдения двух круговых поляризаций (*RC* и *LC*) и четырех ориентаций линейной поляризации (L0/L90 и L45/L135) с поворотом облучателя на -45° , что дает шесть мод поляризации. Это позволило определить все параметры Стокса.





Рис. 1. Спектры мазерного излучения H₂O в NGC 2071 в 2010-2012 гг. Двухсторонними вертикальными стрелками показана цена деления. Приведены эпохи наблюдений.

В наблюдениях 2007 г. частотная полоса анализа каждой батареи была 781.25 кГц, частотное разрешение 763 Гц. Это соответствует разрешению по лучевой скорости 0.137 км/с. В наблюде-

ниях 2014-2019 гг. разрешение было вдвое выше, 0.068 км/с.

(2)

24.09.2011

Наблюдения в Нансэ представляют большой интерес, поскольку последние наблюдения NGC



Рис. 2. То же, что на рис. 1, для 2012-2013 гг.

2071 относятся к эпохе 1988 г. Все наблюдения до 1988 г. показали, что мазерное излучение ОН происходило только в интервале лучевых скоростей 13—14 км/с и оно высоко переменно. На рис. 7 представлены результаты наблюдений в главных линиях ОН на волне 18 см в круговых поляризациях в эпоху 29 октября 2007 г., когда было зарегистрировано мазерное излучение



Рис. 3. То же, что на рис. 1, для 2013-2015 гг.

ОН. Приведен также параметр Стокса *V* (разница между излучением в правой и левой круговыми поляризациями).

3. ДИСКУССИЯ

NGC 2071 является источником, в направлении которого наблюдается тепловое и очень ред-



Рис. 4. То же, что на рис. 1, для 2015-2017 гг.

ко слабое быстропеременное мазерное излучение гидроксила в линии 1667 МГц.

Так, в 1975–1976 гг. Пантконин и др. [23] наблюдали в линии 1667 МГц мазерное излучение

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020

на $V_{\rm LSR} \sim 14-15$ км/с, которое затем почти исчезло в апреле 1977 г. В 1981 г. Санделл и др. [24] вновь зарегистрировали мазер 1667 МГц на $V_{\rm LSR} \sim 13$ км/с, при этом наблюдалось гораздо бо-



Рис. 5. То же, что на рис. 1, для 2017-2018 гг.

лее слабое, также мазерное излучение 1665 МГц на $V_{\rm LSR} \sim 15$ км/с. Это, вероятно, единственный случай, когда его удалось обнаружить. Кроме того, на $V_{\rm LSR} \sim 8$ км/с, т.е. вблизи лучевой скорости молекулярного облака, вместо поглощения найдена пара эмиссионных деталей, имеющих противоположную круговую поляризацию. Санделл и др. [24] интерпретировали ее как зеемановское расщепление линии и дали оценку напряженности магнитного поля в источнике 14 мГс.



Рис. 6. То же, что на рис. 1, для 2018-2020 гг.

В 1987 г. Мирабель и др. [25] вновь не обнаружили узкополосного мазерного излучения в линиях 1667 или 1665 МГц на лучевых скоростях около 13 км/с. Наконец, в 1988 г. Руиз и др. [26] по наблюдениям поглощения в линиях ОН в протяженной области выявили наличие крупномасштабного биполярного выброса из молодого звездного объекта в NGC 2071.

После работы [26] мы не нашли в литературе других данных по наблюдениям NGC 2071 в линиях OH.



Рис. 7. Излучение ОН в главных линиях на волне 18 см (а, б) и параметр Стокса *V* (в) в направлении NGC 2071 в эпоху 29 октября 2007 г. Вертикальными стрелками на панелях (а) и (б) отмечены возможные эмиссионные детали с потоками менее 0.1 Ян.

В то же самое время в направлении NGC 2071 имеется сильное мазерное излучение водяного пара. Особенностью NGC 2071 является существование двух областей мазерного излучения Н₂О с расстоянием между ними всего лишь 2000 а.е. Как мы отмечали во введении, одна из них связана с биполярным потоком (IRS1), а другая – с кеплеровским диском (IRS3). Обе они погружены в плотное вращающееся газо-пылевое облако с температурой 20 К. Мы обращаем внимание на это потому, что спектры Н₂О-мониторинга являются суперпозицией излучения двух указанных выше областей. Несмотря на это в одни и те же эпохи наблюдений, т.е. практически одновременно, имел место низкий уровень мазерной активности обоих источников, IRS1 и IRS3 (см. рис. 8).

3.1. Интегральный поток

Переменность интегрального потока мазерного излучения H₂O в направлении NGC 2071 за весь мониторинг с декабря 1979 по январь 2020 г. показана на рис. 8. Мы также включили данные, полученные до нашего мониторинга [14, 23, 27], и данные Фелли и др. [22] за 2006–2007 гг., когда наш мониторинг не проводился. Переменность имеет циклический характер, т.е. наблюдается чередование максимумов и минимумов интегрального потока. В принципе, продолжительность циклов мазерной активности можно было бы оценить как по максимумам активности, так и по минимумам.

Однако прежде всего следует обратить внимание на то, что по уровню мазерной активности можно выделить два временных интервала. Первый длился с 1977 по 1997 г. и характеризуется своей высокой мазерной активностью. В течение второго временного интервала (1997—2017 гг.) интегральный поток имел более низкий уровень мазерного излучения. В течение всего мониторинга более или менее периодически наблюдались вспышки излучения, разделенные глубокими минимумами. Расстояния между минимумами со-



Рис. 8. Переменность интегрального потока мазерного излучения H₂O. Стрелками отмечены эпохи VLA наблюдений Тофани и др. [15] и Торреллеса и др. [16].

ставляют в первом интервале около одного года, а во втором от 3 до 4.4 года. Назовем их циклами вспышечной активности. С середины 2017 г. начинается этап новой активизации мазера H_2O в области NGC 2071.

Таким образом, несмотря на некоторое различие в характере и уровне мазерного излучения временных интервалов, их объединяет то, что в течение всего времени происходили кратковременные сильные вспышки, и, как правило, наблюдалось нескольких эмиссионных деталей.

Вспышечный характер переменности мазерного излучения H_2O может быть следствием нестационарного процесса формирования протозвезды (в IRS1 и/или в IRS3) на ранней стадии эволюции, при этом аккреция и истечение вещества из протозвезды могут иметь квазипериодический характер.

3.2. Эволюция основных деталей H₂O

Переменность основных характеристик излучения эмиссионных деталей H₂O показана на рис. 9. Она имеет довольно сложный характер. Переменность лучевой скорости основных спектральных деталей аппроксимирована отрезками прямых линий (см. рис. 9а). Для удобства анализа все они пронумерованы. Максимумы излучения отмечены светлыми кружками. В некоторых случаях детали в максимумах состояли из двух тесных компонентов. Они нанесены на рисунке

светлыми треугольниками. Слева крестиками и звездочками нанесены положения основных деталей из работы Торреллеса и др. [16] по результатам VLA-наблюдений в НРАО в декабре 1996 г. в направлении источников IRS1 и IRS3 соответственно.

На рис. 96-г показаны изменения плотности потока 23 выделенных деталей, которые хорошо подчеркивают вспышечный характер излучения всех деталей. Время жизни мазерных деталей в активной фазе небольшое, т.е. происходит быстрый рост излучения и затем также быстрое их высвечивание. Наиболее сильные вспышки происходили в интервале лучевых скоростей 11.5-17 км/с. В конце 2016 г. наблюдалась одиночная сильная вспышка на 3 км/с.

Наблюдается дрейф лучевой скорости деталей, а также некоторые скачки лучевой скорости. Вероятно, все это вызвано не только реальным изменением лучевой скорости мазерных конденсаций, но и тем, что имеются неоднородности в самих мазерных конденсациях с незначительно различающимися случайным образом лучевыми скоростями в них. Также возможны структурные образования других конфигураций, например. неоднородные волокна с градиентом лучевой скорости и др. При прохождении ударной волны через такие структуры мы последовательно принимаем излучение от разных частей неоднородной конденсации. В таких структурах также неизбежно присутствуют мелкомасштабные турбулентные движения вещества.



Рис. 9. Переменность лучевой скорости (а) и плотности потока (б, в, г) эмиссионных деталей мазерного излучения H₂O. Вариации скоростей наиболее интенсивных деталей аппроксимированы отрезками прямых линий. Детали пронумерованы. Максимумы излучения отмечены светлыми кружками, а для двойных линий – светлыми треугольниками. Слева крестиками и звездочками нанесены положения основных деталей из работы Торреллеса и др. [16] по наблюдениям в HPAO в 1996 г. в направлении источников IRS1 и IRS3 соответственно. Смысл горизонтальных штриховых линий описан в тексте.



Рис. 10. Переменность суммы дрейфов (а) и суммы модулей дрейфов (б) лучевой скорости эмиссионных деталей мазерного излучения H₂O.

Для подтверждения сказанного выше мы провели оценку дрейфа излучения всех выделенных эмиссионных деталей на временных масштабах 0.25 г. Для каждого такого интервала были вычислены суммы Σ_1 и суммы модулей Σ_2 дрейфа эмиссионных деталей по лучевой скорости. Результаты такого анализа даны на рис. 10. Подобный анализ впервые был проведен нами для источника ON2 [28].

В отличие от ON2 в NGC 2071 никакого систематического смещения суммы дрейфа эмиссионных деталей не наблюдается. Практически нет различия вычисленных параметров Σ_1 и Σ_2 в эпохи сильных вспышек и более низких уровней активности. Можно сделать вывод, что наблюдаемый дрейф деталей больше связан со структурой мазерного источника в целом, а не с отдельными мазерными конденсациями.

3.3. Пространственное отождествление основных деталей

Как мы установили выше, несмотря на сильные и быстрые вариации потоков, регулярные изменения лучевых скоростей эмиссионных деталей не являются значительными. Это несколько облегчает процедуру возможного определения принадлежности спектральных деталей к мазерным пятнам на VLA картах и, следовательно, к источникам IRS1 и IRS3.

Пространственное отождествление сначала выполним для временного интервала 1996— 2000 гг., соответствующего эпохе VLA наблюдений в декабре 1996 г. [16] и, следовательно, одному из циклов вспышечной активности мазера. Отождествление проводилось по близким значениям лучевых скоростей. Отметим, что ширина спектрального канала при VLA наблюдениях составляла 0.65 км/с. Поэтому погрешность при отождествлении можно принять порядка 0.2— 0.3 км/с.

Результат разделения спектров на отдельные компоненты в 1996–2000 гг. показан на рис. 11. Точки на рисунке нанесены разными символами в зависимости от величины потока. Также нанесено большинство мазерных деталей (мазерных пятен) из работы Торреллеса и др. [16]. Штриховыми линиями объединены основные детали мониторинга, которые можно отождествить с мазерными пятнами VLA-карты. Для каждой линии введено обозначение, где буква означает принадлежность к источнику (о – молекулярный поток, d – кеплеровский диск), а число – номер детали, взятый из [16, табл. 2, 3]. Наиболее сложный ха-



Рис. 11. Переменность лучевой скорости эмиссионных деталей мазерного излучения H₂O в 1996–2000 гг. Указаны интервалы потоков и соответствующие им символы. Крестиками и звездочками нанесены положения основных деталей из работы Торреллеса и др. [16] по наблюдениям в HPAO 24 декабря 1996 г. в направлении источников IRS1 и IRS3 соответственно. Штриховыми линиями показано возможное отождествление основных деталей мониторинга с мазерными пятнами VLA-карты (см. текст).

рактер переменности данного цикла вспышечной активности приходится на временной интервал 1999—2000 гг. В это время происходили вспышки с потоками более 400 Ян в интервале скоростей 11—15 км/с, т.е. достаточно близким к интервалу скоростей сильных вспышек в 2008—2018 гг.

В результате возможного отождествления мы приходим к выводу, что в период 1999—2000 гг. достаточно активными были детали, связанные как с биполярным потоком (IRS1), так и с кеплеровским диском (IRS3). Таким образом, можно предположить, что имеется какая-то корреляция между активностью мазеров обоих источников.

Привести аналогичное пространственное отождествление эмиссионных деталей 2010—2020 гг. существенно сложнее из-за возможной эволюции структуры областей генерации мазерного излучения H₂O. Возможно лишь сопоста-

вить наблюдаемые детали данной эпохи с деталями (мазерными пятнами) VLA-карты с близкими лучевыми скоростями, как это было сделано в первом случае. Наибольший интерес представляет интервал лучевых скоростей 11-17 км/с, где происходили сильные вспышки мазерного излучения H₂O. На рис. 9а проведены горизонтальные штриховые линии, соответствующие лучевым скоростям основных мазерных деталей из VLA наблюдений Торреллеса и др. [16]. Большое обилие эмиссионных деталей позволяет предположить, что они принадлежат обоим источникам (IRS1 и IRS3).

3.4. Излучение гидроксила

Первые спектры линий ОН на 18 см для NGC 2071 были получены нами 29 октября 2007 г. (см. рис. 7). В линии 1667 МГц присутствуют ши-



Рис. 12. Средние профили линий гидроксила в направлении NGC 2071. Приведены полные плотности потоков (суммы правой и левой поляризаций).

рокая деталь на $V_{\rm LSR} \sim 9.5$ км/с и две узких мазерных детали на $V_{\rm LSR} \sim 13.0$ и 13.6 км/с, имеющих 100% левую круговую поляризацию. Широкая деталь, видимо, возникает в молекулярном облаке, окружающем мазер. В линии 1665 МГц также имеется широкая деталь на 9.5 км/с, и, видимо, слабое узкополосное мазерное излучение на 13.20 и 13.75 км/с.

В дальнейшем мы наблюдали NGC 2071 в линиях ОН в эпохи 15.09.2014, 31.10.2014, 10.05.2015,

Линия	Отн. интенсивность	Плотность потока, Ян	$V_{ m LSR}$, км/с	$\Delta V_{0.5}$, км/с
1612 МГц, $F = 1^+ \rightarrow 2^-$	1	0.38	8.96	2.43
1665 МГц, $F = 2^+ \to 2^-$	5	0.16	9.54	1.53
1667 МГц, $F = 1^+ \rightarrow 1^-$	9	0.61	9.46	2.11
1720 МГц, $F = 2^+ \rightarrow 1^-$	1	-0.22	8.70	1.95

Таблица 1. Параметры линий гидроксила в источнике NGC 2071

Примечание. *F* — квантовое число подуровней сверхтонкой структуры. Индексы ± обозначают четность подуровней (см. схему уровней в [29]). В столбце 2 относительная интенсивность — это ожидаемое соотношение интенсивностей линий при локальном термодинамическом равновесии.

08.04.2018, 04.02.2019 и 10.11.2019. Ни в одном случае мазерное излучение на 1665 или 1667 МГц в интервале $V_{\rm LSR} \sim 13-14$ км/с не обнаружено.

На рис. 12 представлены профили линий излучения ОН в NGC 2071 и профиль линии поглощения 1720 МГц. Линию 1612 МГц мы наблюдали только один раз, 4 февраля 2019 г. Для остальных линий приведены спектры, усредненные по всем сеансам наблюдений. Усреднение проводилось с весом, пропорциональным времени накопления сигнала в данном сеансе (от 4 до 10 мин). Линии 1665 и 1720 МГц – дважды или трижды. Всего усреднение для линии 1665 МГц проведено по 6 спектрам, для 1667 МГц – по 12 и для 1720 МГц – по 5 спектрам. Профили были аппроксимированы гауссовыми кривыми. Полученные параметры кривых приведены в табл. 1.

Отношение интенсивностей главных линий ОН 1665 и 1667 МГц равно 0.26, что ниже равновесного 5/9. В то же время интенсивность сателлитной линии 1612 МГц превышает интенсивность линии 1665 МГц и составляет 0.62 от интенсивности линии 1667 МГц, что гораздо выше равновесного отношения 1/9. Центры тяжести сателлитных линий 1612 и 1720 МГц смещены в сторону отрицательных лучевых скоростей. Это указывает на присутствие дополнительного излучения на $V_{LSR} \sim 5-7$ км/с, которое, возможно, связано с еще одним молекулярным облаком на луче зрения. В линии 1667 МГц на этих скоростях также имеется некоторый избыток излучения. Кампбел [27] на основе картографирования облака L1630 в линии 1667 МГц (см. Госс и др. [30]) также указал на существование повышенного теплового излучения ОН к северо-западу от NGC 2071.

Если имеет место больцмановское распределение населенностей уровней сверхтонкой структуры,

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{hv_{ul}}{kT}\right),\tag{1}$$

где n_u , n_l — населенности, соответственно, верхнего и нижнего уровней перехода $u \rightarrow l$, g_u , g_l — статистические веса уровней (g = 2F + 1), T — температура возбуждения перехода, то для газа, оптически тонкого в переходах ОН, равновесное соотношение интенсивностей четырех линий диапазона 18 см составит 1 : 5 : 9 : 1 (см. табл. 1). При этом величина T одинакова для всех четырех переходов.

Населенности подуровней сверхтонкой структуры основного состояния молекулы OH ²П_{3/2}, J = 3/2 чувствительны к наличию поля лальнего ИК-излучения в области 30-100 мкм. При возбуждении молекул ИК-излучением на лежащие выше вращательные уровни и при последующих каскадных переходах вниз в зависимости от формы спектра ИК-излучения могут возникать отклонения населенностей подуровней сверхтонкой структуры состояния ${}^{2}\Pi_{3/2}$, J = 3/2 от равновесных, описываемых распределением (1) (см., напр., Литвак [31]). В случае NGC 2071 присутствует поле дальнего ИК-излучения, создаваемого нагретой пылью молекулярного облака [25]. Облучение молекул ОН этим полем приводит к перенаселению верхнего уровня $F = 1^+$ перехода 1612 МГц и, как следствие, к более высокой температуре возбуждения Т относительно температуры возбуждения главных линий. Поэтому интенсивность линии 1612 МГц повышена и почти равна интенсивности линии 1665 МГц. Напротив, перенаселенным оказывается нижний уровень $F = 1^{-}$ перехода 1720 МГц, что снижает температуру возбуждения перехода и приводит к тому, что линия 1720 МГц наблюдается в поглощении на фоне радиоконтинуума источника NGC 2071.

Таким образом, важную роль в создании аномальных отношений интенсивностей сателлитных линий ОН 1612 и 1720 МГц в NGC 2071 играет поле ИК-излучения.

Источник NGC 2071 обладает особенностями, отличающими его от других источников излучения OH. Как правило, в областях звездообразования мазерная линия 1665 МГц интенсивнее, чем линия 1667 МГц. В NGC 2071 мазерное излучение 1667 МГц наблюдается лишь время от времени, а мазерное излучение 1665 МГц слабое или отсутствует совсем. В сателлитных линиях ОН в NGC 2071 наблюдаются особенности, вызванные отклонениями распределения населенностей подуровней сверхтонкой структуры от равновесного. Представляет интерес наблюдавшийся в 1981 г. эпизод появления в сателлитной линии 1720 МГц на лучевой скорости окружающего молекулярного облака зеемановской пары эмиссионных деталей [24].

В завершение анализа широкополосного излучения обратимся к рис. 7в, на котором представлен параметр Стокса V для главной линии 1667 МГц. Он показывает, что профили линии излучения в правой и левой круговых поляризациях немного различаются. Различие наблюдается только в правой части профилей. Оно невелико, составляет в максимуме 80 мЯн, приходится на лучевую скорость 10.2 км/с и является более узкополосным (1.1 км/с), чем сами линии (1.9 км/с). Это может быть следствием того, что мы наблюдаем излучение ОН как минимум от двух молекулярных облаков с отличающимися физическими параметрами.

Вполне вероятно, что имеется слабое мазерное излучение ОН в линии 1665 МГц также и в левой круговой поляризации. Возможное излучение показано стрелками на рис. 76. Параметры его следующие: лучевые скорости 13.20 и 13.75 км/с, плотности потоков 40 и 50 мЯн соответственно. Как мы отмечали выше, слабое излучение в линии 1665 МГц наблюдалось только в 1981 г. [24]. Нельзя исключить, что слабое мазерное излучение имеется в линии 1665 МГц в обеих круговых поляризациях на скорости 20 км/с. Источник NGC 2071 заслуживает дальнейшего мониторинга во всех четырех линиях ОН диапазона 18 см.

4. ВЫВОДЫ

Перечислим основные результаты, полученные в настоящей работе из наблюдений области активного звездообразования NGC 2071 в линиях молекул H₂O и OH.

1. Представлен каталог спектров мазерного излучения H_2O за 2010—2019 гг. Таким образом, полное время мониторинга источника NGC 2071 составило 40 лет (1979—2020 гг.).

2. Показано, что переменность мазерного излучения H_2O имеет два основных цикла активности: 1977—1997 гг. и 1997—2017 гг. Они различаются по уровню мазерного излучения, но одинаковые по продолжительности.

3. Характерной особенностью мазеров водяного пара в NGC 2071 является то, что мазерное излучение представляет собой постоянные кратковременные вспышки со средним периодом повторения один год в первом цикле и около четырех лет во втором.

4. Вспышечный характер переменности мазерного излучения H_2O может быть следствием нестационарного процесса формирования протозвезды в областях, связанных с IRS1 и IRS3, на ранней стадии их эволюции. При этом аккреция и истечение вещества из протозвезды могут иметь квазипериодический характер. Кратковременность вспышек свидетельствует о том, что среда генерации мазерного излучения H_2O сильно неоднородная.

5. Излучение ОН в линиях 1612, 1665 и 1667 МГц в диапазоне лучевых скоростей 7–12 км/с является широкополосным. Соотношение интенсивностей отличается от равновесного. Приведено обоснование наблюдаемого соотношения интенсивностей этого излучения и поглощения в линии 1720 МГц. Мазерное излучение ОН наблюдалось нами в левой круговой поляризации в линии 1667 МГц на двух лучевых скоростях 13.02 и 13.55 км/с с плотностью потока около 0.3 Ян и шириной ~0.25 км/с для каждой из них.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам Медонской (Франция) и Пущинской (Россия) радиоастрономических обсерваторий за большую помощь в проведении наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *M. L. Kutner, K. D. Tucker, G. Chin, and P. Thaddeus,* Astrophys. J. **215**, 521 (1977).
- R. Launhardt, P. G. Mezger, C. G. T. Haslam, E. Kreysa, R. Lemke, A. Sievers, and R. Zylka, Astron. and Astrophys. 312, 569 (1996).
- 3. B. J. Anthony-Twarog, Astron. J. 87, 1213 (1982).
- 4. D. M. Walther, E. I. Robson, C. Aspin, and W. R. F. Dent, Astrophys. J. 418, 310 (1993).
- H M. Butner, N. J. Evans, II, P. M. Harvey, L. G. Mundy, A. Natta, and M. S. Randich, Astrophys. J. 364, 164 (1990).
- 6. R. L. Snell and J. Bally, Astrophys. J. 303, 683 (1986).
- 7. P. A. Heckert and M. Zeilik, Astron. J. 89, 1379 (1984).
- 8. S. M. Lihten, Astron. J. 253, 593 (1982).
- 9. J. Bally, Astron. J. 261, 558 (1982).
- S. Zhou, N. J. Evans, II, and L. G. Mundy, Astrophys. J. 355, 159 (1990).
- J. M. Torrelles, L. F. Rodriguez, J. Cantó, P. Carral, J. Marcaide, J. M. Moran, and P. T. P. Ho, Astrophys. J. 274, 214 (1983).
- L. E. B. Johansson, B. Höglund, A. Winnberg, Nguyen-Q-Rieu, and W. M. Goss, Astrophys. J. 189, 455 (1974).

- 13. *B. E. Turner*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **37**, 1 (1979).
- 14. *R. L. Schwartz and D. Buhl*, Astrophys. J. **201**, L27 (1975).
- 15. G. Tofani, M. Felli, G. B. Taylor, and T. R. Hunter, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **112**, 299 (1995).
- J. M. Torrelles, J. F. Gómez, L. F. Rodriguez, S. Curiel, G. Anglada, and P. T. P. Ho, Astrophys. J. 505, 756 (1998).
- A. C. Seth, L. J. Greenhill, and B. P. Holder, Astrophys. J. 581, 325 (2002).
- 18. Е. Е. Лехт, М. И. Пащенко, Г. М. Рудницкий, Р. Л. Сороченко, Астрон. журн. **59**, 276 (1982).
- 19. И. И. Берулис, Е. Е. Лехт, Г. М. Рудницкий, Астрон. журн. **73**, 44 (1996).
- Р. Л. Сороченко, И. И. Берулис, В. А. Гусев, Е. Е. Лехт, Л. М. Нагорный, Г. Т. Смирнов, Труды ФИАН 159, 50 (1985).
- 21. Е. Е. Лехт, В. А. Муницын, А. М. Толмачев, В. В. Краснов, Астрон. журн. **88**, 931 (2011).

- 22. M. Felli, J. Brand, R. Cesaroni, C. Codella, et al., Astron. and Astrophys. 476, 373 (2007).
- 23. V. Pantkonin, A. Winnberg, and R. S. Booth, Astron. and Astrophys. 58, L25 (1977).
- 24. G. Sandell, L. A. Nyman, A. Haschick, and A. Winnberg, Lecture Notes in Physics 237, 234 (1985).
- 25. I. F. Mirabel, L. F. Rodriguez, and A. Ruiz, Astrophys. J. **346**, 180 (1989).
- 26. A. Ruiz, L. F. Rodriguez, J. Cantó, and I. F. Mirabel, Astrophys. J. **398**, 139 (1992).
- 27. P. D. Campbell, Publ. Astron. Soc. Pacific 90, 262 (1978).
- 28. A. Márquez, J. E. Mendoza-Torres, and E. E. Lekht, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **128**, 1 (1998).
- 29. Д. А. Варшалович, В. В. Бурдюжа, Астрон. журн. **52**, 1178 (1975).
- 30. M. W. Goss, A. Winnberg, L. E. B. Johansson, and A. Fournier, Astron. and Astrophys. 46, 1 (1976).
- 31. M. M. Litvak, Astrophys. J. 156, 471 (1969).

УДК 524.354.4

КЛАССИФИКАЦИЯ МОЛОДЫХ ПУЛЬСАРОВ И ЭМПИРИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ РЕГУЛЯРНОГО ПАРАМЕТРА ТОРМОЖЕНИЯ

© 2020 г. А. П. Глушак^{1, *}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пущинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пущино, Россия *E-mail: glushak@prao.ru Поступила в редакцию 11.12.2019 г. После доработки 03.03.2020 г. Принята к публикации 30.03.2020 г.

Проанализировано распределение на диаграмме $\log(dP/dt) - \log(tc)$ молодых пульсаров, имеющих характеристический возраст $tc < -5 \times 10^6$ лет и производную периода $dP/dt > -10^{-16}$. Впервые выявлено 6 кластеров-полос, вдоль которых проходят пути долговременной эволюции индивидуальных пульсаров. Средний путь в полосе соответствует долговременной регулярной эволюции для типового пульсара данной полосы. Проанализирован состав населения по типам объектов в кластерахполосах. Вращающиеся радиотранзиенты (RRATs) присутствуют во всех кластерах-полосах при $tc > 10^5$ лет. Оказалось, что три полосы содержат объекты только одного из следующих 3 многочисленных (≥10) известных типов: магнитары, пульсары с сильным магнитным полем и Vela-подобные. В трех других кластерах-полосах объекты предыдущих 3 типов не найдены. Предложена классификация объектов в составе шести кластеров-полос: магнитары (М), с сильным магнитным полем (HB), с субсильным магнитным полем (S-HB), Vela (V), суб-Vela (S-V) и со слабым магнитным полем (LB). Четыре пульсара вне полос отнесены к пекулярным. Даны аналитические формулы для расчета параметров эволюции на диаграмме log(dP/dt) - log(tc). В результате оптимального фитинга среднего пути кластеров-полос подходящей эмпирической функцией для 327 пульсаров впервые оценены долговременные регулярные величины параметра торможения и второй производной периода. Как следствие наличия кластеров-полос, "полосатое" распределение дипольного магнитного поля при рождении пульсаров указывает на интервальность в распределении масс звезд-прародителей пульсаров. Современные модели для взрывов сверхновых звезд также дают интервальное распределение масс прародителей, производящих нейтронные звезды, что подтверждает реальность кластеров-полос пульсаров и естественно объясняет их происхождение.

DOI: 10.31857/S0004629920080058

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени "зоопарк" молодых пульсаров образуют две большие группы: магнитары (т.е. пульсары с сверхсильным магнитным полем) вероятно вместе с рентгеновскими уединенными нейтронными звездами (XINs, т.е. "Великолепная семерка") и пульсары, которые питаются потерей энергии вращения нейтронной звезды (RPPs). Все пульсары, за исключением миллисекундных, относят к обычным. В группу RPPs входят следующие типы пульсаров: с сильным магнитным полем (HB), RRATs [1, 2] и около 12 подобных пульсару Vela (Vela-like) [3-5]. На диаграмме (dP/dt)-P, где P – период пульсара, Vela-like пульсары расположены очень далеко от пульсаров других типов и фактически представляют собой еще один тип [7]. Большая доля остальных RPPs остается не типированной. Среди RPPs несколько объектов находятся в двойных системах. Три антимагнитара не входят в RPPs и относятся к малочисленной, вероятно, разнородной по составу группе так называемых центральных компактных объектов в остатках сверхновых (CCOs) [6].

Ранее предпринимались попытки при помощи метода анализа "течения" пульсаров [8, 9] найти эволюционные пути обычных пульсаров на диаграмме (dP/dt) - P [8–10]. Если бы удалось из наблюдений найти эволюционные пути не для всей совокупности обычных пульсаров, а для какоголибо типа, это позволило бы проследить для этого типа эволюцию долговременного параметра торможения

$$n = 2 - P \left(\frac{d^2 P}{dt^2}\right) / (\frac{dP}{dt})^2$$
(1)

и, вероятно, получить прямую информацию о механизме торможения [11]. Однако, как констатировано В.С. Бескиным, спустя 50 лет исследований все еще трудно получить прямую информацию об этом механизме из-за невозможности извлечь из наблюдений закон эволюции долговременного параметра торможения [11].

Так как в большинстве теоретических моделей основными эволюционными параметрами являются характерное время, равное 2tc, или характеристический возраст tc = P/(2dP/dt), которые прямо связаны с действительным возрастом пульсара [12], то в настоящей работе анализируется распределение молодых пульсаров на диаграмме (dP/dt) - tc. Ранее анализ различных параметров пульсаров в зависимости от tc проводился во многих публикациях [10, 13–16].

В разделе 2 приводятся данные наблюдений параметров молодых пульсаров ($tc < ~5 \times 10^6$ лет), а в разделе 3 — нужные в дальнейшем основные уравнения эволюции вращения. В разделе 4 на диаграмме (dP/dt) — tc выявляются эмпирические кластеры-полосы, и описан метод их выделения, в разделе 5 анализируется связь населения этих полос с пульсарами семи известных типов, и классифицируется население полос. В разделе 6 средние пути эволюции объектов в каждой полосе аппроксимируются эмпирическими зависимостями, и оцениваются регулярные средние величины n и d^2P/dt^2 для 327 пульсаров. Результаты, их следствия и происхождение кластеров-полос обсуждаются в разделе 7.

2. ИСТОЧНИКИ ДАННЫХ О МОЛОДЫХ ПУЛЬСАРАХ

Большинство значений параметров вращения dP/dt и tc (<~5 × 10⁶ лет) брались из каталога ATNF (http//www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/; [20]). Для пульсара J0250+5854 данные взяты из [21], для J1412+7919 (Calvera) – из [22]. По магнитарам информация о классификации и координатах бралась из [21] (http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html), по HB-пульсарам из [22], по Vela-like пульсарам из [3, 5]. Параметры приведены в Приложении, табл. (A1–A6).

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Общий закон замедления вращения для не аккрецирующих пульсаров [12]:

$$d\Omega/dt = -K\Omega^n,\tag{2}$$

где $\Omega = 2\pi/P$, *K* и *n* могут зависеть от времени (например, [17, 18]). Здесь *n* – показатель тор-

можения, определяемый из наблюдений по формуле (1). Из уравнения (2) следует, что

$$dP/dt = K(2\pi)^{(n-1)}P^{s1},$$
 (3)

где

$$s1 = -(n-2).$$
 (4)

Из (3) следует, что на диаграмме $\log(dP/dt) - \log P$ в данной точке траектории эволюции пульсара, заданной аналитически, тангенс угла наклона касательной *s*1 к этой траектории может быть рассчитан по формуле

$$s1 = d[\log(dP/dt)]/d(\log P).$$
(5)

Выражая период *P* через *tc* и dP/dt из уравнения tc = P/(2dP/dt), преобразуем уравнение (3) к виду

$$dP/dt = \pi (2K)^{1/(n-1)} t_c^s, \tag{6}$$

где

$$s = -(n-2)/(n-1).$$
 (7)

Из (6) следует, что на диаграмме $\log(dP/dt)$ — $\log tc$ в данной точке траектории эволюции пульсара, заданной аналитически, может быть рассчитан тангенс угла наклона касательной *s* к этой траектории:

$$s = d[\log(dP/dt)]/d(\log tc).$$
(8)

Если известно уравнение траектории эволюции пульсара на диаграмме log(dP/dt)-log tc, то по найденному *s* можно определить параметр торможения в данной точке траектории эволюции

$$n = 1 + 1/(1 + s).$$
 (9)

В дальнейшем будут использоваться оценки возраста *t* пульсаров, для чего приведем нижеследующие соотношения. В случае прямолинейной траектории эволюции, т.е. при n = const, интервал времени Δt , прошедшего между *P*1 и *P*2 или между *tc*1 и *tc*2,

$$\Delta t = \{2tc2/(n-1)\} [1 - (P1/2)]^{(n-1)}, \quad (n \neq 1) \quad (10)$$

(например, [19]), или (10) записывается иначе

$$\Delta t = [2/(n-1)](tc2 - tc1), \tag{11}$$

где $\Delta t = t2 - t1$; *P*1, *P*2 и *tc*1, *tc*2 – начальный и конечный период и характеристический возраст соответственно.

На диаграмме $\log(dP/dt) - \log tc$ в случае криволинейной траектории ($n \neq \text{const}$), которая является, например, параболой

$$Y_p = aX^2 + bX + c, \tag{12}$$

где

$$X = \log(tc), \tag{13}$$

время, прошедшее между tc2 и tc1,

$$\Delta t = 4a \left[\left(\frac{tc2}{1 \text{ год}} \right) X2 - \left(\frac{tc1}{1 \text{ год}} \right) X1 \right] - (14)$$

- 2(2a/ln10 - b - 1)(tc2 - tc1) год,

где X1 = X(tc1), X2 = X(tc2).

4. ДИАГРАММА log(*dp/dt*)—log *tc* И ЕЕ АНАЛИЗ

Если попытаться визуально найти некоторые кластеры пульсаров на диаграмме $\log(dP/dt)$ - $\log P$ (например, на рис. 6 в работе [7]), то мы уверенно найдем, что магнитары и НВ-пульсары концентрируются в двух отдельных почти вертикальных полосах до возраста $tc \sim 10^5$ лет, ширина зазора межлу которыми сравнима с шириной полосы для НВ-типа. Кроме того, если не брать в расчет присутствие двух точек (пульсары J0534+2200 и J0540-6919), то ясно видны еще две полосы концентрации с широким зазором. В начале одной находятся J1513-5908. J1124-5916. J1640-4631 и другие, а в начале другой – J1833-1034, J0205+6449, J1418-6058, J0835-4510 и другие пульсары Vela-like до возраста $tc \sim 5 \times 10^4$ (рис. 6 из [7]). Сравнение двух распределений молодых пульсаров на диаграмме $\log(dP/dt) - \log P$, которые даны на рис. 6 в работе [7] и на рис. 1 в работе [14], позволяет заключить, что с 2000 по 2015 г., несмотря на открытие многочисленных пульсаров, найденные выше зазоры остались пустыми, а концентрация объектов в полосах увеличилась. Это свидетельствует о реальности этих кластеровполос и о несущественном влиянии эффектов селекции.

В настоящей работе анализируется распределение молодых пульсаров на диаграмме $\log(dP/dt)$ — $\log tc$, представленное на рис. 1, где прямые ограничивают приблизительные края района диаграммы, занимаемой объектами. Видны характерные сгущения объектов как вблизи верхней и нижней линии, так и в средней части распределения точек (рис. 1), которые вытянуты приблизительно параллельно этим линиям. При $tc < ~10^5$ лет также видны как минимум 4 длинных зазора между этими вытянутыми сгущениями.

Легко показать, что эмпирический тренд, задаваемый верхней и нижними линиями, и тренд с близким наклоном, заметный в средней части распределения точек, близко следуют эволюционным путям, полученным в моделях магнитотепловой эволюции пульсаров, которые представлены на рис. 10 в работе [17]. Применение известного метода нахождения кластеров путем выделения областей повышенной плотности точек, дополненного учетом вышеуказанных трендов, а также учетом роста плотности точек с



Рис. 1. Диаграмма (dP/dt) - tc распределения всех молодых пульсаров при $tc \le 1.5 \times 10^5$ лет и $dP/dt \ge 5 \times 10^{-15}$ (186 объектов). Прямые ограничивают приблизительные края региона диаграммы, занимаемой объектами. Большинство значений параметров вращения взяты из каталога ATNF (http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/; [20]).

уменьшением dP/dt при некотором фиксированном *tc*, дает в результате 6 кластеров-полос, показанных на рис. 2. Неслучайность наличия кластеров-полос поддерживается результатом анализа состава объектов по типам, проведенного в разделе 5. Кроме того, реальность кластеров-полос хорошо согласуется с недавними результатами многомерных физических моделей взрывов сверхновых (см. подраздел 7.4). Нужно отметить, что, как и на диаграмме $\log(dP/dt)$ —log *P*, пульсары известного типа, указанные в начале этого раздела, находятся на рис. 2 в начале найденных полос. "Полосатая" диаграмма на рис. 2 подтверждает сделанное выше заключение о наличии кластеров-полос на диаграмме $\log(dP/dt)$ —log *P*.

5. АНАЛИЗ И КЛАССИФИКАЦИЯ ПУЛЬСАРОВ ПО ТИПАМ В КЛАСТЕРАХ-ПОЛОСАХ

5.1. Анализ

На рис. 1 и 2 показано 186 объектов. В результате анализа состава кластеров-полос по типам пульсаров установлено, что в полосе 1 находятся



Рис. 2. То же, что на рис. 1. Сплошными линиями внутри региона на рис. 1 методом, описанным в разделе 4, очерчены шесть кластеров точек, обозначенных цифрами. Эти линии приблизительно параллельны. Кластеры образуют пять полос и одну область с номером 6. Только 4 объекта лежат между полосами (между третьей и четвертой). Пунктирная линия с тангенсом угла наклона ≈ -2 отмечает приблизительную феноменологическую линию рождения пульсаров. Ее наклон близок к наклону линии смерти для этой диаграммы. Три объекта находятся левее этой линии.

20 объектов, из которых 17 относятся к М-типу. В полосе 2 находится 21 пульсар, из них 10 принадлежат к НВ-типу [22]. В полосу 3 попадают 24 объекта, и среди них нет определенных типов. В полосе 4 находятся 67 пульсаров, из них около 12 Vela-like пульсаров [3–5] (за исключением J1811-1925, который лежит в начале полосы 5). В пятой полосе расположен 41 объект, среди которых нет определенных типов. В шестом кластере 9 объектов, среди которых также нет определенных типов. Четыре объекта находятся вне полос, между третьей и четвертой полосами: J0534+2200 (в Крабовидной туманности), J0540-6919 (в SNR 0540-69.3), J1023-5746 и J1909+0749. Остальные объекты из кластеров-полос 1-6 приведены в табл. А1-А6 соответственно. Кроме 186 объектов, показанных на рис. 2, в табл. А1-А6 включены пульсары, имеющие $tc \ge 1.5 \times 10^5$ лет. Они найдены экстраполяцией кластеров-полос

вместе с их огибающими линиями на большие значения *tc*, чем на рис. 2. Экстраполяция закончена при *tc*, где огибающие данного кластера пересекаются с огибающими соседних кластеров. Во всех кластерах-полосах присутствуют объекты RRATs лишь при *tc* > 10^5 лет. Полученное распределение объектов после экстраполяции показано на рис. 3, а сами они приведены в табл. A1–A6. Их обозначение символами на рис. 3 и занесение в эти таблицы сделаны согласно проведенной ниже классификации.

5.2. Классификация

В табл. А1-А6 звездочками отмечены пульсары известного типа. Невероятно, что нахождение значительного количества объектов каждого из трех типов M, HB и Vela-like (или, что то же самое, V) в разных полосах оказалось случайным. Это свидетельствует о принадлежности большинства (если не всех) пульсаров в каждой из трех полос только к одному из этих типов. Следовательно, классифицируем все (или почти все) пульсары в 1, 2 и 4-й полосах как пульсары M, HB и V-типа.

То, что в третьей полосе отсутствуют пульсары известного типа, а во второй их очень много и много в четвертой, определенно свидетельствует о том, что объекты в третьей полосе принадлежат к новому типу. Классифицируем их как пульсары sub-HB (S-HB).

Концентрация объектов в пятой полосе самая высокая, что свидетельствует о реальности данной полосы. В ней присутствуют пульсары, у которых начальный период $P_0 \approx P$ и tc $\approx (14-$ 20) t_{SNR} , где SNR — остаток сверхновой, что совсем не типично для объектов в других кластерах, а свойственно ССО-пульсарам. Кроме этого, в пятой полосе ряд объектов имеет свойства пульсаров в двойных системах. Так, в области с $tc \le 1.5 \times$ × 10⁵ лет J1811-1925 имеет микроквазарные джеты, и у него ожидается наличие аккреционного диска [23], J1906+0746 — в двойной [20]. В обла-сти с $tc \ge 1.5 \times 10^5$ лет (рис. 3) находится J2032+4127 – в двойной [20]. Там же – J0538+2817, прошел эволюцию в двойной с общей оболочкой [26]. В области с $tc \ge 10^6$ лет при экстраполяции полосы 5 (рис. 3) внутри нее находятся пульсары J1823-1115, J1141-6545 и J1755-2550 каждый в двойной [20], и J0953+0755 (В0950+08) прошел эволюцию в двойной [27]. Поэтому все (или почти все) объекты пятой полосы на рис. 2 и ее экстраполяции (рис. 3) классифицируем как объекты нового типа: sub-Vela (S-V).

Шестой кластер самый малочисленный (18 объектов, рис. 3, табл. Аб) и не содержит пульсаров известного типа. Дипольное магнитное поле у них наименьшее среди молодых пульсаров.



Рис. 3. Диаграмма (dP/dt)-tc для 331 пульсара. Разные значки обозначают объекты разных типов согласно классификации в разделе 5. Справа вверху звездочка при букве отмечает относящиеся к данному типу пульсары, которые в табл. А1–А6 (приложение) помечены звездочкой. "xins" обозначает объекты XINs, классифицированные как магнитары. Рес обозначает 4 пекулярных объекта (подраздел 5.2). Пунктирные линии представляют значения магнитной индукции *Bp* (Гс) поверхностного дипольного поля на полюсе нейтронной звезды, где *Bp* = $6.4 \times 10^{19} (dP/dt) (2tc)^{1/2}$. Штриховая линия (в соответствии с линией на рис. 2) – приблизительная эмпирическая линия рождения с наклоном, равным наклону линии смерти в модели с течением, ограниченным пространственным зарядом, в которой $dP/dt \propto P^2$ [42]. Сплошные линии – результат оптимального фитинга уравнения (15) в экстраполированные на $tc > 1.5 \times 10^5$ лет кластеры-полосы рис. 2. Правый конец кластеров HB, S-HB и V заканчивается там, где их огибающие линии пересекаются с огибающими линиями соседних кластеров. Огибающие линии полос S-V и LB (звездочки и треугольники) не пересекаются.

Одна из отличительных особенностей пульсаров этого кластера — повышенная доля объектов с высокой и очень высокой поперечной скоростью собственного движения 400—2000 км/сек, например, J0537-6910, J1952+3252, J1437-5959 и J1101-6101. Поэтому практически все объекты этого кластера мы классифицируем как объекты нового типа: LB (low B-field), т.е., со слабым дипольным магнитным полем.

Объекты типа RRATs не отмечены значком на рис. 3, но присутствуют во всех кластерах-полосах при $tc > 10^5$ лет (как это видно на диаграмме dP/dt-P из [23] в том же диапазоне dP/dt, как на рис. 3). Это подтверждает ранее сделанное предположение, что с большой вероятностью RRATs представляют результат поздней эволюции RPPs, а не являются отдельным типом [1]. Четыре пульсара, находящиеся вне полос (рис. 2), отнесены к пекулярным (Рес на рис. 3). Их *tc*(год) и *dP/dt*: J0534+2200 (1260, 4.21E-13), J0540-6919 (1670, 4.79E-13), J1023-5746 (4600, 3.84E-13) и J1909+0749 (24700, 1.52E-13). Однако, как видно из рис. 3, не исключено, что J1023-5746 может быть отнесен к типу S-HB, а J1909+0749 – к S-HB или V.

6. АППРОКСИМАЦИЯ СРЕДНИХ ТРЕНДОВ ДЛЯ КЛАСТЕРОВ-ПОЛОС

На диаграмме рис. 2 и рис. 3 с ростом *tc* средняя величина *s* изменяется приблизительно: от 0 до -1 для кластеров 4, 5 и для пограничной линии области 6; от -0.5 до -1 для кластеров 2, 3 и от -0.8 до -1 для кластера 1. Кроме того, линии, огибающие, т.е., ограничивающие каждый кластер снизу и сверху, следуют приблизительно параллельно друг другу. Лишь у кластера 5 они несколько расходятся с ростом *tc*. Поэтому для простоты анализа далее в статье будем полагать эти огибающие параллельными среднему треку.

Определяемая по уравнению (9) средняя величина регулярного параметра торможения $n(\text{рег.}) \rightarrow \infty$ при стремлении тангенса угла наклона *s* асимптотически к –1. Такой тренд для *n* был выведен в ряде исследований (например, в [14, 17, 18]). Для эмпирической аппроксимации средней эволюции dP/dt в каждой полосе указанным выше изменениям наклона *s* удовлетворяет функция гиперболы. Для дальнейшего использования удобно представить ее в виде

$$Y_h = Y_a - \left(\left(X - X_a \right)^2 + a^2 \right)^{1/2}, \tag{15}$$

где X — то же, что в уравнении (13), $Y_h = \log(dP/dt)$, и параметры a > 0, X_a и Y_a — константы. Тогда тангенс угла наклона

$$s = (X - X_a)/(Y_h - Y_a).$$
 (16)

6.1. Фитинг для первой полосы

Для оценки величин параметров оптимального фитинга полосы 1 были отобраны три опорных магнитара J1714-3810, J1841-0456 и J2301+5852, имеющих надежно определенный возраст ассоциированных с ними остатков сверхновых (ОСН). Здесь оптимальность фитинга состояла в достижении приемлемой близости рассчитанного возраста t_{PSR} к известному возрасту ассоциированного ОСН t_{SNR}. Не были использованы как опорные магнитары из пар с неуверенной ассоциацией пульсар—OCH, а также с $tc < t_{SNR}$ (так как в среднем дипольное магнитное поле магнитаров падает, что при n > -3 приводит к $tc > t_{SNR}$ [15, 29]), а именно, J0525-6607 (N49) ~ 5 × 10³ лет [29], J1635-4735 (G337.0-0.1) ~ 5 \times 10³ лет [29], J1834-0845 (W41) (130 \pm 70) \times 10³ лет [29], J1550-5418 (G327.2-0.1) 1840 ± 190 лет [29] (здесь дан возраст ассоциированного ОСН). Магнитар J0501+4516 (НВ9) 5850 ± 1850 лет [29] тоже не использован, так как новая оценка расстояния для него по впервые измеренной мере дисперсии 134.9 \pm 0.9 пк см⁻³ (Б.Я. Лосовский и А.П. Глушак; частное сообщение) составляет 2.50 кпк в модели [30]. Это заметно расходится с современной оценкой расстояния для НВ9 между 0.4 и 1.5 кпк, и вместе с очень большой поперечной скоростью собственного движения пульсара не поддерживает его ассоциацию с НВ9 [29].

Для 42 пульсаров из табл. А1 сначала был выполнен оптимальный фитинг уравнением ортогональной линейной регрессии $Y = s_L X + c_L$ и найдены $s_L = -0.951 \pm 0.008$, $c_L = -7.27 \pm 0.09$ с χ^2 /dof = $= 4.16 \times 10^{-2}$, коэффициентом корреляции R^2 =

= 0.978 и соответствующим средним регулярным $n(\text{рег.}) = 21.5 \pm 3.3$. Используя уравнение (11), в котором tc1 = tc0, а tc2 = tc для опорного магнитара, мы получили оценки tc0: < -2600, < -500 и 7.7 × 10^4 лет, соответственно для J1714–3810, J1841–0456 и J2301+5852. Так как должно быть tc0 > 0, следует заключить, что линейный фитинг неприемлем.

Возраст опорных магнитаров оценивался по нижеописанному алгоритму: вручную для величин *a* и X_a с шагом 0.1 в интервале (0.5–1.5), оцененном по рис. 2, путем итерации *a*, вложенной в итерации X_a , выполнялся фитинг гиперболы (15) для 42 пульсаров из табл. А1, вычислялся Y_a , и рассчитывались значения $Y_h(X)$. На каждом шаге итерации выполнялись две операции:

1) В полученный ряд значений $Y_h(X)$ делался фитинг двух парабол (12): для первой параболы – на интервале 1 ($tc1 = tc(t = 0) \approx 10^{Xa}$ лет, tc2 == tc(J1841-0456) = 4570 лет), включающем опорные пульсары J1714-3810 и J1841-0456; для второй – на интервале 2 (tc1 = 4570 лет, tc2 = $= tc(J2301+5852) = 235 \times 10^3$ лет), включающем опорный пульсар J2301+5852. В обоих фитингах отыскивались параметры *a*, *b* и *c*.

2) Возраст t_{PSR} опорных пульсаров при помощи (14) оценивались как $t_{PSR} = t1 + \Delta t_1$ для интервала 1 и $t_{PSR} = t2 + \Delta t_2$ для интервала 2, где $t1 \approx 0$, а t2 возраст, рассчитанный для J1841-0456. Затем найденные t_{PSR} сравнивались с t_{SNR} .

Далее, операции пунктов 1) и 2) повторялись, пока рассчитанные t_{PSR} и t_{SNR} для всех опорных пульсаров не оказались достаточно близкими. Так достигалась оптимальность фитинга.

В результате найдены следующие значения параметров (табл. 1 и 2). Для параболы 1: a = -0.0900, b = -0.3406 (с коэффициентом корреляции $R^2 = 0.9998$ при числе точек фитинга $N_{\text{fit}} = 10$). Для параболы 2: a = -0.0107, b = -0.8636 ($R^2 = 1.0000$ при $N_{\text{fit}} = 17$). Оцененный возраст для опорных пульсаров: 391, 709 и 14.5 × 10³ лет (табл. 2). Для гиперболы: $a = 1, X_a = 1, Y_a = -7.885 \pm 0.032, \chi^2/\text{dof} = 4.3 × 10^{-2}, R = 0.988$ (табл. 1).

Для 42 магнитаров средние величины для *s* и n(рег.), оцененные по формулам (16) и (9), даны в табл. А1. Средняя величина регулярной второй производной периода d^2P/dt^2 связана с *s*

$$d^{2}P/dt^{2} = [(dP/dt)/(2tc)](1+1/s)^{-1},$$
(17)

и ее значения, рассчитанные по (17), даны в табл. А1. Ошибки величин в табл. А1–А6 вычислялись стандартно.

587

Таблица 1. Значения параметров *a*, X_a , Y_a по результатам оптимального фитинга уравнением (15) для шести кластеров-полос. Приведены: $N_{\rm fit}$ – число точек фитинга, приведенный χ^2 , коэффициент корреляции *R*. $\langle Bp_0 \rangle$ – оценка для данной полосы средней величины магнитной индукции дипольного поля на линии рождения (рис. 3)

№ полосы	1	2	3	4	5	6
$N_{\rm fit}$	1-42	137	1-24	5-76 (из 86)	1-120	1-18
а	1	1.2	2.6	1.4	2.27	1.12
X _a	1	2.667 ± 0.14	1.86 ± 0.23	3.93 ± 0.07	3.19 ± 0.14	3.31 ± 0.20
Y_a	-7.89 ± 0.03	-10.04 ± 0.12	-9.04 ± 0.15	-11.564 ± 0.03	-10.82 ± 0.10	-12.01 ± 0.16
χ^2/dof	4.3×10^{-2}	1.9×10^{-2}	0.8×10^{-2}	1.2×10^{-2}	1.6×10^{-2}	1.6×10^{-2}
R	0.988	0.968	0.957	0.844	0.918	0.983
$\langle Bp_0 \rangle \Gamma c$	3×10^{15}	7.0×10^{13}	2×10^{13}	4×10^{12}	_	2×10^{12}

Таблица 2. Измеренный n и рассчитанный регулярный параметр торможения n(per.), взятый из табл. 1а–4а. Также приведен рассчитанный путем оптимального фитинга возраст пульсара t(PSR) и известный возраст t(SNR)связанного с ним остатка сверхновой. Измеренные значения n взяты из [7, 34]. В круглых скобках дана ошибка в последней цифре

№ полосы	n, t (год)	Пу	Пульсар и связанный с ним остаток сверхновой									
1		J1714-3810 CTB 37B	J1841–0456 Kes73	J2301+5852 CTB 109								
	t(PSR)	383	701	14.5×10^{3}								
	t(SNR)	650 (-300, +2500) [29, 31]	750 ± 250 [29, 33]	$(15 \pm 5) \times 10^3$ [29, 32]								
2		J1846–0258 Kes75	J1119–6127 G292.2–0.5	J1208–6238	J1734–3333 G354.8–0.8							
	<i>n</i> (рег.)	2.19 ± 0.16	2.69 ± 0.29	2.93 ± 0.35	4.56 ± 0.99							
	п	2.65(1); 2.19(1)	2.684(2)	2.598(1)	0.9(2)							
3		J1513–5908 G320.4–1.2	J1640-4631 G338.3-0.0									
	<i>n</i> (рег.)	2.84 ± 0.23	3.17 ± 0.30									
	п	2.832(3)	3.15(3)									
4		J1833–1034 G21.5–0.9	J0835–4510 Vela XYZ	J1803–2137	J1826-1334							
	<i>n</i> (рег.)	1.856 ± 0.033	2.10 ± 0.06	2.24 ± 0.07	2.38 ± 0.08							
	п	1.8569(2)	1.7(2)	1.9(5)	2.2(6)							

6.2. Аппроксимация для 2—4-й полосы

В отличие от первой полосы, в полосах 2, 3 и 4 есть около десяти пульсаров с надежно измеренным n (табл. 2). Поэтому при фитинге гиперболы (15) измеренные величины n(изм.) использовались как опорные, чтобы добиться максимальной близости рассчитанных величин $n(per.) \kappa n(изм.)$. Делая вручную итерации величины a с некоторым шагом в интервале, длина которого оценивалась по рис. 2, при каждом значении параметра aмы осуществляли фитинг уравнением (15), находили X_a , Y_a , и по (7) и (9) оценивали соответствующие величины *s*, *n*. Максимальная близость была найдена при a = 1.2, 2.6 и 1.4 для полос 2, 3 и 4 соответственно. Количество N_{fit} значений *X*, использованных для фитинга, и результаты *n* для опорных пульсаров приведены в табл. 2. В табл. 1 даны результаты для X_a , Y_a , $\chi^2/\text{dof } u R$. Для остальных пульсаров из полос результаты для регулярных средних значений *s*, *n* и d^2P/dt^2 даны в табл. A2, A3 и A4a. Расчет сделан по тем же формулам, как для полосы 1 (раздел 6.1).

6.3. Аппроксимация для 5 и 6-й полос

В отличие от полос 2, 3 и 4, в полосе 5 и 6 отсутствуют пульсары с n(изм.) (кроме J0537-6910). Несмотря на это, удалось в полосе 5 и 6 выполнить оптимальный фитинг гиперболы (15) путем нахождения наименьшей из полученных величин χ^2 /dof. Последняя вычислялась на каждом шаге итерации параметра a. В результате для полосы 5 найдено: a = 2.27, $X_a = 3.192 \pm 0.145$, $Y_a = -10.82 \pm \pm 0.10$. Для полосы 6: a = 1.12, $X_a = 3.31 \pm 0.20$, $Y_a = -12.01 \pm 0.16$. Количество $N_{\rm fit}$ значений X, использованных для фитинга, наименьшая величина χ^2 /dof и R даны в табл. 1, а регулярные средние величины s, n и d^2P/dt^2 – в табл. А5 и А6.

Отметим, что, строго говоря, для пульсаров, которые относительно среднего тренда находятся ближе к нижней (верхней) огибающей кластераполосы, величина *n*(рег.) должна быть меньше (больше), чем дается в табл. А1–А6. Но эти различия не очень велики.

7. ОБСУЖДЕНИЕ

7.1. Сравнение оценок измеренных и регулярных величин п

Для магнитаров параметр торможения *n* пока еще не был измерен, а лишь оценен для восьми магнитаров, опираясь на t_{SNR} и tc пульсара по предложенному уравнению: уравнение (10) в работе [29]. Из сравнения величин *n*(per.) из табл. А1 с оценками *п* для этих восьми пульсаров [29] приходим к заключению, что лишь для двух магнитаров J1841-0456 и J2301+5852 величины согласуются в пределах ошибок, а для шести других – нет. Дополнительно, для J1846-0258 (НВпульсар) с надежно определенным возрастом [35] оценка по этому уравнению дает n = 3, что также совсем не согласуется с $n(per.) = 2.19 \pm 0.16$ (табл. 2 и А2), хотя такая же оценка *п* для пульсаров J0534+2200 (в Крабе), J0540-6919 и J0835-4510 (SNR Vela-XYZ) хорошо согласуется с n(изм.). Из этого следует заключить, что уравнение (10) из [29] не работает для оценки *n*(per.) для магнитаров и HB-пульсаров с не очень большим tc, но, по-видимому, работает для больших tc.

Среди пульсаров из 2, 3 и 4-й полос, имеющих n(изм.), n(per.) сильно расходится с n(изм.) только для пульсара J1734-3333 (табл. 2). Это легко объяснить тем, что величина его магнитного поля наибольшая среди HB-пульсаров (рис. 3), и он, как J1846-0258 (HB-пульсар) и магнитары, по-видимому, имеет в измерениях нестабильную величину n (табл. 2). В дальнейшем новые измерения его n позволят это проверить.

Для пульсаров в полосе 5 и 6 не были измерены *n*, за исключением J0537-6910 [7]. Расхождение его (а также J1734-3333) *n*(изм.) с *n*(рег.) можно объяснить в модели растущего поверхностного магнитного поля, например [36], хотя ошибка измерений велика [7]. Если J0537-6910 действительно типа LB, то в дальнейших измерениях его *п* можно ожидать сильно нерегулярным.

7.2. Пульсары в новой и в прежних классификациях

В результате новой классификации (раздел 5.2) тип М пополнен 17 новыми объектами, из них 6 – XINs. Это подтверждает сделанное в нескольких публикациях предположение об XINs, что они представляют собой очень вероятное эволюционное продолжение магнитаров. Типы HB и V пополнены 27 и 73 новыми объектами соответственно. Пульсар Ј1734-3333 отнесен к типу НВ, а не к пульсарам, переходящим в магнитары, что предполагалось в ряде публикаций (например, [7]). Пульсар Ј1811-1925 получил новую классификацию: из V в S-V. Ранее, среди Vela-like объектов он наименее соответствовал этому типу [3]. Не подтвердились ранее предложенные как Vela-like пульсары J0940-5428 [38], J1301-6305 [38], J0007+7303 [39], J1357-6429 [40], J1028-5819 [41]. Всего вместе с sub-V и LB-типами как новые классифицированы 255 пульсаров.

Сходство свойств нескольких объектов из популяции S–V со свойствами трех пульсаров типа CCO, имеющих не типичные для объектов из других кластеров $P0 \approx P$ и $tc \approx (14-20)t_{SNR}$, а также сходство нескольких пульсаров этой популяции с пульсарами, прошедшими эволюцию с вероятной общей оболочкой в двойной системе (раздел 5.2), позволяет предположить, что все или почти все объекты популяции S–V произошли из таких двойных систем.

Ранее выполненные классификации с применением модели композиции функций Гаусса, например [43], основаны на эмпирической функции, не соответствующей нашему распределению пульсаров в виде кластеров-полос. Поэтому сравнение их результатов с нашими затруднено.

7.3. Следствие для распределения Вр₀ и для распределения массы звезд прародителей

При движении вдоль линии рождения на рис. 3 по мере роста *tc* обнаруживаются пробелы в величине магнитной индукции Bp_0 , для которых пульсары отсутствуют в соответствии с зазорами на рис. 2. Это свидетельствует о том, что распределение магнитного поля при рождении пульсаров интервальное или многокомпонентное, а не гауссово, как обычно предполагалось в моделях популяционного синтеза (например, [37]). Согласно модели [37], при величине радиуса нейтронной звезды 10 км, индукция Bp_0 дипольного магнитного поля при рождении пульсано поля при рождении нейтронной звезды связана

с массой звезды-прародителя M_* (при на главной последовательности нулевого возраста):

$$M_* = 25.9 (Bp_0/10^{15} \ \Gamma c)^{1/5} M_{\odot}, \tag{18}$$

для $8M_{\odot} \leq M_* \leq 45M_{\odot}$.

Из интервальности в распределении Bp_0 (рис. 3) и соотношения (18) следует интервальность в распределении M_* . Заметим, что положение линии рождения на рис. 3 при разумном ее сдвиге и (или) наклоне не изменяет последнего утверждения.

7.4. Подтверждение и объяснение происхождения кластеров-полос

Из рис. 3 следует, что линии, огибающие кластеры и идущие параллельно линии фита, при пересечении с линией рождения вырезают на ней интервалы. Они для межкластерных зазоров соответствуют, в частности, величинам $Bp_0 >$ $> ~5.6 \times 10^{15}$ Гс, $~1 \times 10^{15} < Bp_0 < ~12.2 \times 10^{13}$ Гс и $~6.5 \times 10^{13} < Bp_0 < ~3 \times 10^{13}$ Гс. Для этих интервалов по (18) получаются интервалы для масс звездпрародителей M_* , соответствующие на рис. 3 интервалам в Bp_0 , связанным с межкластерными зазорами: $~(>37)M_{\odot}$, $~(17-26)M_{\odot}$ и $~(13-15)M_{\odot}$ соответственно. Последние величины удовлетворительно согласуются с интервалами масс предсверхновых звезд (при нулевом возрасте на главной последовательности), которые не рождают нейтронных звезд в современных моделях взрывов сверхновых [44], а именно, с полученными независимо от наших расчетов интервалами $M_* \sim (>38) M_{\odot}$, $(22-26) M_{\odot}$ и $(14-15.5) M_{\odot}$, представленными на рис. 12а в [44] для звезд с солнечной металличностью. Следовательно, модели взрывов сверхновых [44] подтверждают реальность межкластерных зазоров и кластеров и естественно объясняют их происхождение.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно предложенной классификации, шесть типов мололых пульсаров являются самостоятельными, не происходящими от других. Выявлено три новых типа пульсаров. Подтверждены: принадлежность XINs к магнитарам, не приналлежность RRATs с большой вероятностью к какому-то одному определенному типу. Для 327 пульсаров оценены регулярный параметр торможения и вторая производная периода, которые ранее не были известны. Полосы-кластеры на диаграмме $\log(dP/dt) - \log(tc)$ будут очень полезны для проверки физических моделей регулярной эволюции магнитного поля пульсаров, параметров пульсарного ветра, а также для верификации моделей взрывов сверхновых.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица А1. Пульсары, классифицированные как магнитары. Наименование, характеристический возраст tc и производная периода dP/dt взяты из каталога пульсаров ATNF. В третьем столбце звездочкой отмечены объекты, ранее известные как магнитары [21]. Даны оценки и ошибки тангенса угла наклона касательной s, регулярного параметра торможения n и регулярной второй производной периода

N⁰	Пульсар	М	<i>tc</i> , год	<i>dP/dt</i> , c/c	S	σs	п	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2P/dt^2)$
1	J1808-2024	*	218	5.49×10^{-10}	-0.801	0.015	6.0	0.4	-1.6×10^{-19}	1.5×10^{-20}
2	J1907+0919	*	895	9.20×10^{-11}	-0.89	0.013	10.1	1.1	-1.3×10^{-20}	1.7×10^{-21}
3	J1714-3810	*	1030	5.88×10^{-11}	-0.896	0.013	10.6	1.2	-7.8×10^{-21}	1.1×10^{-21}
4	J1550-5418	*	1410	2.32×10^{-11}	-0.907	0.012	11.7	1.4	-2.5×10^{-21}	3.7×10^{-22}
5	J0525-6607	*	1960	6.50×10^{-11}	-0.917	0.012	13	1.7	-5.8×10^{-21}	8.8×10^{-22}
6	J1635-4735	*	2200	1.90×10^{-11}	-0.92	0.012	13.5	1.8	-1.6×10^{-21}	2.4×10^{-22}
7	J1050-5953	*	2680	3.81×10^{-11}	-0.925	0.011	14.3	2	-2.8×10^{-21}	4.5×10^{-22}
8	J1745-2900	*	3400	1.76×10^{-11}	-0.93	0.011	15.3	2.2	-1.1×10^{-21}	1.8×10^{-22}
9	J1841-0456	*	4570	4.09×10^{-11}	-0.936	0.011	16.6	2.6	-2.1×10^{-21}	3.6×10^{-22}
10	J1834-0845	*	4940	7.96×10^{-12}	-0.937	0.01	17	2.7	-3.8×10^{-22}	6.8×10^{-23}

Таблица А1. Окончание

N⁰	Пульсар	М	<i>tc</i> , год	<i>dP/dt</i> , c/c	S	σs	п	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2 P/dt^2)$
11	J0100-7211	*	6760	1.88×10^{-11}	-0.943	0.01	18.5	3.1	-7.3×10^{-22}	1.4×10^{-22}
12	J1708-4008	*	8900	1.96×10^{-11}	-0.947	0.01	19.9	3.5	-6.2×10^{-22}	1.2×10^{-22}
13	J0501+4516	*	15700	5.82×10^{-12}	-0.954	0.009	22.9	4.4	-1.2×10^{-22}	2.6×10^{-23}
14	J1622-4950	*	24700	2.78×10^{-12}	-0.959	0.009	25.5	5.2	-4.2×10^{-23}	9.3×10^{-24}
15	J1809-1943	*	31000	2.83×10^{-12}	-0.961	0.008	26.9	5.7	-3.6×10^{-23}	8.2×10^{-24}
16	J1718-3718		33200	1.61×10^{-12}	-0.962	0.008	27.3	5.8	-1.9×10^{-23}	4.5×10^{-24}
17	J1833-0831	*	34900	3.43×10^{-12}	-0.962	0.008	27.6	5.9	-4×10^{-23}	9.2×10^{-24}
18	J0146+6145	*	69100	1.99×10^{-12}	-0.968	0.008	32	7.5	-1.4×10^{-23}	3.4×10^{-24}
19	J1847-0130		83300	1.27×10^{-12}	-0.969	0.008	33.2	7.9	-7.5×10^{-24}	1.9×10^{-24}
20	J1814—1744		84600	7.45×10^{-13}	-0.969	0.008	33.3	8	-4.4×10^{-24}	1.1×10^{-24}
21	J1819-1458	*	117 000	5.75×10^{-13}	-0.971	0.007	35.6	8.8	-2.6×10^{-24}	6.9×10^{-25}
22	J1924+1631		128000	3.64×10^{-13}	-0.972	0.007	36.2	9.1	-1.5×10^{-24}	4.1×10^{-25}
23	J0726-2612		186000	2.93×10^{-13}	-0.974	0.007	39	10	-9.2×10^{-25}	2.5×10^{-25}
24	J1647-4552	*	202000	8.33×10^{-13}	-0.974	0.007	39.6	10	-2.5×10^{-24}	6.8×10^{-25}
25	J2301+5852	*	235000	4.71×10^{-13}	-0.975	0.007	40.7	11	-1.2×10^{-24}	3.5×10^{-25}
26	J1846-0257	*	442000	1.61×10^{-13}	-0.978	0.007	45.7	13	-2.5×10^{-25}	7.6×10^{-26}
27	J1854+0303	*	498000	1.45×10^{-13}	-0.978	0.006	46.6	14	-2.1×10^{-25}	6.2×10^{-26}
28	J0736-6304	*	507000	1.52×10^{-13}	-0.978	0.006	46.8	14	-2.1×10^{-25}	6.5×10^{-26}
29	J0847-4316	*	745000	1.20×10^{-13}	-0.98	0.006	50	15	-1.2×10^{-25}	3.8×10^{-26}
30	J1308+2127	xins	1.46×10^{6}	1.12×10^{-13}	-0.982	0.006	55.8	18	-6.5×10^{-26}	2.2×10^{-26}
31	J0720-3125	xins	1.90×10^6	6.98×10^{-14}	-0.983	0.006	58.2	19	-3.3×10^{-26}	1.1×10^{-26}
32	J0420-5022	xins	1.98×10^{6}	2.76×10^{-14}	-0.983	0.006	58.6	19	-1.3×10^{-26}	4.3×10^{-27}
33	J1001-5939		2.05×10^6	5.99×10^{-14}	-0.983	0.006	58.9	19	-2.6×10^{-26}	9×10^{-27}
34	J1830-1135		2.06×10^6	4.77×10^{-14}	-0.983	0.006	59	19	-2.1×10^{-26}	7.1×10^{-27}
35	J1926-1314		2.11×10^{6}	3.64×10^{-14}	-0.983	0.006	59.2	20	-1.6×10^{-26}	5.4×10^{-27}
36	J0806-4123	xins	3.24×10^{6}	5.56×10^{-14}	-0.984	0.006	63.2	22	-1.7×10^{-26}	5.9×10^{-27}
37	J2143+0654	xins	3.65×10^{6}	4.09×10^{-14}	-0.984	0.006	64.4	22	-1.1×10^{-26}	4×10^{-27}
38	J1856-3754	xins	3.76×10^{6}	2.98×10^{-14}	-0.984	0.006	64.7	22	-7.9×10^{-27}	2.8×10^{-27}
39	J1822-1604	*	6.26×10^6	2.14×10^{-14}	-0.985	0.005	69.7	25	-3.7×10^{-27}	1.4×10^{-27}
40	J0250+5854		1.37×10^{7}	2.72×10^{-14}	-0.987	0.005	77.8	30	-2.4×10^{-27}	9.4×10^{-28}
41	J0418+5732		3.51×10^{7}	4.10×10^{-15}	-0.989	0.005	88.2	36	-1.6×10^{-28}	6.7×10^{-29}
42	J2144-3933		2.72×10^{8}	4.96×10^{-16}	-0.991	0.004	113	53	-3.2×10^{-30}	1.5×10^{-30}

		, pui			[]					
N⁰	Пульсар	HB	<i>tc</i> , год	dP/dt, c/c	S	σs	n	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2 P/dt^2)$
1	J1846-0258	*	728	7.11×10^{-12}	-0.16	0.116	2.19	0.16	-2.9×10^{-23}	2.5×10^{-23}
2	J1119-6127	*	1610	4.02×10^{-12}	-0.41	0.1	2.69	0.29	-2.7×10^{-23}	1.1×10^{-23}
3	J1208-6238	*	2140	3.27×10^{-12}	-0.483	0.094	2.93	0.35	-2.3×10^{-23}	8.6×10^{-24}
4	J1734-3333	*	8130	2.28×10^{-12}	-0.719	0.078	4.56	0.99	-1.1×10^{-23}	4.4×10^{-24}
5	J1746-2850	*	12700	1.34×10^{-12}	-0.767	0.075	5.3	1.38	-5.5×10^{-24}	2.3×10^{-24}
6	J1726-3530	*	14500	1.22×10^{-12}	-0.78	0.074	5.54	1.51	-4.7×10^{-24}	2×10^{-24}
7	J1740-3015		20600	4.66×10^{-13}	-0.808	0.071	6.21	1.93	-1.5×10^{-24}	6.9×10^{-25}
8	J1632-4818	*	19800	6.50×10^{-13}	-0.805	0.071	6.13	1.88	-2.1×10^{-24}	9.8×10^{-25}
9	J1821-1419	*	29300	8.95×10^{-13}	-0.832	0.069	6.95	2.44	-2.4×10^{-24}	1.2×10^{-24}
10	J1524-5706		49600	3.56×10^{-13}	-0.861	0.065	8.17	3.37	-7×10^{-25}	3.8×10^{-25}
11	J0534–6703	*	67800	4.25×10^{-13}	-0.874	0.063	8.97	4.03	-6.9×10^{-25}	4×10^{-25}
12	J1731-4744		80 400	1.64×10^{-13}	-0.881	0.062	9.42	4.42	-2.4×10^{-25}	1.4×10^{-25}
13	J1855+0527		82600	2.67×10^{-13}	-0.882	0.062	9.49	4.49	-3.8×10^{-25}	2.3×10^{-25}
14	J1918+1444		88100	2.12×10^{-13}	-0.885	0.062	9.67	4.65	-2.9×10^{-25}	1.8×10^{-25}
15	J1913+0446	*	91800	2.79×10^{-13}	-0.886	0.062	9.79	4.75	-3.7×10^{-25}	2.3×10^{-25}
16	J1558-5756		95400	1.86×10^{-13}	-0.888	0.061	9.89	4.85	-2.4×10^{-25}	1.5×10^{-25}
17	J1851+0118		105000	1.37×10^{-13}	-0.891	0.061	10.16	5.1	-1.7×10^{-25}	1.1×10^{-25}
18	J1905+0616		116000	1.35×10^{-13}	-0.894	0.06	10.45	5.37	-1.6×10^{-25}	9.9×10^{-26}
19	J1524-5819		121000	1.26×10^{-13}	-0.896	0.06	10.57	5.49	-1.4×10^{-25}	9.1×10^{-26}
20	J1907+1149		141000	1.60×10^{-13}	-0.9	0.059	11.03	5.93	-1.6×10^{-25}	1.1×10^{-25}
21	J1713-3844		143000	1.77×10^{-13}	-0.901	0.059	11.07	5.97	-1.8×10^{-25}	1.2×10^{-25}
22	J1759-2549		152000	9.96×10^{-14}	-0.902	0.059	11.25	6.15	-9.6×10^{-26}	6.4×10^{-26}
23	J0922-4949		154000	9.76×10^{-14}	-0.903	0.058	11.29	6.19	-9.3×10^{-26}	6.2×10^{-26}
24	J1055-6022		162000	9.24×10^{-14}	-0.904	0.058	11.45	6.35	-8.5×10^{-26}	5.7×10^{-26}
25	J1022-5813		179 000	1.45×10^{-13}	-0.907	0.058	11.76	6.66	-1.3×10^{-25}	8.5×10^{-26}
26	J1107-6143		183000	1.56×10^{-13}	-0.908	0.057	11.83	6.73	-1.3×10^{-25}	9.1×10^{-26}
27	J0157+6212		197000	1.89×10^{-13}	-0.91	0.057	12.06	6.97	-1.5×10^{-25}	1.1×10^{-25}
28	J1755-2521		207000	9.02×10^{-14}	-0.911	0.057	12.22	7.14	-7.1×10^{-26}	4.9×10^{-26}
29	J1941+2525		227000	1.61×10^{-13}	-0.913	0.056	12.51	7.45	-1.2×10^{-25}	8.4×10^{-26}
30	J1542-5303		246000	7.78×10^{-14}	-0.915	0.056	12.78	7.73	-5.4×10^{-26}	3.9×10^{-26}
31	J1743-3150		317 000	1.21×10^{-13}	-0.921	0.054	13.63	8.67	-7×10^{-26}	5.2×10^{-26}
32	J1901+0413		321000	1.32×10^{-13}	-0.921	0.054	13.67	8.72	-7.6×10^{-26}	5.7×10^{-26}
33	J1852+0031		356000	9.70×10^{-14}	-0.923	0.054	14.03	9.12	-5.2×10^{-26}	3.9×10^{-26}
34	J0139+5621		356000	7.91×10^{-14}	-0.923	0.054	14.03	9.12	-4.2×10^{-26}	3.2×10^{-26}
35	J1632-4621		356000	7.60×10^{-14}	-0.923	0.054	14.03	9.12	-4.1×10^{-26}	3.1×10^{-26}
36	J1822-1252		387000	8.48×10^{-14}	-0.925	0.053	14.32	9.46	-4.3×10^{-26}	3.3×10^{-26}
37	J2004+3137		449 000	7.46×10^{-14}	-0.928	0.053	14.85	10.1	-3.4×10^{-26}	2.7×10^{-26}

Таблица А2. То же, что в табл. А1, для пульсаров, классифицированных как тип НВ. В третьем столбце звездоч-кой отмечены объекты, ранее известные как тип НВ [22]

ГЛУШАК

N⁰	Пульсар	<i>tc</i> , год	<i>dP/dt</i> , c/c	S	σs	п	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2P/dt^2)$
1	J1513-5908	1560	1.53×10^{-12}	-0.456	0.069	2.84	0.23	-1.3×10^{-23}	3.6×10^{-24}
2	J1124-5916	2850	7.53×10^{-13}	-0.522	0.064	3.09	0.28	-4.6×10^{-24}	1.2×10^{-24}
3	J1930+1852	2890	7.51×10^{-13}	-0.524	0.064	3.1	0.28	-4.5×10^{-24}	1.2×10^{-24}
4	J1640-4631	3350	9.76×10^{-13}	-0.539	0.063	3.17	0.3	-5.4×10^{-24}	1.4×10^{-24}
5	J1838-0537	4890	4.72×10^{-13}	-0.575	0.061	3.35	0.34	-2.1×10^{-24}	5.1×10^{-25}
6	J1357-6429	7310	3.60×10^{-13}	-0.61	0.058	3.56	0.38	-1.2×10^{-24}	3×10^{-25}
7	J1614-5048	7420	4.95×10^{-13}	-0.611	0.058	3.57	0.39	-1.7×10^{-24}	4.1×10^{-25}
8	J1301-6305	11000	2.67×10^{-13}	-0.642	0.056	3.8	0.44	-6.9×10^{-25}	1.7×10^{-25}
9	J1907+0631	11300	4.52×10^{-13}	-0.644	0.056	3.81	0.45	-1.1×10^{-24}	2.8×10^{-25}
10	J1341-6220	12100	2.53×10^{-13}	-0.649	0.056	3.85	0.46	-6.1×10^{-25}	1.5×10^{-25}
11	J1413-6141	13600	3.33×10^{-13}	-0.658	0.056	3.92	0.47	-7.5×10^{-25}	1.8×10^{-25}
12	J0007+7303	13900	3.60×10^{-13}	-0.659	0.055	3.94	0.48	-7.9×10^{-25}	2×10^{-25}
13	J1702-4310	17000	2.24×10^{-13}	-0.673	0.055	4.06	0.51	-4.3×10^{-25}	1.1×10^{-25}
14	J2004+3429	18 500	2.07×10^{-13}	-0.679	0.054	4.12	0.53	-3.8×10^{-25}	9.4×10^{-26}
15	J1856+0113	20300	2.08×10^{-13}	-0.685	0.054	4.18	0.55	-3.5×10^{-25}	8.9×10^{-26}
16	J1958+2846	21700	2.12×10^{-13}	-0.689	0.054	4.22	0.56	-3.4×10^{-25}	8.6×10^{-26}
17	J1841-0524	30200	2.34×10^{-13}	-0.709	0.053	4.44	0.63	-3×10^{-25}	7.7×10^{-26}
18	J1551-5310	36800	1.95×10^{-13}	-0.721	0.052	4.58	0.67	-2.2×10^{-25}	5.6×10^{-26}
19	J2337+6151	40 600	1.93×10^{-13}	-0.726	0.052	4.65	0.69	-2×10^{-25}	5.2×10^{-26}
20	J1737-3137	51400	1.39×10^{-13}	-0.739	0.051	4.83	0.75	-1.2×10^{-25}	3.2×10^{-26}
21	J0554+3107	51700	1.43×10^{-13}	-0.739	0.051	4.83	0.75	-1.2×10^{-25}	3.3×10^{-26}
22	J1838-0453	52200	1.16×10^{-13}	-0.739	0.051	4.84	0.75	-1×10^{-25}	2.7×10^{-26}
23	J1801-2304	58300	1.13×10^{-13}	-0.745	0.051	4.92	0.78	-9×10^{-26}	2.4×10^{-26}
24	J1806-2125	62900	1.21×10^{-13}	-0.749	0.051	4.98	0.8	-9.1×10^{-26}	2.4×10^{-26}

Таблица А3. То же, что в табл. А1, для пульсаров, классифицированных как тип sub-HB

Таблица А4. То же, что в табл. А1 для пульсаров, классифицированных как тип V. В третьем столбце звездочкой отмечены объекты, ранее известные как Vela-like [3–5]

N⁰	Пульсар	HB	<i>tc</i> , год	dP/dt, c/c	S	σs	п	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2 P/dt^2)$
1	J1833-1034		4850	2.02×10^{-13}	0.168	0.045	1.86	0.03	9.5×10^{-26}	2.2×10^{-26}
2	J1747-2809		5310	1.56×10^{-13}	0.141	0.045	1.88	0.03	5.8×10^{-26}	1.6×10^{-26}
3	J0205+6449		5370	1.94×10^{-13}	0.138	0.045	1.88	0.04	6.9×10^{-26}	2×10^{-26}
4	J1813-1749		5600	1.27×10^{-13}	0.125	0.046	1.89	0.04	4×10^{-26}	1.3×10^{-26}
5	J1617-5055		8130	1.35×10^{-13}	0.01	0.047	1.99	0.05	2.7×10^{-27}	1.2×10^{-26}
6	J2022+3842		8940	8.61×10^{-14}	-0.019	0.047	2.02	0.05	-3×10^{-27}	7.4×10^{-27}
7	J1418-6058		10300	1.69×10^{-13}	-0.063	0.046	2.07	0.05	-1.7×10^{-26}	1.4×10^{-26}
8	J2229+6114	*	10500	7.83×10^{-14}	-0.069	0.046	2.07	0.05	-8.7×10^{-27}	6.3×10^{-27}
9	J0835-4510	*	11300	1.25×10^{-13}	-0.091	0.046	2.1	0.06	-1.8×10^{-26}	9.8×10^{-27}
10	J1844-0346		11600	1.55×10^{-13}	-0.099	0.046	2.11	0.06	-2.3×10^{-26}	1.2×10^{-26}
11	J1420-6048	*	13000	8.32×10^{-14}	-0.134	0.046	2.15	0.06	-1.6×10^{-26}	6.2×10^{-27}
12	J1826-1256	*	14400	1.21×10^{-13}	-0.165	0.045	2.2	0.06	-2.6×10^{-26}	8.6×10^{-27}
13	J1801-2451	*	15500	1.28×10^{-13}	-0.186	0.044	2.23	0.07	-3×10^{-26}	8.8×10^{-27}
14	J1803-2137	*	15800	1.34×10^{-13}	-0.192	0.044	2.24	0.07	-3.2×10^{-26}	9.1×10^{-27}
15	J2021+3651	*	17200	9.57×10^{-14}	-0.217	0.044	2.28	0.07	-2.4×10^{-26}	6.3×10^{-27}
16	J2111+4606		17500	1.43×10^{-13}	-0.222	0.044	2.28	0.07	-3.7×10^{-26}	9.3×10^{-27}

Таблица А4. Продолжение

Nº	Пульсар	HB	<i>tc</i> , год	dP/dt, c/c	S	σs	п	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2P/dt^2)$
17	J1709-4429	*	17500	9.30×10^{-14}	-0.222	0.044	2.28	0.07	-2.4×10^{-26}	6.1×10^{-27}
18	J1907+0602		19500	8.68×10^{-14}	-0.252	0.043	2.34	0.08	-2.4×10^{-26}	5.4×10^{-27}
19	J1048-5832	*	20300	9.63×10^{-14}	-0.264	0.042	2.36	0.08	-2.7×10^{-26}	5.9×10^{-27}
20	J1856+0245	*	20600	6.21×10^{-14}	-0.268	0.042	2.37	0.08	-1.7×10^{-26}	3.8×10^{-27}
21	J1935+2025		20900	6.08×10^{-14}	-0.272	0.042	2.37	0.08	-1.7×10^{-26}	3.7×10^{-27}
22	J1016-5857	*	21000	8.08×10^{-14}	-0.273	0.042	2.38	0.08	-2.3×10^{-26}	4.9×10^{-27}
23	J1826-1334	*	21400	7.53×10^{-14}	-0.278	0.042	2.39	0.08	-2.2×10^{-26}	4.5×10^{-27}
24	J1934+2352		21600	1.31×10^{-13}	-0.281	0.042	2.39	0.08	-3.8×10^{-26}	7.8×10^{-27}
25	J1135-6055		23000	7.93×10^{-14}	-0.298	0.041	2.42	0.08	-2.3×10^{-26}	4.6×10^{-27}
26	J1747-2958	*	25500	6.13×10^{-14}	-0.325	0.04	2.48	0.09	-1.8×10^{-26}	3.4×10^{-27}
27	J1730-3350		26000	8.48×10^{-14}	-0.33	0.04	2.49	0.09	-2.6×10^{-26}	4.6×10^{-27}
28	J2238+5903		26600	9.70×10^{-14}	-0.336	0.04	2.51	0.09	-2.9×10^{-26}	5.2×10^{-27}
29	J1646-4346		32500	1.13×10^{-13}	-0.387	0.038	2.63	0.1	-3.5×10^{-26}	5.6×10^{-27}
30	J0729-1448		35200	1.13×10^{-13}	-0.406	0.037	2.68	0.11	-3.5×10^{-26}	5.4×10^{-27}
31	J1932+1916		35400	9.32×10^{-14}	-0.407	0.037	2.69	0.11	-2.9×10^{-26}	4.4×10^{-27}
32	J1907+0918		38000	9.43×10^{-14}	-0.424	0.037	2.74	0.11	-2.9×10^{-26}	4.3×10^{-27}
33	J1015-5719		38600	5.74×10^{-14}	-0.427	0.036	2.75	0.11	-1.8×10^{-26}	2.6×10^{-27}
34	J1044-5737		40300	5.46×10^{-14}	-0.437	0.036	2.78	0.11	-1.7×10^{-26}	2.4×10^{-27}
35	J1815-1738		40 400	7.79×10^{-14}	-0.438	0.036	2.78	0.11	-2.4×10^{-26}	3.5×10^{-27}
36	J1637-4642		41200	5.92×10^{-14}	-0.442	0.036	2.79	0.12	-1.8×10^{-26}	2.6×10^{-27}
37	J0631+1036		43600	1.05×10^{-13}	-0.455	0.035	2.83	0.12	-3.2×10^{-26}	4.5×10^{-27}
38	J1412-6145		50600	9.87×10^{-14}	-0.486	0.034	2.95	0.13	-2.9×10^{-26}	4×10^{-27}
39	J1702-4128		55100	5.23×10^{-14}	-0.504	0.033	3.02	0.14	-1.5×10^{-26}	2×10^{-27}
40	J1422-6138		55800	9.68×10^{-14}	-0.506	0.033	3.03	0.14	-2.8×10^{-26}	3.7×10^{-27}
41	J1841-0345		55900	5.79×10^{-14}	-0.507	0.033	3.03	0.14	-1.7×10^{-26}	2.2×10^{-27}
42	J0633+0632		59200	7.96×10^{-14}	-0.518	0.033	3.07	0.14	-2.3×10^{-26}	3×10^{-27}
43	J1406-6121		61700	5.47×10^{-14}	-0.526	0.032	3.11	0.14	-1.6×10^{-26}	2×10^{-27}
44	J1938+2213		62000	4.24×10^{-14}	-0.527	0.032	3.11	0.14	-1.2×10^{-26}	1.6×10^{-27}
45	J0248+6021		62400	5.51×10^{-14}	-0.528	0.032	3.12	0.14	-1.6×10^{-26}	2×10^{-27}
46	J1541-5535		62500	7.50×10^{-14}	-0.528	0.032	3.12	0.15	-2.1×10^{-26}	2.8×10^{-27}
47	J1850-0026		67500	3.91×10^{-14}	-0.543	0.032	3.19	0.15	-1.1×10^{-26}	1.4×10^{-27}
48	J1636-4440		70100	4.67×10^{-14}	-0.55	0.031	3.22	0.15	-1.3×10^{-26}	1.6×10^{-27}
49	J1601-5335		73300	6.24×10^{-14}	-0.558	0.031	3.26	0.16	-1.7×10^{-26}	2.1×10^{-27}
50	J2021+4026		76900	5.47×10^{-14}	-0.566	0.031	3.3	0.16	-1.5×10^{-26}	1.8×10^{-27}
51	J1705-3950		83400	6.06×10^{-14}	-0.58	0.03	3.38	0.17	-1.6×10^{-26}	2×10^{-27}
52	J1638-4608		85600	5.15×10^{-14}	-0.584	0.03	3.41	0.17	-1.3×10^{-26}	1.7×10^{-27}
53	J0614+2229		89300	5.94×10^{-14}	-0.591	0.03	3.45	0.18	-1.5×10^{-26}	1.9×10^{-27}
54	J2216+5759		96200	6.90×10^{-14}	-0.603	0.029	3.52	0.19	-1.7×10^{-26}	2.1×10^{-27}
55	J1909+0912		98700	3.58×10^{-14}	-0.607	0.029	3.55	0.19	-8.9×10^{-27}	1.1×10^{-27}
56	J1830-1059		107000	6.00×10^{-14}	-0.619	0.029	3.63	0.2	-1.4×10^{-26}	1.8×10^{-27}
57	J0659+1414		111000	5.50×10^{-14}	-0.625	0.029	3.67	0.2	-1.3×10^{-26}	1.6×10^{-27}
58	J1838-0549		112000	3.34×10^{-14}	-0.626	0.029	3.68	0.2	-7.9×10^{-27}	9.7×10^{-28}
59	J1543-5459		115000	5.20×10^{-14}	-0.63	0.028	3.7	0.21	-1.2×10^{-26}	1.5×10^{-27}
60	J1715-3903		117 000	3.77×10^{-14}	-0.633	0.028	3.72	0.21	-8.8×10^{-27}	1.1×10^{-27}
61	J1643-4505		118000	3.18×10^{-14}	-0.634	0.028	3.73	0.21	-7.4×10^{-27}	9×10^{-28}

Таблица А4. Окончание

N⁰	Пульсар	HB	<i>tc</i> , год	dP/dt, c/c	S	σs	п	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2 P/dt^2)$
62	J1835-0643		120000	4.05×10^{-14}	-0.636	0.028	3.75	0.21	-9.4×10^{-27}	1.1×10^{-27}
63	J1452-5851		121000	5.07×10^{-14}	-0.637	0.028	3.76	0.21	-1.2×10^{-26}	1.4×10^{-27}
64	J1756-2225		122000	5.27×10^{-14}	-0.639	0.028	3.77	0.22	-1.2×10^{-26}	1.5×10^{-27}
65	J1820-1529		139 000	3.79×10^{-14}	-0.656	0.028	3.91	0.23	-8.3×10^{-27}	1×10^{-27}
66	J1327-6400		143000	3.12×10^{-14}	-0.66	0.027	3.94	0.24	-6.7×10^{-27}	8.2×10^{-28}
67	J1903+0925		153000	3.69×10^{-14}	-0.669	0.027	4.02	0.25	-7.7×10^{-27}	9.5×10^{-28}
68	J1908+0909		153000	3.49×10^{-14}	-0.669	0.027	4.02	0.25	-7.3×10^{-27}	8.9×10^{-28}
69	J1916+1225		154000	2.35×10^{-14}	-0.67	0.027	4.03	0.25	-4.9×10^{-27}	6×10^{-28}
70	J1857+0212		164000	4.03×10^{-14}	-0.678	0.027	4.1	0.26	-8.2×10^{-27}	1×10^{-27}
71	J1616-5017		167 000	4.66×10^{-14}	-0.68	0.027	4.12	0.26	-9.4×10^{-27}	1.2×10^{-27}
72	J0954-5430		171000	4.39×10^{-14}	-0.683	0.027	4.15	0.27	-8.8×10^{-27}	1.1×10^{-27}
73	J1156-5707		173000	2.65×10^{-14}	-0.684	0.027	4.17	0.27	-5.3×10^{-27}	6.5×10^{-28}
74	J1827-1446		174000	4.53×10^{-14}	-0.685	0.027	4.17	0.27	-9×10^{-27}	1.1×10^{-27}
75	J1721-3532		176000	2.52×10^{-14}	-0.686	0.027	4.19	0.27	-5×10^{-27}	6.1×10^{-28}
76	J1812-1910		181000	3.77×10^{-14}	-0.69	0.026	4.22	0.27	-7.3×10^{-27}	9.1×10^{-28}
77	J1853+0011		188000	3.35×10^{-14}	-0.694	0.026	4.27	0.28	-6.4×10^{-27}	7.9×10^{-28}
78	J1828-1057		189 000	2.07×10^{-14}	-0.695	0.026	4.27	0.28	-3.9×10^{-27}	4.9×10^{-28}
79	J1825-1446		195000	2.27×10^{-14}	-0.698	0.026	4.31	0.29	-4.3×10^{-27}	5.3×10^{-28}
80	J1853+0056		204000	2.14×10^{-14}	-0.703	0.026	4.37	0.3	-3.9×10^{-27}	4.9×10^{-28}
81	J0622+3749		208000	2.54×10^{-14}	-0.705	0.026	4.39	0.3	-4.6×10^{-27}	5.8×10^{-28}
82	J1305-6203		211000	3.21×10^{-14}	-0.707	0.026	4.41	0.3	-5.8×10^{-27}	7.3×10^{-28}
83	J1735-3258		213000	2.61×10^{-14}	-0.708	0.026	4.42	0.3	-4.7×10^{-27}	5.9×10^{-28}
84	J0905-5127		220000	2.49×10^{-14}	-0.712	0.026	4.47	0.31	-4.4×10^{-27}	5.6×10^{-28}
85	J1003-4747		220000	2.21×10^{-14}	-0.712	0.026	4.47	0.31	-3.9×10^{-27}	4.9×10^{-28}
86	J0857-4424		222000	2.33×10^{-14}	-0.713	0.026	4.48	0.31	-4.1×10^{-27}	5.2×10^{-28}

Таблица А5. То же, что в табл. А1 для пульсаров, классифицированных как тип sub-V. В третьем столбце звездочкой отмечены: пульсар с микроквазарными джетами и объекты, которые находятся в двойных системах или прошли эволюцию в двойной

	Π	C V	4	$ID/I_{\rm constant}$		_		_	2242 42	(27)
JN⊡	Пульсар	5-V	<i>іс</i> , год	<i>aP/at</i> , c/c	S	σs	n	бn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2P/dt^2)$
1	J1838-0655		22700	4.92×10^{-14}	-0.46	0.05	2.84	0.17	-2.9×10^{-26}	5.8×10^{-27}
2	J1811-1925	*	23300	4.40×10^{-14}	-0.46	0.05	2.85	0.17	-2.5×10^{-26}	5.1×10^{-27}
3	J1410-6132		24800	3.20×10^{-14}	-0.47	0.05	2.88	0.17	-1.8×10^{-26}	3.6×10^{-27}
4	J1524-5625		31800	3.90×10^{-14}	-0.5	0.05	3	0.19	-1.9×10^{-26}	3.7×10^{-27}
5	J1112-6103		32700	3.15×10^{-14}	-0.5	0.05	3.01	0.19	-1.5×10^{-26}	2.9×10^{-27}
6	J1837-0604		33800	4.52×10^{-14}	-0.51	0.05	3.03	0.2	-2.2×10^{-26}	4.1×10^{-27}
7	J0940-5428		42200	3.29×10^{-14}	-0.53	0.05	3.15	0.21	-1.4×10^{-26}	2.6×10^{-27}
8	J1906+0722		49200	3.59×10^{-14}	-0.55	0.05	3.23	0.22	-1.4×10^{-26}	2.6×10^{-27}
9	J1809-1917		51300	2.55×10^{-14}	-0.56	0.05	3.25	0.23	-9.9×10^{-27}	1.8×10^{-27}
10	J1522-5735		51800	3.12×10^{-14}	-0.56	0.05	3.26	0.23	-1.2×10^{-26}	2.2×10^{-27}
11	J1055-6028		53500	2.95×10^{-14}	-0.56	0.04	3.28	0.23	-1.1×10^{-26}	2×10^{-27}
12	J1429-5911		60200	3.05×10^{-14}	-0.57	0.04	3.34	0.24	-1.1×10^{-26}	1.9×10^{-27}
13	J1413-3205		62800	2.77×10^{-14}	-0.58	0.04	3.37	0.25	-9.6×10^{-27}	1.7×10^{-27}

Таблица А5. Продолжение

N⁰	Пульсар	S-V	<i>tc</i> , год	dP/dt, c/c	S	σs	п	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2P/dt^2)$
14	J1105-6107		63300	1.58×10^{-14}	-0.58	0.04	3.37	0.25	-5.4×10^{-27}	9.8×10^{-28}
15	J1459-6053		64700	2.53×10^{-14}	-0.58	0.04	3.38	0.25	-8.6×10^{-27}	1.5×10^{-27}
16	J1809-2332		67600	3.44×10^{-14}	-0.59	0.04	3.41	0.25	-1.1×10^{-26}	2×10^{-27}
17	J1954+2836		69400	2.12×10^{-14}	-0.59	0.04	3.43	0.26	-6.9×10^{-27}	1.2×10^{-27}
18	J1857+0143		71000	3.12×10^{-14}	-0.59	0.04	3.44	0.26	-1×10^{-26}	1.8×10^{-27}
19	J0359+5414		75200	1.67×10^{-14}	-0.6	0.04	3.47	0.26	-5.2×10^{-27}	9.3×10^{-28}
20	J1828-1101		77100	1.48×10^{-14}	-0.6	0.04	3.49	0.27	-4.5×10^{-27}	8.1×10^{-28}
21	J1928+1746		82600	1.32×10^{-14}	-0.61	0.04	3.53	0.27	-3.9×10^{-27}	7×10^{-28}
22	J1803-2149		86300	1.95×10^{-14}	-0.61	0.04	3.56	0.28	-5.6×10^{-27}	1×10^{-27}
23	J1718-3825		89500	1.32×10^{-14}	-0.61	0.04	3.58	0.28	-3.7×10^{-27}	6.6×10^{-28}
24	J1028-5819		90000	1.61×10^{-14}	-0.61	0.04	3.59	0.28	-4.5×10^{-27}	8.1×10^{-28}
25	J1531-5610		97100	1.37×10^{-14}	-0.62	0.04	3.63	0.29	-3.7×10^{-27}	6.5×10^{-28}
26	J2006+3102		104000	2.49×10^{-14}	-0.63	0.04	3.68	0.3	-6.4×10^{-27}	1.1×10^{-27}
27	J1648-4611		110000	2.37×10^{-14}	-0.63	0.04	3.71	0.31	-5.9×10^{-27}	1×10^{-27}
28	J1732-3131		111000	2.80×10^{-14}	-0.63	0.04	3.72	0.31	-6.9×10^{-27}	1.2×10^{-27}
29	J0908-4913		112000	1.52×10^{-14}	-0.63	0.04	3.73	0.31	-3.7×10^{-27}	6.7×10^{-28}
30	J1906+0746	*	113000	2.03×10^{-14}	-0.63	0.04	3.73	0.31	-4.9×10^{-27}	8.8×10^{-28}
31	J1740+1000		114000	2.15×10^{-14}	-0.63	0.04	3.74	0.31	-5.2×10^{-27}	9.3×10^{-28}
32	J1925+1720		115000	1.05×10^{-14}	-0.64	0.04	3.74	0.31	-2.5×10^{-27}	4.5×10^{-28}
33	J1835-1106		128000	2.06×10^{-14}	-0.64	0.04	3.82	0.33	-4.6×10^{-27}	8.3×10^{-28}
34	J1019-5749		128000	2.01×10^{-14}	-0.64	0.04	3.82	0.33	-4.5×10^{-27}	8.1×10^{-28}
35	J1650-4601		133000	1.51×10^{-14}	-0.65	0.04	3.84	0.33	-3.3×10^{-27}	6×10^{-28}
36	J1105-6037		141000	2.18×10^{-14}	-0.65	0.04	3.88	0.34	-4.6×10^{-27}	8.3×10^{-28}
37	J1052-5954		143000	2.00×10^{-14}	-0.65	0.04	3.89	0.34	-4.2×10^{-27}	7.6×10^{-28}
38	J2240+5832		144000	1.54×10^{-14}	-0.65	0.04	3.9	0.34	-3.2×10^{-27}	5.8×10^{-28}
39	J1833-0827		147000	9.17×10^{-15}	-0.66	0.04	3.91	0.35	-1.9×10^{-27}	3.4×10^{-28}
40	J1913+0904		147000	1.76×10^{-14}	-0.66	0.04	3.91	0.35	-3.6×10^{-27}	6.5×10^{-28}
41	J1138-6207		149 000	1.25×10^{-14}	-0.66	0.04	3.92	0.35	-2.6×10^{-27}	4.6×10^{-28}
42	J1509-5850		154000	9.17×10^{-15}	-0.66	0.04	3.94	0.35	-1.8×10^{-27}	3.3×10^{-28}
43	J1151-6108		157000	1.03×10^{-14}	-0.66	0.04	3.96	0.35	-2×10^{-27}	3.7×10^{-28}
44	J0742-2822		157000	1.68×10^{-14}	-0.66	0.04	3.96	0.35	-3.3×10^{-27}	6×10^{-28}
45	J1739-3023		159000	1.14×10^{-14}	-0.66	0.04	3.97	0.36	-2.2×10^{-27}	4×10^{-28}
46	J1248-6344		186000	1.69×10^{-14}	-0.68	0.04	4.08	0.38	-3×10^{-27}	5.5×10^{-28}
47	J2032+4127	*	201000	1.13×10^{-14}	-0.68	0.04	4.14	0.39	-1.9×10^{-27}	3.5×10^{-28}
48	J0734-1559		203000	1.22×10^{-14}	-0.68	0.04	4.14	0.39	-2×10^{-27}	3.7×10^{-28}
49	J1632-4757		240000	1.51×10^{-14}	-0.69	0.04	4.27	0.42	-2.3×10^{-27}	4.2×10^{-28}
50	J1350-6225		246000	8.88×10^{-15}	-0.7	0.04	4.29	0.42	-1.3×10^{-27}	2.4×10^{-28}
51	J1548-5607		252000	1.07×10^{-14}	-0.7	0.04	4.31	0.43	-1.6×10^{-27}	2.9×10^{-28}
52	J0543+2329		253000	1.54×10^{-14}	-0.7	0.04	4.31	0.43	-2.2×10^{-27}	4.1×10^{-28}
53	J1620-4927		260000	1.05×10^{-14}	-0.7	0.04	4.33	0.43	-1.5×10^{-27}	2.8×10^{-28}
54	J0117+5914		275000	5.85×10^{-15}	-0.7	0.04	4.37	0.44	-8×10^{-28}	1.5×10^{-28}
55	J0535-6935		276000	1.15×10^{-14}	-0.7	0.04	4.38	0.44	-1.6×10^{-27}	2.9×10^{-28}
56	J1922+1733		280000	1.34×10^{-14}	-0.7	0.04	4.39	0.45	-1.8×10^{-27}	3.4×10^{-28}
57	J1757-2421		285000	1.30×10^{-14}	-0.71	0.04	4.4	0.45	-1.7×10^{-27}	3.2×10^{-28}

Таблица А5. Продолжение

N⁰	Пульсар	S-V	<i>tc</i> , год	dP/dt, c/c	S	σs	п	σn	$d^2 P/dt^2$, c/c ²	$\sigma(d^2 P/dt^2)$
58	J1853-0004		288000	5.57×10^{-15}	-0.71	0.04	4.41	0.45	-7.4×10^{-28}	1.4×10^{-28}
59	J1743-3153		290000	1.06×10^{-14}	-0.71	0.04	4.41	0.45	-1.4×10^{-27}	2.6×10^{-28}
60	J1512-5759		298000	6.85×10^{-15}	-0.71	0.04	4.44	0.46	-8.9×10^{-28}	1.7×10^{-28}
61	J1839-0321		302000	1.25×10^{-14}	-0.71	0.04	4.45	0.46	-1.6×10^{-27}	3×10^{-28}
62	J0002+6216		306000	5.97×10^{-15}	-0.71	0.04	4.46	0.46	-7.6×10^{-28}	1.4×10^{-28}
63	J1359-6038		319 000	6.34×10^{-15}	-0.71	0.04	4.49	0.47	-7.8×10^{-28}	1.5×10^{-28}
64	J1940+2245		323000	1.27×10^{-14}	-0.71	0.04	4.5	0.47	-1.6×10^{-27}	2.9×10^{-28}
65	J1755-2534		330000	1.12×10^{-14}	-0.72	0.04	4.52	0.48	-1.4×10^{-27}	2.6×10^{-28}
66	J1020-6026		330000	6.74×10^{-15}	-0.72	0.04	4.52	0.48	-8.1×10^{-28}	1.5×10^{-28}
67	J0633+1746		342000	1.10×10^{-14}	-0.72	0.04	4.55	0.48	-1.3×10^{-27}	2.5×10^{-28}
68	J1722-3712		345000	1.09×10^{-14}	-0.72	0.04	4.55	0.48	-1.3×10^{-27}	2.4×10^{-28}
69	J1948+2551		345000	9.02×10^{-15}	-0.72	0.04	4.55	0.48	-1.1×10^{-27}	2×10^{-28}
70	J1702-4306		349000	9.79×10^{-15}	-0.72	0.04	4.56	0.49	-1.1×10^{-27}	2.2×10^{-28}
71	J1846+0919		360000	9.93×10^{-15}	-0.72	0.04	4.59	0.49	-1.1×10^{-27}	2.2×10^{-28}
72	J1845-0316		371000	8.86×10^{-15}	-0.72	0.04	4.61	0.5	-9.9×10^{-28}	1.9×10^{-28}
73	J1723-3659		401000	8.01×10^{-15}	-0.73	0.04	4.68	0.51	-8.5×10^{-28}	1.6×10^{-28}
74	J0139+5814		403000	1.07×10^{-14}	-0.73	0.04	4.68	0.52	-1.1×10^{-27}	2.2×10^{-28}
75	J2013+3845		412000	8.85×10^{-15}	-0.73	0.04	4.7	0.52	-9.2×10^{-28}	1.8×10^{-28}
76	J1844-0538		417 000	9.71×10^{-15}	-0.73	0.04	4.71	0.52	-1×10^{-27}	1.9×10^{-28}
77	J1917+1353		428000	7.20×10^{-15}	-0.73	0.04	4.73	0.53	-7.3×10^{-28}	1.4×10^{-28}
78	J0834–4159		432000	4.44×10^{-15}	-0.73	0.04	4.74	0.53	-4.5×10^{-28}	8.6×10^{-29}
79	J1043–6116		440000	1.04×10^{-14}	-0.73	0.04	4.76	0.53	-1×10^{-27}	2×10^{-28}
80	J1841–0425		461000	6.39×10^{-15}	-0.74	0.04	4.8	0.54	-6.1×10^{-28}	1.2×10^{-28}
81	J1907+0345		463000	8.22×10^{-15}	-0.74	0.04	4.8	0.54	-7.9×10^{-28}	1.5×10^{-28}
82	J1913+0832		466000	4.57×10^{-15}	-0.74	0.04	4.8	0.55	-4.4×10^{-28}	8.5×10^{-29}
83	J1320-5359		479 000	9.25×10^{-15}	-0.74	0.04	4.83	0.55	-8.7×10^{-28}	1.7×10^{-28}
84	J1746–3239		482000	6.56×10^{-15}	-0.74	0.04	4.83	0.55	-6.1×10^{-28}	1.2×10^{-28}
85	J0631+0646		486000	3.62×10^{-15}	-0.74	0.04	4.84	0.55	-3.4×10^{-28}	6.5×10^{-29}
86	J2030+3641		488000	6.50×10^{-15}	-0.74	0.04	4.84	0.56	-6×10^{-28}	1.2×10^{-28}
87	J1538–5551		517000	3.21×10^{-15}	-0.74	0.04	4.89	0.57	-2.8×10^{-28}	5.6×10^{-29}
88	J1835–0944		525000	4.39×10^{-15}	-0.74	0.04	4.91	0.57	-3.9×10^{-28}	7.6×10^{-29}
89	J1816-0755		532000	6.48×10^{-15}	-0.74	0.04	4.92	0.57	-5.6×10^{-28}	1.1×10^{-28}
90	J1057–5226		535000	5.83×10^{-15}	-0.75	0.04	4.92	0.58	-5×10^{-28}	9.9×10^{-29}
91	J2030+4415		555000	6.48×10^{-15}	-0.75	0.04	4.96	0.58	-5.5×10^{-28}	1.1×10^{-28}
92	J1611-5209		560000	5.17×10^{-15}	-0.75	0.04	4.96	0.59	-4.3×10^{-28}	8.6×10^{-29}
93	J1624-4041		563000	4.72×10^{-15}	-0.75	0.04	4.97	0.59	-3.9×10^{-28}	7.8×10^{-29}
94	J0538+2817	*	618000	3.67×10^{-15}	-0.75	0.04	5.05	0.61	-2.9×10^{-28}	5.7×10^{-29}
95	J0358+5413		654000	4.39×10^{-15}	-0.76	0.04	5.1	0.62	-3.3×10^{-28}	6.6×10^{-23}
96	J1115-6052		569000	7.23×10^{-15}	-0.75	0.04	4.98	0.59	-6×10^{-28}	1.2×10^{-29}
9/	J1224-6407		692000 576000	4.95×10^{-15}	-0.76	0.04	5.15	0.64	-3.6×10^{-28}	7.2×10^{-29}
98	J2028+3332		572000	4.80×10^{-15}	-0./5	0.04	4.99	0.59	-4×10^{-28}	7.9×10^{-29}
99 100	J1824-1945		5/3000	3.23×10^{-15}	-0.75	0.04	4.98	0.59	-4.3×10^{-28}	8.3×10^{-29}
100	J103/-4333		390000	5.19 × 10 15	-0.75	0.04	5.01	0.6	-2.0 × 10 20	5.1 × 10 -2
101	J1600-5044		603000	5.06×10^{-15}	-0.75	0.04	5.03	0.6	-4×10^{-28}	8×10^{-29}

Таблица А5. Окончание

Nº	Пульсар	S-V	<i>tc</i> , год	dP/dt, c/c	S	σs	п	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2 P/dt^2)$
102	J1921+0812		622000	5.36×10^{-15}	-0.75	0.04	5.06	0.61	-4.2×10^{-28}	8.3×10^{-29}
103	J1649-4729		720000	6.55×10^{-15}	-0.76	0.04	5.19	0.65	-4.6×10^{-28}	9.3×10^{-29}
104	J1818-1448		725000	6.15×10^{-15}	-0.76	0.04	5.2	0.65	-4.3×10^{-28}	8.7×10^{-29}
105	J1515-5720		745000	6.15×10^{-15}	-0.76	0.04	5.22	0.65	-4.2×10^{-28}	8.6×10^{-29}
106	J1539-5626		795000	4.85×10^{-15}	-0.77	0.04	5.28	0.67	-3.2×10^{-28}	6.5×10^{-29}
107	J1349-6130		802000	5.13×10^{-15}	-0.77	0.04	5.29	0.67	-3.3×10^{-28}	6.8×10^{-29}
108	J1835-1020		810000	5.92×10^{-15}	-0.77	0.04	5.3	0.68	-3.8×10^{-28}	7.8×10^{-29}
109	J0820-3826		810000	2.44×10^{-15}	-0.77	0.04	5.3	0.68	-1.6×10^{-28}	3.2×10^{-29}
110	J1514-5925		818000	2.88×10^{-15}	-0.77	0.04	5.31	0.68	-1.8×10^{-28}	3.8×10^{-29}
111	J1123-6259		819 000	5.25×10^{-15}	-0.77	0.04	5.31	0.68	-3.4×10^{-28}	6.9×10^{-29}
112	J1554-5209		865000	2.29×10^{-15}	-0.77	0.04	5.36	0.69	-1.4×10^{-28}	2.9×10^{-29}
113	J1829-1751		877000	5.55×10^{-15}	-0.77	0.04	5.37	0.7	-3.4×10^{-28}	7×10^{-29}
114	J0737-2202		928000	5.47×10^{-15}	-0.77	0.04	5.43	0.71	-3.2×10^{-28}	6.6×10^{-29}
115	J1530-5327		944000	4.68×10^{-15}	-0.77	0.04	5.44	0.72	-2.7×10^{-28}	5.6×10^{-29}
116	J1837-0559		964000	3.30×10^{-15}	-0.78	0.04	5.46	0.72	-1.9×10^{-28}	3.9×10^{-29}
117	J1913+1145		967000	5.02×10^{-15}	-0.78	0.04	5.47	0.72	-2.9×10^{-28}	5.9×10^{-29}
118	J1924+1639		977000	2.56×10^{-15}	-0.78	0.04	5.48	0.72	-1.4×10^{-28}	3×10^{-29}
119	J1905+0902		988000	3.50×10^{-15}	-0.78	0.04	5.49	0.73	-2×10^{-28}	4.1×10^{-29}
120	J1931+1536		993000	5.01×10^{-15}	-0.78	0.04	5.49	0.73	-2.8×10^{-28}	5.8×10^{-29}

Таблица Аб. То же, что в табл. А1 для пульсаров, классифицированных как тип LB

N⁰	Пульсар	<i>tc</i> , год	<i>dP/dt</i> , c/c	S	σs	п	σn	d^2P/dt^2 , c/c ²	$\sigma(d^2P/dt^2)$
1	J0537-6910	4930	5.18×10^{-14}	-0.262	0.049	2.48	0.09	-5.9×10^{-26}	1.5×10^{-26}
2	J1400-6325	12700	3.89×10^{-14}	-0.288	0.084	3.37	0.17	-2×10^{-26}	8.1×10^{-27}
3	J1849-0001	42900	1.42×10^{-14}	-0.319	0.098	5.22	0.21	-2.5×10^{-27}	1.1×10^{-27}
4	J1813-1246	43400	1.76×10^{-14}	-0.319	0.098	5.24	0.21	-3×10^{-27}	1.4×10^{-27}
5	J1952+3252	107000	5.84×10^{-15}	-0.34	0.095	7.17	0.22	-4.4×10^{-28}	1.9×10^{-28}
6	J1437-5959	114000	8.59×10^{-15}	-0.341	0.095	7.32	0.22	-6.2×10^{-28}	2.6×10^{-28}
7	J1101-6101	116000	8.56×10^{-15}	-0.341	0.095	7.37	0.22	-6.1×10^{-28}	2.6×10^{-28}
8	J1831-0952	128000	8.35×10^{-15}	-0.343	0.094	7.61	0.22	-5.4×10^{-28}	2.3×10^{-28}
9	J0855-4644	141000	7.26×10^{-15}	-0.346	0.094	7.85	0.22	-4.3×10^{-28}	1.8×10^{-28}
10	J1913+1011	169 000	3.37×10^{-15}	-0.349	0.092	8.33	0.22	-1.7×10^{-28}	6.9×10^{-29}
11	J1412+7919 Calvera	290000	3.21×10^{-15}	-0.361	0.088	9.86	0.22	-9.9×10^{-29}	3.8×10^{-29}
12	J1623-5005	324000	4.16×10^{-15}	-0.363	0.087	10.2	0.21	-1.2×10^{-28}	4.4×10^{-29}
13	J1302-6350	332000	2.28×10^{-15}	-0.363	0.087	10.3	0.21	-6.2×10^{-29}	2.3×10^{-29}
14	J2043+2740	1.20E+06	1.27×10^{-15}	-0.388	0.077	14.7	0.21	-1.1×10^{-29}	3.4×10^{-30}
15	J1016-5819	1.99E+06	6.98×10^{-16}	-0.397	0.073	16.7	0.2	-3.7×10^{-30}	1.1×10^{-30}
16	J1840-0643	2.56E+06	2.20×10^{-16}	-0.401	0.071	17.8	0.2	-9.1×10^{-31}	2.7×10^{-31}
17	J0106+4855	3.08E+06	4.28×10^{-16}	-0.405	0.07	18.6	0.2	-1.5×10^{-30}	4.4×10^{-31}
18	J1845-0743	4.52E+06	3.67×10^{-16}	-0.411	0.068	20.3	0.19	-9×10^{-31}	2.5×10^{-31}

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием данных австралийского пульсарного каталога ATNF (http//www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/). Автор благодарит В.М. Малофеева, Р.Д. Дагкесаманского, Г.С. Царевского, Б.В. Комберга, Г.Т. Смирнова и Б.Я. Лосовского за полезные обсуждения по теме статьи, советы и замечания по тексту, а также Л.А. Соловьеву за неоценимую помощь в подготовке рукописи статьи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа была частично поддержана программой фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Активные процессы в галактических и внегалактических объектах".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. V. M. Kaspi, Proc. Natl Acad. Sci. 107, 7147 (2010).
- 2. A. K. Harding, Front. Phys. 8, 679 (2013).
- O. Kargaltsev, G. G. Pavlov, and G. P. Garmire, Astrophys. J. 660, 1413 (2007).
- 4. A. Possenti, Astron. and Astrophys. 387, 993 (2002).
- J. W. T. Hessel, D. J. Nice, and B. M. Gaensler, Astrophys. J. 682, L41 (2008).
- 6. E. V. Gotthelf, J. P. Halpern, and J. Alford, Astrophys. J. 765, 58 (2013).
- 7. C. M. Espinoza, A. G. Lyne, and B. W. Stappers, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **446**, 147 (2017).
- 8. *M. Vivekanand and R. Narayan*, J. Astron. and Astrophys. **2**, 315 (1981).
- 9. *E. S. Phinney and R. D. Blandford*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **194**, 137 (1981).
- 10. A. P. Igoshev and S. B. Popov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 444, 1066 (2014).
- 11. В. С. Бескин, Усп. физ. наук 61, 353 (2018).
- 12. Р. Манчестер, Дж. Тейлор Пульсары (М.: Мир, 1980).
- 13. *M. A. Ruderman and P. G. Sutherland*, Astrophys. J. **196**, 51 (1975).
- 14. *T. M. Tauris and S. Konar*, Astron. and Astrophys. **376**, 543 (2001).
- 15. S. Dall'Osso, J. Granot, and T. Piran, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **422**, 2878 (2012).
- A. Rogers and S. Safi-Harb, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 465, 383 (2017).
- 17. D. Vigano, N. Rea, J. A. Pons, R. Perna, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **434**, 123 (2013).
- 18. S. Johnston and A. Karastergiou, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 467, 3493 (2017).

- 19. *R. N. Manchester, J. M. Durdin, and L. M. Newton*, Nature **313**, 374 (1985).
- 20. *R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs,* Astron. J. **129**, 1993 (2005).
- 21. S. A. Olausen and V. M. Kaspi, Astrophys. J. Suppl. 212, 6 (2014).
- C.-Y. Ng and V. M. Kaspi, in Astrophysics of Neutron Stars 2010, eds E. Göğüş, T. Belloni and Ü. Ertan (Melville, NY: AIP), AIP Conf. Proc. 1379, 60 (2011).
- 23. C. M. Tan, C. G. Bassa, S. Cooper, et al., Astrophys. J. 866, 54 (2018).
- 24. J. P. Halpern and E.V. Gotthelf, Astrophys. J. 812, 61 (2015).
- 25. А. П. Глушак, Астрон. журн. 91, 9 (2014).
- 26. *B. Dinçel, R. Neuhäuser, S. K. Yerli, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **448**, 3196 (2015).
- 27. A. P. Igoshev, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 482, 3415 (2019).
- 28. Z. F. Gao, N. Wang, H. Shan, X. D. Li, et al., Astrophys. J. 849, 19 (2017).
- 29. Z. F. Gao, X.D. Li, N. Wang, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **456**, 55 (2016).
- 30. J. M. Yao, R. N. Manchester, and N. Wang, Astrophys. J. 835, 29 (2017).
- 31. *R. Nakamura, A. Bamba, M. Ishida, et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan **61**, S197 (2009).
- 32. *M. Sasaki, P. P. Plucinsky, T. J. Gaetz, and F. Bocchino.* Astron. and Astrophys. **552**, A45 (2013).
- 33. W. W. Tian and D. A. Leahy, Astrophys. J. 677, 292 (2008).
- 34. *R. F. Archibald, E. V. Gotthelf, R. D. Ferdman, et al.*, Astrophys. J. **819**, L16 (2016).
- S. P. Reynolds, K. J. Borkowski, and P. H. Gwynne, Astrophys. J. 856, 133 (2018).
- 36. *W. C. G. Ho*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **452**, 845 (2015).
- 37. *L. Ferrario and D. Wickramasinghe*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **389**, L66 (2008).
- 38. F. Crawford and C. L. Tiffany, Astron. J. 134, 1231 (2007).
- R. P. Mignani, A. de Luca, N. Rea, et al., Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 430, 1354 (2013).
- 40. A. Danilenko, A. Kirichenko, R. E. Mennickent, et al., Astron. and Astrophys. **540**, A28 (2012).
- 41. *R. P. Mignani, M. Razzano, P. Esposito, et al.*, Astron. and Astrophys. **543**, A130 (2012).
- 42. B. Zhang and A. K. Harding, Astrophys. J. 533, 1150 (2000).
- 43. *K. J. Lee, L. Guillemot, Y. L. Yue, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **424**, 2832 (2012).
- 44. O. Pejcha and T.A. Thompson, Astrophys. J. 801, 90 (2015).

УДК 524.33

МУЛЬТИПЕРИОДИЧНОСТЬ В ИЗМЕНЕНИЯХ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ Z Per

© 2020 г. А. И. Халиуллина^{1,*}

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

**E-mail: hfh@sai.msu.ru* Поступила в редакцию 03.02.2020 г. После доработки 02.03.2020 г. Принята к публикации 02.03.2020 г.

Проведен анализ изменений орбитального периода затменно-двойной системы Z Per. Показано, что изменения периода можно представить суперпозицией векового уменьшения периода со скоростью 1.61×10^{-6} сут/год и трех его циклических изменений с периодами 22.6, 37.9 и 62.4 года. Наиболее вероятным является предположение, что Z Per — четырехкратная система с периодами дополнительных орбит, равными 22.6 и 62.4 года, а циклические колебания с периодом 37.9 года являются следствием магнитной активности вторичного компонента. Вековое уменьшение орбитального периода затменно-двойной системы может быть вызвано потерей углового момента вследствие магнитного торможения.

DOI: 10.31857/S000462992007004X

1. ВВЕДЕНИЕ

Переменность звезды **Z** Per (BD +41 0504, V == 9.7^m, *P* = 3.0563^d) обнаружил Вильямс [1], который определил ее как затменную переменную типа Алголя и нашел линейные элементы. Шепли [2, 3], используя визуальные наблюдения Нийланда, нашел фотометрические элементы орбиты. То же сделал Графф [4] по собственным визуальным наблюдениям, полученные им фотометрические элементы заметно отличаются от полученных Шепли. Фетлаар [5] также нашел фотометрические элементы орбиты из наблюдений Нийланда. Они близки к результатам Шепли. Спектральный класс главного компонента, А0, впервые был приведен в работе [6]. Азимов [7] из наблюдений с объективной призмой получил спектральные классы обоих компонентов: A0V + + G0 IV-V. Для этой системы нет ни кривой лучевых скоростей, ни современных высокоточных наблюдений кривой блеска. Однако М.А. Свечников с сотрудниками из совокупности всех имеющихся данных построили согласованную систему параметров орбиты и абсолютных размеров компонентов затменно-двойной системы Z Per. Ее последняя версия приведена в каталоге Сурковой и Свечникова [8].

Переменность орбитального периода Z Per была обнаружена в работе [9]. Жепановска [10] на основе довольно большого массива моментов минимумов пришла к выводу, что орбитальный период Z Per меняется беспорядочно. Подробное изучение орбитального периода Z Per выполнил Кван [11]. Он нашел вековое уменьшение орбитального периода со скоростью $dP/dt = -1.54 \times 10^{-6}$ сут/год (коэффициент при квадратичном члене $Q = -6.44 \times 10^{-9}$). Остаточные изменения после исключения параболы он представил в виде серии скачков периода.

В настоящей работе представлены результаты изучения изменений орбитального периода затменно-двойной системы Z Per на основе имеющихся к настоящему времени моментов минимумов.

2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА Z Per

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы Z Per были использованы моменты главного минимума из базы данных B. R. N. O. [12]. Всего имеется 219 моментов главного минимума: 191 визуальный, 11 фотографических и 17 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. На рис. 1 приведены отклонения $(O-C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов Z Per от вычисленных (C) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2445659.168(9) + + 3.0563160(15)^{d}T,$$
(1)



Рис. 1. Отклонения $(O-C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов Z Per от вычисленных (C) с линейными элементами (1). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные – маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС – большими точками.

где T – эпоха наблюдения. На этом рисунке фотографические наблюдения обозначены треугольниками, визуальные – маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС – большими точками. Из рисунка видно, что в системе наблюдается монотонное уменьшение периода, на которое накладываются некоторые колебания. Поэтому изменения периода Z Рег были представлены квадратичной зависимостью, параметры которой также определялись методом наименьших квадратов:

На рис. 2 приведены отклонения (О-С), наблюдаемых моментов минимумов Z Per от вычисленных с линейными элементами из представления (2). Теоретическая парабола с параметрами из этого же представления показана на рисунке сплошной кривой. Остаточные разности, (О- $C)_3$, полученные после исключения параболы, приведены на рис. 3. Зависимость этих остатков от времени имеет довольно сложный вид и на первый взгляд кажется хаотичной. Кван [11] представил ее в виде серии скачков периода и изобразил некую пилообразную теоретическую кривую. Такое же представление этот автор предлагал для TU Her, Y Psc [13] и RT Per [14]. Однако впоследствии было показано, что изменения орбитальных периодов этих систем после учета векового изменения можно представить суперпозицией двух циклических изменений [15, 16]. В случае Z Per мы также попытались представить остаточные изменения периода суперпозицией двух циклических изменений. С помощью метода последовательных приближений, подробно описанного в работе [16], удалось выделить две волны. Однако остаточные значения О-С после вычитания этих двух колебаний показывали систематическое изменение, поэтому пришлось добавить третью волну. В результате изменения орбитального периода Z Рег были представлены суперпозицией его векового изменения и трех циклических изменений. Для удобства эти циклы были пронумерованы: 1 – цикл с наименьшим периодом; 2 – цикл со средним периодом и 3 – цикл с наибольшим периодом. Если интерпретировать разности (О-С) присутствием в системе третьего тела, то можно выразить их через параметры долгопериодической орбиты посредством так называемого светового уравнения:

$$(O - C) = \frac{a_3 \sin i_3}{c} (1 - e_3 \cos E) \sin(v + \omega_3), \quad (3)$$

где v и E – истинная и эксцентричная аномалии соответственно, a_3 – большая полуось, i_3 – наклонение, e_3 – эксцентриситет и ω_3 – долгота периастра орбиты затменной системы относительно центра тяжести тройной системы, c – скорость света. Циклические изменения орбитального периода Z Рег были представлены в виде световых уравнений, параметры которых определялись методом перебора в области их возможных значе-


Рис. 2. Отклонения $(O-C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов Z Per от вычисленных с линейными элементами из представления (2). Теоретическая парабола с параметрами из этого же представления показана на рисунке сплошной кривой. Обозначения как на рис. 1.



Рис. 3. Зависимость от времени остатков $(O-C)_3$, полученных вычитанием из наблюдаемых моментов минимумов Z Рег теоретической параболы с параметрами из представления (2). Обозначения как на рис. 1.

ний. Одновременно (тоже перебором) уточнялись квадратичные элементы. Затем при фиксированных квадратичных элементах параметры световых уравнений уточнялись методом дифференциальных поправок [17]. Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Отметим, что хотя циклические изменения периода были аппроксимированы световыми уравнения-

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020



Рис. 4. Изменения со временем разностей, полученных вычитанием из (*O*-*C*)₃ суммы теоретических кривых 2 и 3. Сплошной линией изображена кривая 1. Подробности см. в тексте. Обозначения как на рис. 1.

ми, это еще не значит, что они действительно ими являются.

В табл. 1 приведены полученные нами значения параметров трех световых уравнений и квадратичных элементов: орбитального периода двойной системы P_2 , начальной эпохи JD₂ и коэффициента при квадратичном члене Q. Поскольку P_2 , JD₂ и Q определялись перебором, в скобках приведена величина шага перебора. В этой таблице $A_3 = (a_3 \sin i_3)/c$. На рис. 4–6 приведены изменения со временем разностей, полученных вычитанием из отклонений $(O-C)_3$ на-

Таблица 1. Параметры гипотетических световых уравнений в изменениях орбитального периода Z Per: 1 – ближайшая к двойной системе орбита дополнительного тела, 2 – средняя орбита, 3 – самая дальняя орбита. Определения параметров приведены в тексте

Параметр	Орбита			
	1	2	3	
<i>P</i> ₃	$(8270 \pm 70) \text{ cyr} =$	(13850 ± 150) cyr =	(22800 ± 200) сут =	
	$= (22.6 \pm 0.2)$ лет	$= (37.9 \pm 0.4)$ лет	$= (62.4 \pm 0.5)$ лет	
JD ₃	41650 ± 130	42800 ± 160	38600 ± 200	
<i>e</i> ₃	0.64 ± 0.16	0.0	0.90 ± 0.08	
ω ₃	$353^{\circ} \pm 4^{\circ}$	0.0	$342^{\circ} \pm 7^{\circ}$	
A_3	(0.012 ± 0.002) сут	(0.015 ± 0.001) сут	(0.034 ± 0.011) сут	
$a_3 \sin i_3$	$(3.1 \pm 0.5) \times 10^8 \text{ km} =$	$(3.9 \pm 0.2) \times 10^8$ KM =	$(9 \pm 3) \times 10^8 \text{ KM} =$	
	$= (2.1 \pm 0.3)$ a.e.	$= (2.6 \pm 0.2)$ a.e.	$= (6 \pm 2)$ a.e.	
$f(M_3)$	$0.0176 M_{\odot}$	$0.0122 M_{\odot}$	$0.0525 M_{\odot}$	
$M_3 \sin i_3$	$0.65 M_{\odot}$	$0.56 M_{\odot}$	$0.98 M_{\odot}$	
$L_3/(L_1 + L_2 + L_3)$	0.002	0.001	0.016	
P_2	3.0562692(1) сут			
JD ₂	2445 659.191(5)			
Q	$-6.74(1) \times 10^{-9} \mathrm{cyt}$			



Рис. 5. Изменения со временем разностей, полученных вычитанием из (*O*–*C*)₃ суммы теоретических кривых 1 и 3. Сплошной линией изображена кривая 2. Подробности см. в тексте. Обозначения как на рис. 1.



Рис. 6. Изменения со временем разностей, полученных вычитанием из (*O*–*C*)₃ суммы теоретических кривых 1 и 2. Сплошной линией изображена кривая 3. Подробности см. в тексте. Обозначения как на рис. 1.

блюдаемых моментов от вычисленных с квадратичными элементами из табл. 1, суммы теоретических кривых 2 и 3 (рис. 4); суммы теоретических кривых 1 и 3 (рис. 5); суммы теоретических кривых 1 и 2 (рис. 6). Сплошные линии на этих рисунках — теоретические кривые для световых уравнений с параметрами, приведенными в табл. 1, для циклов 1, 2 и 3 соответственно.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 97 № 7 2020



Рис. 7. Изменения со временем отклонений (*O*-*C*)₃ наблюдаемых моментов минимумов Z Per от вычисленных с квадратичными элементами из табл. 1. Сплошная линия на этом рисунке – сумма 3 теоретических кривых с параметрами из табл. 1. Обозначения как на рис. 1.

На рис. 7 приведены изменения со временем отклонений $(O-C)_3$ наблюдаемых моментов минимумов Z Per от вычисленных с квадратичными элементами из табл. 1. Сплошная линия на этом рисунке — сумма 3 теоретических кривых с параметрами из табл. 1. Из рисунка видно, что эта кривая неплохо описывает изменения орбитального периода Z Per.

На рис. 8 приведены остатки после вычитания из $(O-C)_3$ всех трех теоретических кривых для световых уравнений. На первый взгляд, на этом рисунке не видно систематических изменений. Однако фотоэлектрические точки намекают на возможность существования еще одной волны с маленькими периодом и амплитудой. Возможно, на наблюдаемый большой разброс визуальных точек влияют и эти дополнительные колебания, а не только неточность наблюдений. К сожалению, фотоэлектрических наблюдений пока очень мало, однако благодаря малому периоду предполагаемых колебаний дальнейшие наблюдения могут очень быстро подтвердить (или опровергнуть) их достоверность.

3. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА Z Per

Обратная парабола в зависимости от времени отклонений $(O-C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов Z Per от вычисленных с линейными эле-

ментами означает, что происходит вековое уменьшение периода. Его скорость вычисляется по формуле: dP/dt = 2Q/P, где Q – коэффициент при квадратичном члене в представлении моментов минимумов [18]. Для Z Рег мы получили $Q = -6.74 \times 10^{-9}$ и $dP/dt = -1.61 \times 10^{-6}$ сут/год, что близко к значениям, полученным в работе [11]. Вековое уменьшение периода может быть вызвано потерей углового момента системы, наиболее эффективный механизм потери углового момента – магнитное торможение [19, 20].

Полученные параметры долгопериодических орбит позволяют нам вычислить функцию масс для каждого светового уравнения в предположении, что в системе имеется только одно дополнительное тело:

$$f(M_3) = \frac{a_3^3 \sin^3 i_3}{P_3^2} = \frac{M_3^3 \sin^3 i_3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2}.$$
 (4)

Здесь массы выражены в массах Солнца, большие полуоси орбит — в астрономических единицах и периоды — в годах, M_1 и M_2 — массы компонентов затменно-двойной системы, M_3 — масса дополнительного компонента. Значения функции масс для каждой дополнительной орбиты также приведены в табл. 1.

Используя массы компонентов затменнодвойной системы из каталога Сурковой и Свечникова: $M_1 = 2.37 M_{\odot}$, $M_2 = 0.90 M_{\odot}$, можно вычислить минимальную массу соответствующего тре-



Рис. 8. Остатки после вычитания из $(O-C)_3$ всех трех теоретических кривых для световых уравнений с параметрами из табл. 1. Обозначения как на рис. 1.

тьего тела для каждого светового уравнения. Значения этих масс также приведены в табл. 1. Считая эти дополнительные компоненты звездами Главной последовательности, можно найти их светимости из соотношения масса-светимость в соответствующем диапазоне масс [21]. Светимости компонентов затменно-двойной системы определим, исходя из оценок массы и относительной светимости главного компонента, приведенных в [8]. Главный компонент затменнодвойной системы является звездой главной последовательности, и его светимость можно найти из соотношения масса-светимость в соответствующем диапазоне масс [21]: $L_1 = 41.7 L_{\odot}$. Согласно [8], его относительная светимость равна 0.768, тогда абсолютная светимость вторичного компонента получается равной $L_2 = 12.6L_{\odot}$. Теперь можно найти относительную светимость каждого предполагаемого третьего тела: $L_3/(L_1 + L_2 + L_3)$. Эти величины также приведены в табл. 1.

Для иерархической четырехкратной системы функция масс связана с массами компонентов следующим соотношением:

$$f(M_4) = \frac{a_4^3 \sin^3 i_4}{P_4^2} = \frac{M_4^3 \sin^3 i_4}{\left(M_1 + M_2 + M_3 + M_4\right)^2}.$$
 (5)

В табл. 2 приведены функции масс и минимальные массы дополнительных тел на внешних орбитах для возможных конфигураций кратной системы. Одновременное присутствие дополнительных тел на орбитах 1 и 2 вряд ли возможно, так как они находятся практически на одинаковом расстоянии от двойной системы.

В качестве альтернативы гипотезе о третьем теле может служить предположение, что модуляции периода, наблюдаемые в системах типа Алголя и затменных двойных некоторых других типов, являются проявлением магнитной активности звезд. Эпплгейт [22] предложил модель, в которой гравитационное квадрупольное взаимодействие обеспечивает механизм, посредством которого орбита реагирует на изменения внутренней структуры активной звезды. Для работы такого механизма необходимо, чтобы у звезды была конвективная оболочка.

Таблица 2. Функции масс, минимальные массы и соответствующие относительные светимости тел на внешних орбитах для возможных четырехкратных систем. Обозначения орбит такие же, как в табл. 1

Параметр	Возможные сочетания орбит		
Параметр	1 + 3	2 + 3	
$f(M_4) (M_{\odot})$	0.0525	0.0525	
$M_4 \sin i_4 \left(M_\odot \right)$	1.10	1.08	
$L_4/(L_1 + L_2 + L_3 + L_4)$	0.027	0.025	

Величина	Значение				
P _{mod}	8270 сут	13850 сут	22800 сут		
$\Delta(O-C)$	0.012 сут	0.015 сут	0.034 сут		
ΔP	2.41 c	1.80 c	2.47 c		
ΔJ	$1.22 \times 10^{48} (\Gamma \text{см}^2)/\text{c}$	$9.15 \times 10^{47} (\Gamma \text{см}^2)/\text{c}$	$1.26 \times 10^{48} (\Gamma \text{см}^2)/\text{c}$		
ΔE	3.58 × 10 ⁴¹ эрг	$2.00 imes 10^{41}$ эрг	3.78 × 10 ⁴¹ эрг		
В	$4.16 \times 10^3 \Gamma c$	$2.78 \times 10^3 \Gamma c$	$2.54 \times 10^3 \Gamma c$		
ΔL	$1.57 \times 10^{33} \text{ spr/c} = 0.41 L_{\odot} =$ = $0.032L_2$	$5.34 \times 10^{32} \text{ spr/c} = 0.14 L_{\odot} =$ = 0.011 L ₂	$6.03 \times 10^{32} \operatorname{spr/c} = 0.16 L_{\odot} =$ = 0.013 L ₂		

Таблица 3. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента затменно-двойной системы Z Per. Определения величин приведены в тексте

Согласно [8], вторичный компонент в затменно-двойной системе Z Per имеет спектральный класс G2 IV, следовательно он попадает в число звезд, имеющих конвективную оболочку. На основании приведенных выше величин можно оценить возможные характеристики магнитной активности вторичной компоненты, которые могут вызывать такие изменения периода. Согласно Эпплгейту, амплитуда модуляций орбитального периода ΔP и амплитуда осцилляций $\Delta(O-C)$ на диаграмме O-C связаны соотношением: $\Delta P/P_0 =$ $= 2\pi \Delta(O-C)/P_{mod}$ [22]. Для приведенных выше оценок масс компонентов из третьего закона Кеплера находим величину большой полуоси относительной орбиты двойной системы: а = = 13.15 R_{\odot} . Из каталога [8] берем величину радиуса вторичного компонента $R_2 = 3.81 R_{\odot}$. Далее, используя последовательность формул, приведенную в [22], для каждого значения модулирующего периода находим оценки величины переносимого (от ядра звезды к ее оболочке и обратно) углового момента ΔJ , количества энергии, необходимого для переноса углового момента во внешнюю часть звезды, ΔE , напряженности магнитного поля В активного компонента и изменений его светимости ΔL . Эти величины приведены в табл. 3.

Оценка напряженности магнитного поля согласуется с данными о магнитных полях звезд с конвективными оболочками, которые должны быть порядка 10³ Гс. Изменения светимости вторичного компонента получаются небольшими. Кроме того, Ланца и др. [23, 24] показали, что за счет использования большей скорости вращения звезды или более эффективного механизма превращения вращательной кинетической энергии в магнитную и обратно, затраты энергии и соответствующие изменения светимости могут быть заметно меньше, чем дают соотношения Эпплгейта, так что полученные по ним оценки следует считать верхним пределом.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из рассмотрения табл. 1-3 можно сделать следующие выводы. Если допустить, что только одно из циклических изменений орбитального периода является следствием светового уравнения, то для этого подходит любое из трех: относительная светимость третьего тела мала, и заметить третий свет трудно. Что касается сочетания орбит, то одновременное наличие орбит 1 и 2 вряд ли возможно, так как они находятся практически на одинаковом расстоянии от двойной системы. Таким образом, Z Per может быть четырехкратной системой с орбитами дополнительных тел 1 + 3 или 2 + 3, а третий цикл в каждом случае может быть обусловлен магнитными колебаниями. Из табл. 3 следует, что, в принципе, любой цикл можно объяснить магнитными колебаниями, однако наиболее энергозатратным является цикл с наименьшим периодом (№ 1). В результате наиболее вероятным кажется предположение, что Z Per является четырехкратной системой с периодами дополнительных тел, равными 22.6 и 62.4 года, а циклические колебания с периодом 37.9 года являются следствием магнитной активности вторичного компонента. Не исключено также, что только один цикл (вероятнее всего, с наименьшим периодом) объясняется световым уравнением, а два других – магнитными колебаниями. Вековое уменьшение орбитального периода затменно-двойной системы может быть вызвано потерей углового момента вследствие магнитного торможения.

Поскольку для абсолютных размеров компонентов затменно-двойной системы Z Per имеются лишь приближенные оценки, а основная масса моментов минимумов получена из визуальных наблюдений, полученные в настоящей работе числовые оценки следует считать предварительными. Необходимы новые высокоточные фотометрические наблюдения этой системы для получения кривой блеска и моментов минимумов, а также кривая лучевых скоростей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта Программы развития МГУ "Ведущая научная школа "Физика звезд, релятивистских объектов и галактик".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. S. Williams, Astron. Nachr. 160, 63 (1903).
- 2. H. Shapley, Astrophys. J. 38, 158 (1913).
- 3. *H. Shapley*, Contr. from the Princeton Univer. Obs., Contr. № 3, 1 (1915).
- 4. K. Graff, Astron. Nachr. 221, 89 (1924).
- 5. *J. Fetlaar*, Bull. of the Astronomical Institutes of the Netherlands **3**, 195 (1926).
- 6. A. A. Wachman, "Spektral-Durchmusterung von Milchstrassenfeldern". Teil 1, Vol. 1 (1939).
- С. М. Азимов, Сообщения Шемахинской специальной астрофизической обсерватории, вып. 4, 30 (1969).
- 8. *L. P. Surkova, M. A. Svechnikov*, Vizier On-line Data Catalog: Semi-detached eclipsing binaries (2004).
- 9. *E. J. Woodward*, Bull. of Harvard College Observatory, № 917, 7 (1943).

- 10. A. Szczepanowska, Acta Astron. B, 2, 134 (1955).
- 11. S. Qian, Astron. J. 122, 1561 (2001).
- 12. B. R. N. O. Project Eclipsing Binaries database, http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php.
- 13. S. Qian, Astron. J. 119, 901 (2000).
- 14. S. Qian, Astron. J. 122, 2686 (2001).
- 15. А. И. Халиуллина, Астрон. журн. 95, 550 (2018).
- 16. А. И. Халиуллина, Астрон. журн. 96, 196 (2019).
- 17. А. И. Халиуллина и Х. Ф. Халиуллин, Астрон. журн. **61**, 393 (1984).
- 18. *Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. **51**, 395 (1974).
- 19. N. Ivanova and R. E. Taam, Astrophys. J. 599, 516 (2003).
- 20. N. Nanouris, A. Kalimeris, E. Antonopolou, and H. Rjvithis-Livaniou, Astron. Astrophys. 535, 126 (2011).
- Z. Eker, F. Soudugan, E. Soydugan, S. Bilir, E. Yaz Gökçe, I. Steer, M. Tüysüz, T. Şenyüz, and O. Demircan, Astron. J. 149, 131 (2015).
- 22. J. H. Applegate, Astrophys. J. 385, 621 (1992).
- 23. F. Lanza, M. Rodono, and R. Rosner, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 296, 893 (1998).
- 24. E. Lanza and M. Rodono, Astron. Astrophys. 349, 887 (1999).

УДК 523.4

УБЕГАНИЕ АТОМОВ КИСЛОРОДА ИЗ АТМОСФЕРЫ ПРИ ПРОТОННЫХ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ НА МАРСЕ

© 2020 г. В. И. Шематович^{1, *}, Е. С. Калиничева¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия *e-mail: shematov@inasan.ru Поступила в редакцию 13.01.2020 г. После доработки 03.03.2020 г. Принята к публикации 30.03.2020 г.

Представлены результаты модельных расчетов скорости потери атомов кислорода из атмосферы Марса, вызванные высыпанием протонов и атомов водорода (Н/Н⁺) с высокими энергиями из плазмы солнечного ветра. Проникновение протонов и атомов водорода с высокими энергиями из плазмы солнечного ветра в верхнюю атмосферу Марса на высотах 100-250 км сопровождается переносом импульса и энергии в столкновениях с основным компонентом — атомарным кислородом. Данный процесс рассматривается как разбрызгивание атмосферного газа при протонных полярных сияниях и сопровождается образованием убегающих из атмосферы потоков налтепловых атомов водорода и кислорода. В расчетах скорости образования надтепловых атомов кислорода использована модификация кинетической модели Монте-Карло, разработанной ранее для анализа данных измерений приборов MEX/ASPERA-3 на борту космического аппарата (KA) Mars Express и MAVEN/SWIA на борту KA MAVEN. В работе исследованы процессы кинетики и переноса горячих атомов кислорода в переходной области (от термосферы к экзосфере) верхней атмосферы Марса. Рассчитаны функции распределения надтепловых атомов кислорода по кинетической энергии. Показано, что при протонных полярных сияниях на Марсе экзосфера населяется значительным количеством надтепловых атомов кислорода с кинетическими энергиями вплоть до энергии убегания 2 эВ. т.е. образуются как дополнительная к фотохимическим источникам горячая фракция кислородной короны, так и нетепловой поток убегания атомарного кислорода из атмосферы Марса за счет высыпания протонов и атомов водорода. Протонные полярные сияния являются спорадическими авроральными событиями. Соответственно в условиях экстремальных солнечных событий – солнечных вспышек и корональных выбросов массы — величина потока убегания горячих атомов кислорода, индуцированного процессами высыпания, может становиться преобладающей над фотохимическими источниками, как следует из оценок, полученных на основе недавних наблюдений KA MAVEN.

DOI: 10.31857/S0004629920080083

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что разбрызгивание атмосферного газа при протонных полярных сияниях сопровождается образованием убегающих из атмосферы потоков надтепловых атомов водорода и кислорода [1]. Для оценки скорости образования надтепловых атомов кислорода может быть использована кинетическая Монте-Карло модель [2], описывающая процессы высыпания в планетную атмосферу частиц с высокими энергиями из плазмы солнечного ветра и/или магнитосферы планеты. Такое исследование представляется интересным и важным, так как в условиях экстремальных солнечных событий – солнечных вспышек и корональных выбросов массы, - величина индуцированного процессами высыпания потока убегания горячих атомов кислорода может становиться преобладающей над фотохимическими

608

источниками, как следует из оценок, полученных на основе недавних наблюдений KA MAVEN [3].

Наблюдения с помощью прибора "Спектроскопия для исследования характеристик атмосферы Марса" (SPICAM) на борту космического аппарата Mars Express - MEX [4, 5] и ультрафиолетового спектрографа для визуализации (IUVS) на борту космического аппарата "Марсианская атмосфера и эволюция летучих компонентов" (MAVEN) на Марсе [6, 7] зафиксировали широкий круг авроральных явлений, включающий дискретные и диффузные электронные и протонное полярные сияния на Марсе. Дискретные и диффузные сияния образуются за счет высыпания электронов с высокими энергиями [4, 6]. В наблюдениях с помощью прибора MEX/SPICAM [5] и спектрографа MAVEN/IUVS [7] был открыт третий тип, так называемые протонные сияния,

вызываемые высыпанием протонов и атомов водорода из солнечного ветра [7]. В отличие от электронных полярных сияний, протонные сияния наблюдаются исключительно на дневной стороне Марса и характеризуются повышенной яркостью излучения водорода в линии Lyα (121.6 нм) в диапазоне высот 120-150 км при наблюдениях на лимбе [7]. Эти протонные авроральные события связаны с возмущениями солнечного ветра и популяцией протонов в солнечном ветре перед планетой, ранее идентифицированных анализатором ионов солнечного ветра (SWIA) на борту КА MAVEN [8]. Следует отметить, что диффузное электронное и протонное сияния, открытые на Марсе, сильно отличаются от сопоставимых типов на Земле и других планетах [6, 7].

Экзосфера (или корона) Марса в основном населена атомарным и молекулярным водородом и простирается на несколько марсианских радиусов [9]. Протоны солнечного ветра, как правило, отклоняются от проникающих в атмосферу Марса баллистических траекторий препятствием индуцированной магнитосферой Марса. В то же время атомы водорода, образующиеся в столкновениях перезарядки с распределением по энергии, аналогичным исходному спектру кинетических энергий протонов солнечного ветра, не подвергаются воздействию электромагнитных полей и, следовательно, могут проникать глубоко в атмосферу, где они сталкиваются с атмосферными газами, вызывая целый ряд авроральных явлений. В частности, происходит возбуждение свечения атомов водорода в линии Lvα [5, 7] и образование фракции надтепловых атомов кислорода [1] за счет поглощения энергии высыпающихся частиц – протонов и атомов водорода.

Солнечное воздействие на верхние слои атмосферы Марса осуществляется как за счет поглощения мягкого рентгеновского и жесткого ультрафиолетового солнечного излучения, так и за счет действия плазмы солнечного ветра, и приводит к образованию протяженной нейтральной короны, заселенной надтепловыми (горячими) атомами H, C, N и O (см., например, [10, 11]). Теоретические исследования показывают, что основным источником надтепловых частиц являются фотохимические источники, а именно, экзотермические реакции атмосферной фотохимии и, в особенности, диссоциативная рекомбинация ионов молекулярного кислорода с ионосферными электронами [1, 10, 11]. Одним из первых и важных результатов КА MAVEN было подтверждение в наблюдениях при помощи спектрографа IUVS (Imaging UV Spectrograph) присутствия протяженной короны из атомов водорода, углерода и кислорода [6, 12]. Населенность и размер горячей короны изменяются, в частности, за счет притока плазмы солнечного ветра и локальных потоков захваченных из ионосферы ионов в планетную экзосферу. В наблюдениях приборов SWIA (Solar Wind Ion Analyzer) и SEP (Solar Energetic Particles) в атмосфере Марса была открыта популяция протонов с энергиями, близкими к энергии солнечного ветра, но на высотах порядка ~150–250 км [8]. Соответственно возникла необ-ходимость оценить возможный вклад процессов высыпания частиц H/H^+ в образование фракции надтепловых атмосферы Марса.

Таким образом, для исследования распределения тепловой и надтепловой фракций атомарного кислорода в верхней атмосфере планеты земного типа необходима разработка теоретической модели образования кислородной короны с учетом всех потенциально возможных фотохимических и плазменных источников горячих атомов кислорода. В данной работе рассматривается образование фракции надтепловых атомов кислорода в столкновениях атмосферных атомов кислорода с протонами и атомами водорода, высыпающимися с высокими кинетическими энергиями из плазмы солнечного ветра. Для этого в кинетической модели Монте-Карло горячей кислородной короны [13] учтен источник свежих надтепловых атомов кислорода за счет процессов высыпания на основе общей методики стохастического моделирования источников, кинетики и динамики надтепловых частиц в планетных атмосферах [14]. Необходимо отметить, что исследованный в данной работе вклад процессов высыпания ранее был предложен как источник надтепловых и сверхтепловых атомов кислорода для полярной верхней атмосферы Земли [15]. Разработанная модель также была использована для интерпретации наблюдений надтепловых атомов водорода и кислорода, проводящихся в настоящее время при помощи детекторов энергетических нейтральных атомов ASPERA-3 на KA Mars Express [16].

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ ГОРЯЧИХ АТОМОВ КИСЛОРОДА В ПРОЦЕССАХ ВЫСЫПАНИЯ Н/Н⁺ ЧАСТИЦ С ВЫСОКИМИ ЭНЕРГИЯМИ

Взаимодействие высыпающихся энергичных протонов солнечного ветра с основными атмосферными компонентами включает перенос импульса и энергии в упругих и неупругих столкновениях, ионизацию атмосферных молекул и атомов, а также столкновения с переносом заряда и захватом электрона. Энергичные атомы водорода, образующиеся в процессах перезарядки протонов с высокими кинетическими энергиями, также в дальнейшем взаимодействуют с основными компонентами атмосферы, что сопровождается переносом импульса и кинетической энергии в упругих и неупругих столкновениях, и процессах ионизации и отрыва электрона (т.е. ионизацией

ударяющего атома водорода). Следовательно, взаимодействие высыпающихся потоков протонов с основными нейтральными компонентами атмосферного газа следует рассматривать как каскадный процесс, который сопровождается образованием нарастающего множества поступательно и внутренне возбужденных частиц окружающего атмосферного газа. Для анализа проникновения потока энергичных частиц Н+/Н солнечного ветра в верхнюю атмосферу Марса использована модификация кинетической Монте-Карло модели (для дальнейшего удобства обозначенной как КММК-1), разработанной ранее лля анализа данных измерений приборов MEX/ASPERA-3 на борту космического аппарата (KA) Mars Express и MAVEN/SWIA на борту KA MAVEN [2, 17]. В исследуемом случае протонных полярных сияний на Марсе процессы высыпания можно рассматривать как дополнительный источник надтепловых атомов кислорода [15, 16], образующихся в результате атмосферного разбрызгивания частицами Н⁺/Н основного компонента верхней атмосферы – атомарного кислорода. Соответственно одним из последствий проникновения высыпающегося потока частиц H⁺/H солнечного ветра с высокими энергиями в верхние слои атмосферы является производство надтепловых атомов кислорода О_h при передаче импульса в упругих и неупругих столкновениях с атмосферным кислородом О_{th}:

$$H^{+}(H) + O_{th} \rightarrow H^{+}(H) + O_{h}.$$
 (1)

Свежие надтепловые атомы кислорода теряют избыточную кинетическую энергию при столкновениях с другими частицами атмосферы и распространяются в переходной области между термосферой и экзосферой [15, 16]. Их кинетика и перенос описываются кинетическим уравнением Больцмана:

$$v \frac{\partial}{\partial r} f_{Oh} + s \frac{\partial}{\partial v} f_{Oh} =$$

$$= Q_{Oh}(v) + \sum_{M=O,N_2,O_2} J_{mt}(f_{Oh}, f_M),$$
(2)

где $f_{Oh}(r,v)$, и $f_M(r,v)$ являются функциями распределения по скоростям для горячих атомов кислорода и компонентов окружающего атмосферного газа соответственно. Левая часть кинетического уравнения описывает перенос надтепловых атомов кислорода в планетном гравитационном поле *s*. В правой части кинетического уравнения источник Q_{Oh} описывает скорость образования надтепловых атомов кислорода в упругих и неупругих столкновениях потока частиц H⁺/H с атомами атмосферного кислорода. Интегралы столкновений J_{ml} для упругого и неупругого рассеяния горячих атомов кислорода в столкновениях с окружающим атмосферным газом записываются в стандартной форме [15, 16]. Предполагается, что атмосферный газ характеризуется локальной функцией Максвелла распределения по скоростям.

Кинетический метод Монте-Карло (КММК) является эффективным инструментом для изучения сложных кинетических систем в стохастическом приближении [1, 18], где приведены детали алгоритмической реализации численной модели. Суть метода КММК состоит в генерировании множества траекторий для состояния исследуемой физической системы, которые отвечают столкновениям и переносу надтепловых атомов кислорода в переходной области верхней атмосферы Марса в данном случае. Поэтому в численной реализации модели (КМКМ-1) кинетики и переноса потока высыпающихся протонов и атомов водорода из плазмы солнечного ветра накапливается статистика о столкновениях (1), сопровождающихся образованием надтепловых атомов кислорода и на ее основе определяется функция источника Q_{Oh} : H⁺[H](E) + O_{th} \rightarrow H⁺[H](E < E) + + O_{sth}(E'' = E - E), где E и E - кинетические энергии частиц Н⁺/Н до и после столкновения. Данная функция задает скорость образования надтепловых атомов кислорода при высыпании энергичных частиц Н⁺/Н и используется в качестве входных данных для кинетической модели (2) термализации и переноса горячих атомов кислорода в переходной области (КМКМ-2). Выходные данные кинетической модели КМКМ-2 это функция распределения атомов кислорода по кинетической энергии и энергетический спектр направленного вверх потока горячих атомов кислорода на верхней границе исследуемой переходной области атмосферы Марса.

Вместо прямого решения сложного интегродифференциального кинетического уравнения Больцмана используется метод численного стохастического моделирования подобных кинетических систем [14]. Для этого горячие частицы в переходной области верхней атмосферы Марса представляются системой модельных частиц. Так как численная модель отвечает микроскопическому уровню описания состояния газа в планетной короне, за характерные масштабы времени и пространства принимаются локальные средние время и длина свободного пробега горячих частиц у нижней границы переходной области, где окружающий атмосферный газ более плотный. Нас интересовали, прежде всего, расчеты заселения переходной области верхней атмосферы Марса надтепловыми атомами кислорода, поэтому нижняя граница энергии надтепловых атомов в модели задавалась значением 0.08 эВ, что соответствует экзосферной температуре ~180-200 К при низком уровне солнечной активности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исследуемая область атмосферы ограничена нижней границей, расположенной на высоте 80 км, где частицы H/H⁺ эффективно термализуются. Верхняя граница установлена на высоте 500 км, где измерения высыпающихся протонов были выполнены прибором MAVEN/SWIA [8]. Профили температуры и плотности основных компонентов CO₂, CO и O атмосферы взяты из модели [19] для низкого уровня солнечной активности.

В представленных ниже расчетах при помощи кинетической модели Монте-Карло предполагалась произвольная структура индуцированного магнитного поля Марса. Характерные значения напряженности поля $B_0 = 10$, 15, 20 и 30 нТл использовались в проведенных расчетах в интервале высот 80–300 км верхней атмосферы Марса в соответствии с диапазоном значений, измеренных на Марсе с помощью КА Mars Global Surveyor [20], Mars Express [21] и MAVEN [22].

Так как периапсис орбиты КА MAVEN достигается на относительно низких высотах, то в настоящее время появилась возможность изучить явления, вызванные проникающими глубоко в атмосферу Марса атомами водорода Н (ЭНА) с высокими энергиями. В работе [2] представлены результаты расчетов высыпания как протонов, так и атомов водорода, полученные на основании in situ измерений высыпающихся потоков протонов в верхних слоях атмосферы Марса в качестве входных параметров модели (рис. 1). Чтобы оценить вклад дополнительного источника надтепловых атомов кислорода - столкновений (1) с переносом избыточной энергии от высыпающихся протонов и атомов водорода с высокими кинетическими энергиями к тепловым атомам кислорола – в формирование горячей протяженной короны Марса, были рассмотрены следующие варианты молели – высыпание протонов из магнитослоя (раздел 3.1) и высыпание атомов водорода из невозмущенного солнечного ветра (раздел 3.2).

3.1. Убегание атомов О при высыпании протонов из магнитослоя Марса

Для расчетов при помощи усовершенствованной кинетической модели высыпания протонов в качестве граничного условия на высоте 500 км принимался энергетический спектр протонов, высыпающихся из магнитослоя Марса и измеренный инструментом MAVEN/SWIA 27 февраля 2015 г. на орбите КА вблизи терминатора планеты в области с очень слабыми остаточными магнитными полями коры планеты [8] (показан линией синего цвета на рис. 1). Данный спектр типичен для протонов, проникающих в атмосферу из магнитослоя Марса. В расчетах доминантным ком-



Рис. 1. Исходные данные для кинетической Монте-Карло модели процессов высыпания (КМКМ-1): интегрированные по углу энергетические спектры дифференциальных потоков протонов из солнечного ветра (оранжевая линия) и из магнитослоя (синяя линия), взятые из работы [8]. Вертикальная пунктирная линия соответствует пику невозмущенных протонов солнечного ветра при 600 эВ.

понентом считалась горизонтальная составляющая индуцированного магнитного поля Марса.

В численных реализациях стохастической модели КМКМ-2 горячей протяженной короны Марса накапливалась статистика распределений надтепловых атомов по кинетическим энергиям во всех расчетных ячейках. Это позволяет оценить локальные функции распределения по кинетической энергии (ФРЭ) и восходящие и нисходящие потоки горячих атомов кислорода в переходной области верхней атмосферы Марса. Как отмечалось выше, горячими обычно называют частицы с кинетическими энергиями, в 5-10 раз превышающими среднюю тепловую энергию, т.е. надтепловые частицы с энергиями от 0.08 эВ. Собственно на рис. 2-4 горизонтальная ось кинетической энергии и начинается со значения 0.1 эВ. Кроме того, на рисунках энергия убегания для атомарного кислорода из атмосферы Марса ~2 эВ отмечена вертикальной линией. На верхней панели рис. 2 видно, что область надтепловых энергий до 2 эВ существенно населена, причем распределение образующихся за счет процессов высыпания частиц Н/Н+ из солнечного ветра надтепловых атомов кислорода является существенно неравновесным по кинетической энер-



Рис. 2. Верхняя панель: результаты расчета модели КМКМ-2 со спектром высыпающихся протонов из магнитослоя Марса. Расчет источника в модели КМКМ-1 проведен без учета (кривые черного цвета) и с учетом горизонтальной составляющей наведенного магнитного поля с величиной напряженности B = 15 нТ (кривые красного цвета). Показаны функции распределения (ФРЭ) по кинетической энергии F(E) движущихся вверх тепловых (линия синего цвета) и надтепловых атомов кислорода на высоте 500 км экзосферы Марса. Для сравнения каждая из ФРЭ нормирована на единицу. Вертикальной пунктирной линией показана энергия убегания (~2 эВ) атомов кислорода из атмосферы Марса. 500 км, ответственные как за население горячей короны (слева от пунктирной линии), так и за формирование потока убегания из атмосферы Марса за счет процессов высыпания протонов с высокими энергиями из плазмы солнечного ветра.

гии. Эти надтепловые атомы кислорода и формируют дополнительную к фотохимической фракции [11, 12] составляющую горячей короны Марса, образующуюся за счет атмосферного разбрызгивания при протонных полярных сияниях. Помимо горячих частиц, образовавшихся в результате высыпания протонов, в горячую фракцию также включены атомы кислорода из тепловой атмосферной фракции с надтепловыми энергиями (т.е. атомы кислорода из хвоста распределения Максвелла). Эти частицы также участвуют в образовании горячей кислородной короны Марса. Расчеты показывают, что на высотах выше экзобазы горячую корону преимущественно заселяют надтепловые атомы, образовавшиеся в реакции (1) благодаря переносу из нижележащих слоев термосферы. Это приводит к тому, что атомов с энергиями, превышающими энергию убегания, становится больше, чем на высотах ниже экзобазы, где горячие частицы эффективно термализуются в столкновениях с частицами нейтрального атмосферного газа – атомарным кислородом и молекулами углекислого газа. Более того, процессы высыпания приводят к образованию атомов кислорода со сверхтепловыми (E > 10 эВ) энергиями, т.е. являются источником энергетических атомов (ЭНА О) кислорода в окружающем Марс пространстве. На нижней панели рис. 2 представлены энергетические спектры движущихся вверх горячих атомов кислорода на высоте 500 км в условиях модели с высыпанием протонов. Видно, что поток потери атомов кислорода существенно зависит от величины наведенного магнитного поля.

3.2. Убегание атомов О при высыпании атомов водорода из невозмущенного солнечного ветра

На рис. 3 представлены результаты расчетов энергетических спектров движущихся вверх горячих атомов кислорода на высоте 500 км для модели процессов высыпания атомов водорода с высокими энергиями. При моделировании использован поток протонов от невозмущенного солнечного ветра, измеренный на орбите 27 февраля 2015 г. (см. рис. 1, оранжевая сплошная кривая). Согласно оценкам из работы [23], спектр высыпающихся атомов водорода в модели



Рис. 3. Аналогично рис. 2, представлены результаты расчета модели КМКМ-2 со спектром высыпающихся атомов водорода из невозмущенного солнечного ветра.

КМКМ-1 был взят равным 1% от интегрированного по углам спектра ионов от солнечного ветра.

На верхней панели рис. 3 показана общая структура функций распределения по энергии атомов кислорода, заселяющих корону Марса. Из расчетов при помощи модели КМКМ-2 видно, что ФРЭ атомов кислорода носят существенно неравновесный характер по сравнению с тепловой фракцией кислородной короны, так как присутствует значительная фракция атомов кислорода в области надтепловых энергий (>0.4 эВ). На нижней панели представлены энергетические спектры направленного вверх потока атомов кислорода, убегающих из атмосферы Марса. В этих моделях источником над- и сверхтепловых атомов кислорода в верхней атмосфере Марса являются столкновения тепловых атомов кислорода с высыпающимися атомами водорода с высокими кинетическими энергиями, а именно Q_{Oh} : H(E) + + $O_{th} \rightarrow H(E' < E) + O_{sth}(E'' = E - E')$. Из представленного на нижней панели рис. 3 сравнения восходящих (направленных вверх) потоков надтепловых атомов кислорода, образующихся вследствие высыпания атомов водорода из невозмущенного солнечного ветра, видно, что влияние наведенного магнитного поля в этом случае несушественно.

Для сравнения рассмотренных в статье двух случаев высыпания частиц с высокими энергиями – протонов из магнитослоя Марса (кривые черного цвета) и атомов водорода из невозмущенного солнечного ветра (кривые красного цвета) на рис. 4 приведены ФРЭ (верхняя панель) и энергетические спектры восходящего потока (нижняя панель) атомов кислорода. Расчеты источников в модели КМКМ-1 проведены в обоих случаях без учета горизонтальной составляющей наведенного магнитного поля. Видно, что энергетические спектры убегающих из атмосферы Марса атомов кислорода различаются, что соответствует условиям высыпания частиц с высокими энергиями, представленным на рис. 1.

Расчетные функции распределения позволили получить оценки скорости нетеплового убегания нейтрального кислорода из марсианской верхней атмосферы за счет процессов высыпания. А именно, из наших предыдущих исследований [11, 24] известно, что нетепловой поток убегания атомов О за счет экзотермической фотохимии меняется в интервале $(0.5-1.0) \times 10^7$ см⁻² с⁻¹ в зависимости от уровня солнечной активности. Из приведенных выше результатов расчетов (см. нижние панели рис. 2-4) следует, что потоки убегания атомов кислорода за счет высыпания протонов (модели без и с учетом индуцированного магнитного поля B = 0 нТ и 15 нТ) и атомов водорода (модели B = 0 нТ и 15 нТ) равны 2.3×10^7 см⁻² с⁻¹, $3.1 \times$ $\times 10^{6}$ см⁻² с⁻¹ и 5.3 $\times 10^{7}$ см⁻² с⁻¹, 5.3 $\times 10^{7}$ см⁻² с⁻¹ соответственно. Видно, что поток убегания атомов О за счет высыпания протонов и атомов водо-



Рис. 4. Аналогично рис. 2 представлены результаты расчетов модели КМКМ-2 со спектрами атомов водорода из невозмущенного солнечного ветра (линии красного цвета) и протонов из магнитослоя Марса (линии черного цвета), высыпающихся на верхней границе 500 км модельной атмосферы. Расчеты источника в модели КМКМ-1 проведены без учета горизонтальной составляющей наведенного магнитного поля.

рода из солнечного ветра меняется в интервале $(0.31-5.3) \times 10^7$ см⁻²с⁻¹. Соответственно глобальная скорость потери атомов кислорода из атмосферы Марса за счет атмосферного разбрызгивания при протонных полярных сияниях на Марсе в соответствии с формулами из работы [11] изменяется в пределах $(0.3-5.2) \times 10^{25}$ О с⁻¹ в зависимости от характерных параметров высыпающихся частиц и величины наведенного магнитного поля.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Известно (см., например, [1, 10, 25]), что атомарный кислород теряется из атмосферы Марса преимущественно за счет нетепловых процессов, основными из которых являются фотохимические реакции, протекающие в результате поглощения солнечных УФ фотонов в марсианской термосфере и сопровождающиеся образованием горячих (надтепловых) нейтральных атомов. Надтепловые атомы кислорода населяют экзосферу и могут убегать из экзосферы в открытое космическое пространство, если они обладают достаточной кинетической энергией (см., например, [1]). Преобладающим фотохимическим источником надтепловых атомов О является диссоциативная рекомбинация ионов O_2^+ с ионосферными электронами. Когда рекомбинация происходит в переходной от термосферы к экзосфере области, то движущийся вверх надтепловой атом, вероятно, не будет рассеиваться назад или замедляться ниже энергии убегания из-за последующих столкновений и с высокой вероятностью покинет атмосферу (см., например, [10-13, 19, 25, 26]). Приборы, размещенные на борту КА MAVEN, не позволяют измерить потоки убегающих нейтральных атомов О напрямую. Однако проводятся измерения состава и содержания ионов в верхних слоях атмосферы, а также температуры и плотности электронов, позволяющие рассчитывать скорости диссоциативной рекомбинации. Также выполняются измерения нейтрального состава и плотности, что позволяет оценить вероятность убегания. Профили высоты этих двух величин (скорость диссоциативной рекомбинации и вероятность убегания) позволяют рассчитать скорость потери атомов О за счет фотохимических реакций [26]. Отметим, что детектор ASPERA-3 на борту КА Марс-Экспресс позволяет измерять спектры и потоки энергетических нейтральных атомов (ЭНА) водорода и кислорода, покидающие атмосферу Марса (см., например, [27]), но в силу инструментальных особенностей измерения потоков ЭНА начинаются с кинетических энергий ~100 эВ. Соответственно наиболее интересный диапазон энергии

≥2 эВ, с которой, собственно, и начинается убегание надтепловых атомов кислорода, в наблюдениях не регистрируется. В частности, измерения ЭНА водорода, полученные в наблюдениях детектора MEX/ASPERA-3, были сравнены с результатами моделирования (см., например, [28]) при кинетических энергиях ≥100 эВ.

Другой подход к расчетам потока убегания нейтральных атомов О по сравнению с описанным выше подходом, когда используются в основном локальные данные измерений, основан на дистанционном зондировании кислородной короны. Наблюдения спектрографа MAVEN/IUVS, полученные при сканировании на лимбе в линиях из мультиплетов 130.4 и 135.6 нм атомарного кислорода, позволяют построить высотные профили горячей фракции атомов О [12], которые затем можно сопоставить с экзосферными моделями, чтобы оценить фракцию убегающих атомов кислорода [26]. Эти два подхода в целом соответствуют друг другу. Они приводят к оценкам скорости потери нейтрального кислорода со значениями примерно $3.5-7.0 \times 10^{25}$ O c⁻¹ [3, 26, 27], в зависимости от неопределенностей в расчетах из-за конкретных предположений в модели. Обычно принимается репрезентативное значение скорости потери нейтрального кислорода за счет фотохимических источников, равное 5 × $\times 10^{25}$ O с⁻¹, что эквивалентно потере массы атомарного кислорода с темпом 1.3 кг с⁻¹ [3]. Соответственно полученные в наших расчетах значения $(0.3-5.2) \times 10^{25}$ O с⁻¹ темпа потери атомов кислорода из атмосферы Марса за счет атмосферного разбрызгивания при протонных полярных сияниях на Марсе сравнимы с величиной потери атомов О за счет фотохимии. Данный источник нетепловых потерь атомов кислорода за счет атмосферного разбрызгивания частицами H/H⁺ с высокими энергиями из солнечного ветра является спорадическим в отличие от регулярного источника за счет экзотермической фотохимии. Отметим, что индуцированный процессами высыпания поток убегания атомов кислорода может становиться доминантным в условиях экстремальных солнечных событий – солнечных вспышек и корональных выбросов массы, - когда потоки энергии высыпающихся протонов и атомов водорода могут на несколько порядков превышать значения, характерные для условий низкой солнечной активности [1, 3, 27].

В данной статье исследованы процессы кинетики и переноса горячих атомов кислорода в переходной области (от термосферы к экзосфере) верхней атмосферы Марса. Рассчитаны функции распределения надтепловых атомов кислорода по кинетической энергии. Показано, что при протонных полярных сияниях на Марсе экзосфера населяется значительным количеством надтепловых атомов кислорода с кинетическими энергиями вплоть до энергии убегания 2 эВ, т.е. формируется дополнительная к фотохимическим источникам горячая фракция кислородной короны, и образуется дополнительный нетепловой поток убегания атомарного кислорода из атмосферы Марса. Хотя протонные полярные сияния являются спорадическими событиями, индуцированный процессами высыпания поток убегания горячих атомов кислорода может становиться доминантным в условиях экстремальных солнечных событий - солнечных вспышек и корональных выбросов массы, - как показали недавние наблюдения КА MAVEN [3]. Изученный механизм потери атомов кислорода за счет атмосферного разбрызгивания при протонных полярных сияниях на Марсе необходимо принимать во внимание, в особенности, в исследованиях эволюции климата планеты на геологических масштабах времени.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-02-00721а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *V. I. Shematovich and M. Ya. Marov*, Physics Uspekhi **61**, 217 (2018).
- 2. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J.-C. Gérard, and B. Hubert, Astronomy Reports 63, 835 (2019).
- 3. B. M. Jakosky, D. Brain, M. Chaffin, et al., Icarus 315, 146 (2018).
- J.-L. Bertaux, F. Leblanc, O. Witasse, E. Quemerais, J. Lilensten, S. A. Stern, B. Sandel, and O. Korablev, Nature 435, 790 (2005).
- 5. B. Ritter, J.-C. Gérard, B. Hubert, and L. Rodriguez, Geophys. Res. Lett. 45, 231 (2018).
- 6. N. M. Schneider, J. I. Deighan, S. K. Jain, A. Stiepen, et al., Science **350**, id.0313 (2015).
- 7. J. Deighan, S. K. Jain, M. S. Chaffin, X. Fang, et al., Nature Astronomy 2, 802 (2018).
- 8. J. S. Halekas, R. J. Lillis, D. L. Mitchell, T. E. Cravens, et al., Geophys. Res. Lett. 42, 8901 (2015).
- 9. J. Y. Chaufray, J.-L. Bertaux, F. Leblanc, and E. Quémerais, Icarus 195, 598 (2008).
- R. E. Johnson, M. R. Combi, J. L. Fox, W.-H. Ip, F. Leblanc, M. A. McGrath, V. I. Shematovich, D. F. Strobel, and J. H. Jr. Waite, Space Sci. Rev. 139, 355 (2008).
- 11. H. Groeller, H. Lichtenegger, H. Lammer, and V. I. Shematovich, Planet. Space Sci. 98, 93 (2014).
- 12. J. Deighan, M. S. Chaffin, J.-Y. Chaufray, A. I. F. Stewart, et al., Geophys. Res. Lett. 42, 9909 (2015).
- 13. *M. A. Krest'yanikova and V. I. Shematovich*, Sol. Syst. Res. **39**, 22 (2005).
- 14. V. I. Shematovich, Sol. Syst. Res. 38, 28 (2004).

- 15. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and J.-C. Gerard, Geophys. Res. Lett. 32, L02105 (2005).
- 16. V. I. Shematovich, Sol. Syst. Res. 51, 249 (2017).
- 17. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, J.-C. Gérard, B. Hubert, J. Geophys. Res. Space Phys. **123**, 5850 (2018).
- V. I. Shematovich, Russian Chemical Reviews 88, 1013 (2019).
- 19. J. L. Fox and A.B. Hac, Icarus 204, 527 (2009).
- 20. D. A. Brain, F. Bagenal, M. H. Acuna, and J. E. P. Connerney, J. Geophys. Res. 108, 1424 (2003).
- F. Akalin, D. D. Morgan, D. A. Gurnett, D. L. Kirchner, D. A. Brain, R. Modolo, M. H. Acuna, and J. R. Espley, Icarus, 206, 104 (2010).

- J. E. P. Connerney, J. R. Espley, G. A. DiBraccio, J. R. Gruesbeck, R. J. Oliversen, D. L. Mitchell, and B. M. Jakosky, Geophys. Res. Lett. 42, 8819 (2015).
- 23. E. Kallio, S. Barabash, J. Geophys. Res. 106, 165 (2001).
- 24. V. I. Shematovich, Sol. Syst. Res. 47, 437 (2013).
- 25. *R. J. Lillis, D. A. Brain, S. W. Bougher, F. Leblanc, et al.*, Space Sci. Rev. **195**, 357 (2015).
- R. J. Lillis, J. Deighan, J. L. Fox, S. W. Bougher, et al., J. Geophys. Res. Space Phys. 122, 3815 (2017).
- 27. C. O. Lee, T. Hara, J. S. Halekas, E. Thiemann, et al., J. Geophys. Res. Space Phys. **122**, 2768 (2017).
- 28. T.E. Cravens, A. Rahmati, J. L. Fox, R. Lillis, et al., J. Geophys. Res. Space Phys. **122**, 1102 (2017).