

ISSN 0004-6299

Том 100, Номер 6

Июнь 2023



АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 100, номер 6, 2023

Исследование влияния ошибки коэффициентов потемнения к краю на геометрические параметры двойной системы с экзопланетой	
<i>М. К. Абубекеров, Н. Ю. Гостев</i>	481
Изменения орбитальных периодов затменно-двойных систем RX Ari и V449 Oph	
<i>А. И. Халиуллина</i>	488
Массовые вычисления блеска звезд в произвольной спектральной полосе	
<i>М. Е. Прохоров, А. И. Захаров, В. Г. Мошкалев, Н. Л. Крусанова, М. С. Тучин</i>	500
Каталог разрешенных спектроскопических двойных: разработка и описание	
<i>Д. Б. Зелеке, П. В. Пахомова, С. Б. Тессема, С. Х. Негу, О. Ю. Малков</i>	512
Обнаружение двух новых RRAT на частоте 111 МГц	
<i>В. А. Самодуров, С. А. Тюльбашев, М. О. Торопов, А. В. Долгушев, В. В. Орешко, С. В. Логвиненко</i>	517
Метод круглых колец Гаусса в теории возмущений	
<i>Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов</i>	524
Анализ возможностей краткосрочного прогноза геомагнитных возмущений по наблюдениям корональных выбросов массы на радиотелескопе БСА ФИАН	
<i>В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев</i>	535
Коротящие возмущения солнечного ветра в данных мониторинга межпланетных мерцаний: моделирование и наблюдения	
<i>В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев</i>	546
Нейронные сети для поиска сигналов метеоров в данных орбитального телескопа “УФ атмосфера”	
<i>М. Зотов, Д. Соколинский, А. Арифиллин</i>	557

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОШИБКИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОТЕМНЕНИЯ К КРАЮ НА ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ЭКЗОПЛАНЕТОЙ

© 2023 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 31.01.2023 г.

После доработки 02.05.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

На основе наблюдаемых кривых блеска Kepler-5, Kepler-6, Kepler-7, HD 209458 выполнен поиск геометрических параметров двойной системы с экзопланетой для разных значений коэффициентов потемнения материнской звезды к краю. Показано, что для наблюдаемых кривых блеска с относительной точностью 10^{-4} – 10^{-5} ошибка в несколько раз в значении коэффициента потемнения к краю не оказывает заметного влияния на значения радиуса планеты, радиуса звезды и наклона орбиты.

Ключевые слова: коэффициенты потемнения звезды к краю, транзитные кривые блеска, геометрические параметры, радиус планеты, радиус звезды

DOI: 10.31857/S0004629923060026, **EDN:** ZETWEW

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] показано значимое расхождение эмпирических значений коэффициентов потемнения к краю для кривых блеска одной и той же двойной звездной системы, полученных в разные эпохи. Различия в эмпирических значениях коэффициентов потемнения к краю между кривыми блеска, отстоящими друг от друга на 15 дней (около половины периода оборота звезды вокруг своей оси вращения), отличаются в несколько раз.

Также неоднократно отмечалось расхождение между теоретическими и наблюдаемыми коэффициентами потемнения к краю, вычисленных на основе высокоточных транзитных кривых блеска. Например, в работе [2] исследовалась группа звезд, собранная в довольно малом диапазоне по атмосферным параметрам ($T_{\text{eff}} = 5647\text{--}6297$ К, $\log g = 3.96\text{--}4.59$, $[M/H] = -0.55\text{...}+0.33$), что обуславливало довольно малый разброс величин коэффициентов потемнения. Сравнивались эмпирические коэффициенты потемнения к краю и коэффициенты, полученные с помощью синтетической фотометрии (или прямой подгонкой к моделям атмосфер). Несколько удивительным результатом было то, что согласие между этими коэффициентами ва-

рьировалось от отличного (Кеплер-6) до статистически неприемлемого (например, Кеплер-5). Детали исследований приведены в работах [3–5].

Различие коэффициентов потемнения к краю вызвано физическими процессами, приводящими к неоднородной поверхности материнской звезды, остающимися за рамками модели, используемой для интерпретации двойной системы, но от эффектов которых сложно и порой невозможно очистить транзитную кривую блеска. Вследствие этого при интерпретации транзитной кривой блеска коэффициенты потемнения к краю не могут быть получены с той точностью, которая формально соответствует точности наблюдений. Неточные значения коэффициентов потемнения к краю могут сказаться на значении геометрических параметров двойной системы. В связи с неточным знанием коэффициента потемнения к краю возникает закономерный вопрос: насколько вариации значений коэффициентов потемнения к краю влияют на радиус экзопланеты и радиус звезды?

Данный вопрос рассматривался и ранее. Например, в работе [6], проанализировав 38 кривых блеска, ее авторы пришли к выводу, что при моделировании транзитов вполне достаточно установить общепринятые теоретические коэффициенты потемнения к краю в качестве фиксирован-

ных параметров. Более того, использование теоретических коэффициентов потемнения к краю даже необходимо в случае транзитных систем с высоким импакт-параметром, поскольку коэффициенты потемнения к краю материнских звезд не могут быть определены по их транзитным кривым блеска.

Авторы данной работы на основе наблюдаемых кривых блеска двойных систем Kepler-5, Kepler-6, Kepler-7 и HD 209458 изучили степень влияния изменения коэффициентов потемнения к краю на оптимальные значения радиуса экзопланеты, радиуса звезды и наклона орбиты для линейного и квадратичного закона потемнения к краю. Отметим, что рассмотренные в данной работе кривые блеска анализировались в упомянутой выше работе [2], а первые три входят в число исследованных в работах [3, 6]. При этом авторы данной работы выполнили интерпретацию наблюдательного материала на разработанном ими высокоточном алгоритме, который дает более надежные значения невязок χ^2 [7]. Также авторы сконцентрировались не на массовости исследуемых кривых блеска (как в работе [6]), а на детальности исследования зависимости результатов интерпретации кривой блеска от вариаций коэффициентов потемнения к краю.

Отметим, что работа носит методологический характер. Интерпретация наблюдаемых транзитных кривых блеска, используемых в работе, выполнена в предположении отсутствия запятанности поверхности материнской звезды.

2. АЛГОРИТМ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Метод интерпретации наблюдаемых транзитных кривых блеска двойной системы с экзопланетой основан на алгоритме высокоточного вычисления блеска при прохождении планеты по диску звезды. Алгоритм подробно описан в цикле работ [5, 7–10].

Коротко об алгоритме сообщим, что использовалась модель двух сферических звезд на круговой орбите в отсутствие эффектов отражения и эллипсоидальности. Относительный радиус полости Роша в десятки раз превосходит радиус планеты [11]. 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 использовались линейный закон потемнения к краю диска с линейным коэффициентом потемнения к краю x ,

$$I(\rho) = I_0 \left(1 - x + x \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_s^2}} \right), \quad (1)$$

и квадратичный закон потемнения к краю диска, отличающийся от линейного дополнительным слагаемым, содержащим квадратичный коэффициент потемнения к краю y :

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

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 . Исковыми параметрами модели являются: радиусы звезды и планеты, r_s и r_p , угол наклона орбиты i , коэффициент потемнения к краю x , а в случае квадратичного закона потемнения к краю — также коэффициент потемнения y .

Полный блеск системы предполагается известным, в используемой нормировке он равен единице. Наблюдаемые значения блеска предполагаются распределенными по нормальному закону. Также предполагаются известными стандартные отклонения наблюдаемых значений блеска σ . Значения радиусов звезды и планеты заданы в единицах радиуса орбиты.

Интерпретация наблюдательных данных, а именно, поиск геометрических параметров двойной системы выполнен как для линейного, так и для квадратичного закона потемнения материнской звезды к краю. Для фиксированных значений коэффициентов потемнения к краю, варьируемых в широком диапазоне численных значений, для наблюдаемых кривых блеска двойных систем Kepler-5, Kepler-6, Kepler-7, HD 209458 вычислялись оптимальные значения геометрических параметров, доставляющих минимальное значение невязки χ^2 .

3. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

В работе выполнен анализ высокоточных транзитных кривых блеска двойных систем с экзопланетой HD 209458b, Kepler-5b, Kepler-6b и Kepler-7b.

Наблюдаемая кривая блеска HD 209458 получена на Космическом телескопе имени Хаббла (HST) в апреле-мае 2000 г. Кривая блеска включает в себя 556 индивидуальных значений блеска двойной системы. Среднеквадратичная ошибка индивидуального измерения для разных точек

кривой блеска меняется от $\sigma_i^{obs} = 1.13 \times 10^{-4}$ до 2.47×10^{-4} (в долях внезатменной интенсивности). Величины относительных ошибок (в долях глубины затмения) лежат в пределах от $\sim 7 \times 10^{-3}$ до $\sim 1.5 \times 10^{-2}$. Более подробно наблюдательные данные представлены в работе [12].

Наблюдаемые транзитные кривые блеска Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b подробно описаны в работах [13–15]. Кривые блеска были получены на космической обсерватории Kepler с 1 мая по 14 июня 2009 г.

Звездные системы Kepler-5, Kepler-6, Kepler-7 являются объектами $\sim 13^m$ звездной величины. Кривые блеска получены в оптическом “белом свете” с диапазоном 400–850 нанометров и в так называемой “длинной моде” (long-cadence mode) с итоговой экспозицией в 30 мин. В этой моде базовая съемка длительностью 6 с копилась и складывалась до получения и передачи на Землю одной единственной 30 мин экспозиции, из которой и получались индивидуальные значения блеска исследованных на КО Кеплер систем. Транзитные кривые блеска каждой из исследуемых систем включают в себя около 2100 индивидуальных значений блеска системы, большинство которых приходится на внезатменную часть кривой блеска.

Точность транзитных кривых блеска двойных систем Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b в интенсивностях составила $\sigma = 1.3759 \times 10^{-4}$, 1.2874×10^{-4} и 1.0248×10^{-4} соответственно. Относительная ошибка (по отношению к глубине затмения) исследуемых в работе транзитных кривых блеска составляет $\sim 1\%$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ ЛИНЕЙНОГО ЗАКОНА ПОТЕМНЕНИЯ К КРАЮ

Результаты интерпретации кривых блеска Kepler-5, Kepler-6, Kepler-7 и HD 209458, выполненные в линейном законе потемнения к краю, представлены в табл. 1–4 соответственно.

Для фиксированных значений коэффициентов потемнения к краю, варьируемых в диапазоне от 0.0 до 0.6, вычислялись оптимальные значения геометрических параметров, показывающие минимальное значение невязки χ^2 . Указанный диапазон значений коэффициентов потемнения к краю рассматривался по причине того, что большинство эмпирических значений коэффициентов потемнения к краю располагаются в его пределах, а также потому, что величина диапазона на порядок больше стандартных отклонений значе-

Таблица 1. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска двойной системы Kepler-5 в линейном законе потемнения к краю для разных значений коэффициента потемнения к краю

x	$i, ^\circ$	r_s	r_p	χ^2
0.0	81.61	0.21087	0.017746	1.0537503
0.05	81.609	0.21088	0.017747	1.0537491
0.1	81.608	0.21089	0.017748	1.0537479
0.15	81.607	0.2109	0.01775	1.0537466
0.2	81.605	0.21092	0.017751	1.0537453
0.25	81.604	0.21093	0.017753	1.0537441
0.3	81.602	0.21095	0.017755	1.0537428
0.35	81.599	0.21098	0.017758	1.0537417
0.4	81.596	0.211	0.01776	1.0537407
0.45	81.593	0.21104	0.017764	1.05374
0.5	81.589	0.21108	0.017768	1.05374
0.55	81.584	0.21113	0.017774	1.0537408
0.6	81.578	0.21119	0.01778	1.0537433

Таблица 2. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска двойной системы Kepler-6 в линейном законе потемнения к краю для разных значений коэффициента потемнения к краю

x	$i, ^\circ$	r_s	r_p	χ^2
0.0	82.989	0.17919	0.018024	1.0741068
0.05	82.989	0.17919	0.018024	1.0740978
0.1	82.989	0.17919	0.018024	1.0740889
0.15	82.989	0.17919	0.018024	1.0740801
0.2	82.989	0.17919	0.018024	1.0740714
0.25	82.988	0.17919	0.018025	1.0740629
0.3	82.988	0.1792	0.018025	1.0740547
0.35	82.988	0.1792	0.018025	1.074047
0.4	82.987	0.1792	0.018026	1.0740398
0.45	82.987	0.17921	0.018027	1.0740333
0.5	82.986	0.17921	0.018027	1.0740277
0.55	82.985	0.17922	0.018029	1.0740234
0.6	82.983	0.17923	0.018031	1.0740207

ний коэффициентов потемнения к краю. Для исследования и демонстрации влияния вариации значений коэффициентов потемнения к краю на значения геометрических параметров использовались 5–7 значащих цифр в значениях искомых параметров и невязки χ^2 .

Таблица 3. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска двойной системы Kepler-7 в линейном законе потемнения к краю для разных значений коэффициента потемнения к краю

x	$i, ^\circ$	r_s	r_p	χ^2
0.0	83.095	0.17262	0.014707	1.0560077
0.05	83.096	0.17261	0.014706	1.0560004
0.1	83.097	0.1726	0.014704	1.0559933
0.15	83.098	0.17258	0.014703	1.0559862
0.2	83.099	0.17257	0.014702	1.0559794
0.25	83.1	0.17256	0.0147	1.0559729
0.3	83.102	0.17254	0.014699	1.0559668
0.35	83.103	0.17252	0.014697	1.0559613
0.4	83.105	0.1725	0.014695	1.0559566
0.45	83.107	0.17248	0.014692	1.055953
0.5	83.109	0.17245	0.01469	1.0559507
0.55	83.111	0.17243	0.014687	1.0559502
0.6	83.114	0.17239	0.014683	1.055952

Таблица 4. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска двойной системы HD 209458 в линейном законе потемнения к краю для разных значений коэффициента потемнения к краю

x	$i, ^\circ$	r_s	r_p	χ^2
0.0	86.503	0.11453	0.014032	1.1307138
0.05	86.502	0.11454	0.014033	1.1306579
0.1	86.501	0.11455	0.014035	1.1306004
0.15	86.5	0.11456	0.014036	1.1305415
0.2	86.498	0.11457	0.014038	1.1304821
0.25	86.497	0.11459	0.014041	1.130423
0.3	86.495	0.1146	0.014043	1.1303659
0.35	86.493	0.11462	0.014046	1.130313
0.4	86.49	0.11464	0.014049	1.1302678
0.45	86.487	0.11466	0.014053	1.1302357
0.5	86.484	0.11469	0.014057	1.1302249
0.55	86.48	0.11472	0.014062	1.1302481
0.6	86.476	0.11476	0.014068	1.1303259

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ КВАДРАТИЧНОГО ЗАКОНА ПОТЕМНЕНИЯ К КРАЮ

Результаты интерпретации кривых блеска Kepler-5, Kepler-6, Kepler-7 и HD 209458, выполненных в предположении квадратичного закона потемнения к краю, представлены соответственно в табл. 5–8.

Для фиксированных значений коэффициентов потемнения к краю, варьируемых в диапазоне от 0.0 до 0.6, вычислялись оптимальные значения геометрических параметров с минимальным значением невязки χ^2 .

Для иллюстрации зависимости оптимального значения радиуса планеты от значений коэффициентов потемнения к краю мы для системы HD 209458 изобразили графически зависимости радиуса планеты от квадратичного коэффициента потемнения к краю u при шести фиксированных значениях линейного коэффициента потемнения к краю x (рис. 1). Эти значения x мы положили равными 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 и 0.5.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Оптимальные значения геометрических параметров 4-х исследованных систем (радиусы звезды r_s и планеты r_p , коэффициенты потемнения x и u , углы наклонов i и значения невязок χ^2), соответствующие минимуму невязки при интерпретации наблюдаемой кривой блеска в линейном и квадратичном законах потемнения к краю, собраны в табл. 9.

Из данных табл. 1–4, в которых представлены результаты интерпретации наблюдаемых транзитных кривых блеска двойных систем Kepler-5, Kepler-6, Kepler-7, HD 209458 соответственно, видно, что существенное изменение коэффициента потемнения к краю не оказывает столь же существенного влияния на значения геометрических параметров.

Так, например, из табл. 4 видно, что в предположении значения линейного коэффициента потемнения звезды к краю $x = 0.1$ значения радиуса звезды и планеты составляют $r_s = 0.11455$ и $r_p = 0.014035$, а в предположении линейного коэффициента $x = 0.6$ радиусы звезды и планеты составляют $r_s = 0.11476$ и $r_p = 0.014068$. При изменении коэффициента потемнения в 6 раз (такое изменение на порядок превышает погрешность определения этого коэффициента) изменение радиуса звезды и планеты составляет порядка одного стандартного отклонения их величины.

При этом для системы Kepler-6 величина погрешности определения геометрических параметров того же порядка, что для Kepler-5 и Kepler-7, и на порядок больше, чем для HD 209458, в то время как порядок изменений оптимальных геометрических параметров за счет варьирования коэффициентов потемнения к краю у системы Kepler-6 на порядок меньше, чем у остальных рассмотренных систем.

Для квадратичного закона потемнения к краю влияние значений коэффициентов потемнения к краю на оптимальные значения геометрических параметров несколько больше. Максимальный

Таблица 5. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска двойной системы Kerpleg-5 в квадратичном законе потемнения к краю для разных значений коэффициента потемнения к краю

x	y	$i, ^\circ$	r_s	r_p	χ^2
0.0	0.0	81.893	0.2093	0.017186	1.048514
0.0	0.2	81.897	0.20926	0.017182	1.0485131
0.0	0.4	81.902	0.20921	0.017176	1.0485122
0.0	0.6	81.909	0.20914	0.017168	1.0485115
0.2	0.0	81.895	0.20928	0.017183	1.0485135
0.2	0.2	81.9	0.20923	0.017178	1.0485125
0.2	0.4	81.907	0.20916	0.01717	1.0485116
0.2	0.6	81.917	0.20905	0.017159	1.0485116
0.4	0.0	81.898	0.20925	0.01718	1.0485128
0.4	0.2	81.906	0.20917	0.017171	1.0485118
0.4	0.4	81.916	0.20906	0.01716	1.0485115
0.4	0.6	81.921	0.20571	0.017065	1.1129803
0.6	0.0	81.904	0.20919	0.017173	1.048512
0.6	0.2	81.915	0.20908	0.017161	1.0485115
0.6	0.4	81.859	0.20572	0.0171	1.1170746

Таблица 6. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска двойной системы Kerpleg-6 в квадратичном законе потемнения к краю для разных значений коэффициента потемнения к краю

x	y	$i, ^\circ$	r_s	r_p	χ^2
0.0	0.0	83.125	0.17879	0.017705	1.0728066
0.0	0.2	83.129	0.17874	0.017698	1.0727266
0.0	0.4	83.135	0.17868	0.01769	1.0726597
0.0	0.6	83.142	0.17859	0.017681	1.072613
0.2	0.0	83.128	0.17876	0.017701	1.0727379
0.2	0.2	83.134	0.1787	0.017692	1.0726652
0.2	0.4	83.142	0.1786	0.017682	1.0726142
0.2	0.6	83.149	0.17848	0.017673	1.0725999
0.4	0.0	83.132	0.17872	0.017694	1.0726717
0.4	0.2	83.141	0.17862	0.017683	1.0726157
0.4	0.4	83.15	0.17849	0.017671	1.0725998
0.4	0.6	83.115	0.17862	0.017738	1.0727093
0.6	0.0	83.139	0.17864	0.017684	1.0726178
0.6	0.2	83.151	0.17849	0.01767	1.0726001
0.6	0.4	83.117	0.1786	0.017735	1.0727182

Таблица 7. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска двойной системы Kerpleg-7 в квадратичном законе потемнения к краю для разных значений коэффициента потемнения к краю

x	y	$i, ^\circ$	r_s	r_p	χ^2
0.0	0.0	83.241	0.17173	0.014414	1.0544034
0.0	0.2	83.254	0.1716	0.014396	1.0543644
0.0	0.4	83.272	0.17142	0.014372	1.0543296
0.0	0.6	83.299	0.17116	0.014337	1.0543078
0.2	0.0	83.249	0.17165	0.014403	1.0543703
0.2	0.2	83.267	0.17147	0.014379	1.0543329
0.2	0.4	83.294	0.17121	0.014343	1.054308
0.2	0.6	83.336	0.17079	0.01429	1.0543221
0.4	0.0	83.261	0.17153	0.014386	1.0543375
0.4	0.2	83.288	0.17126	0.014351	1.0543094
0.4	0.4	83.333	0.17082	0.014294	1.054322
0.4	0.6	83.391	0.17016	0.014225	1.0544644
0.6	0.0	83.282	0.17133	0.014359	1.0543127
0.6	0.2	83.329	0.17086	0.014298	1.0543236
0.6	0.4	83.503	0.16782	0.014063	1.0666721

Таблица 8. Результаты интерпретации наблюдаемой кривой блеска двойной системы HD 209458 в квадратичном законе потемнения к краю для разных значений коэффициента потемнения к краю

x	y	$i, ^\circ$	r_s	r_p	χ^2
0.0	0.0	86.692	0.11372	0.013743	1.0404151
0.0	0.2	86.689	0.11375	0.013748	1.0403414
0.0	0.4	86.683	0.11378	0.013755	1.0402708
0.0	0.6	86.675	0.11384	0.013766	1.0402342
0.2	0.0	86.69	0.11373	0.013746	1.0403685
0.2	0.2	86.685	0.11377	0.013753	1.0402883
0.2	0.4	86.677	0.11383	0.013764	1.040235
0.2	0.6	86.663	0.11392	0.013782	1.0403326
0.4	0.0	86.687	0.11376	0.013751	1.0403111
0.4	0.2	86.679	0.11382	0.013761	1.0402399
0.4	0.4	86.665	0.11391	0.01378	1.0403101
0.4	0.6	86.632	0.11414	0.013824	1.0415324
0.6	0.0	86.681	0.1138	0.013759	1.0402502
0.6	0.2	86.666	0.1139	0.013778	1.0402879
0.6	0.4	86.63	0.11415	0.013826	1.0416162
0.6	0.6	86.485	0.1152	0.014026	1.0625252

разброс при этом достигается при больших значениях квадратичного коэффициента потемнения к краю (что видно на примере HD 209458 из графика на рис. 1). Однако в целом картина аналогич-

ная той, что наблюдается для линейного закона потемнения — значительные изменения квадратичного и линейного коэффициентов потемнения к краю не вызывают сравнимого (в масшта-

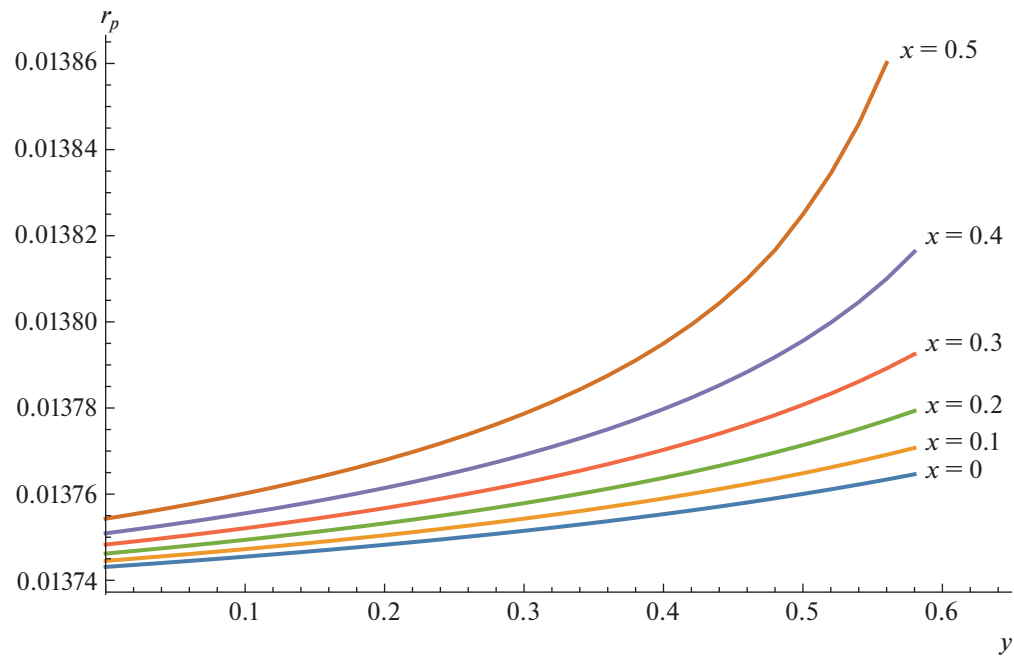


Рис. 1. Зависимости оптимального значения радиуса планеты r_p от значения квадратичного коэффициента потемнения y при значениях линейного коэффициента $x = 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ и 0.5 . Система HD 209458.

бах погрешности) изменения геометрических параметров.

Таким образом, можно считать, что неопределенность в значении коэффициентов потемнения к краю не исключает возможности находить геометрические параметры двойной системы с точностью, которая соответствует текущей точности наблюдения (порядка 10^{-4}). Эффект влияния коэффициента потемнения к краю на геометрические параметры двойной можно отнести к тонким эффектам, которые не оказывают значимого влияния на численные значения геометрических параметров.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что имеет место определенная корреляция между геометрическими параметрами и коэффициентами потемнения к краю. Для квадратичного закона потемнения эта корреляция заметно больше. При этом степень такой корреляции может заметно отличаться для разных систем, как в случае с Кеплер-6, для которой значения геометрических параметров гораздо менее чувствительны к изменениям коэффициентов потемнения к краю, чем у остальных рассмотренных систем.

Однако эта корреляция не так велика, чтобы неопределенность в значениях коэффициентов

Таблица 9. Оптимальные значения параметров

Система	Закон потемнения	r_s	r_p	$i, ^\circ$	x	y	χ^2
Кеплер-5	Линейный	0.21106 ± 0.0021	0.017767 ± 0.00021	81.59 ± 0.18	0.482 ± 0.016	—	1.054
	Квадратичный	0.2091 ± 0.0029	0.0172 ± 0.00036	81.91 ± 0.33	-0.063 ± 0.018	0.74 ± 0.27	1.049
Кеплер-6	Линейный	0.17924 ± 0.0013	0.018032 ± 0.00018	82.98 ± 0.13	0.635 ± 0.012	—	1.07402
	Квадратичный	0.635 ± 0.0016	0.635 ± 0.00029	0.635 ± 0.18	0.635 ± 0.24	0.37 ± 0.32	1.073
Кеплер-7	Линейный	0.17243 ± 0.0015	0.0146875 ± 0.00015	83.11 ± 0.13	83.11 ± 0.013	—	1.05595
	Квадратичный	0.1711 ± 0.0019	0.01433 ± 0.00025	83.3 ± 0.2	0.226 ± 0.015	0.44 ± 0.22	1.054
HD 209458	Линейный	0.114686 ± 0.00036	0.0140566 ± 0.000055	86.484 ± 0.040	0.4945 ± 0.0044	—	1.1302246
	Квадратичный	0.11383 ± 0.00043	0.013765 ± 0.000073	86.676 ± 0.055	0.295 ± 0.027	0.344 ± 0.048	1.040

потемнения к краю вызывала столь же значимую неопределенность в значениях геометрических параметров. Для текущей точности наблюдений (соответствующей точности наблюдений четырех рассмотренных в работе систем) неопределенность в значениях геометрических параметров, вызванная невозможностью точного определения коэффициентов потемнения к краю, может рассматриваться как тонкий эффект.

В частности, можно сделать вывод о том, что вследствие слабой корреляции геометрических параметров и коэффициентов потемнения к краю можно использовать теоретические значения коэффициентов потемнения к краю для определения значений геометрических параметров путем интерпретации кривой блеска. В этом отношении настоящая работа является частным подтверждением на основе высокоточного алгоритма интерпретации, вывода, сделанного в работе [6] на основе исследования на порядок большего количества кривых блеска.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят академика РАН А.М. Черепашука за полезные советы и обсуждение данной работы. Авторы выражают глубокую признательность М.А. Ибрагимову за полезные замечания, сделавшие работу “красочнее” и лучше.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. K. Abubekkerov, H. Yu. Gostev*, Астрон. журн. **97**, 531 (2020).
2. *I. D. Howarth*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **418**, 1165 (2011).
3. *D. Kipping and G. Bakos*, **730**, 50 (2011).
4. *A. Claret*, Astron. and Astrophys. **506**, 1335 (2009).
5. *M. K. Abubekkerov, H. Yu. Gostev, A. M. Черепашук*, Астрон. журн. **87**, 1199 (2010).
6. *H. M. Müller, K. F. Huber, S. Czesla, U. Wolter, and J. H. M. M. Schmitt*, Astron. and Astrophys. **560**, id. A112 (2013).
7. *M. K. Abubekkerov and N. Yu. Gostev*, Astron. and Astrophys. **633**, id. A96 (2020).
8. *M. K. Abubekkerov and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **432**, 2216 (2013).
9. *M. K. Abubekkerov and N. Yu. Gostev*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **459**, 2078 (2016).
10. *M. K. Abubekkerov, H. Yu. Gostev*, Вычисл. методы и программирование **15**, 677 (2014).
11. *H. Yu. Gostev*, Астрон. журн. **88**, 704 (2011).
12. *T. M. Brown, D. Charbonneau, R. L. Gilliland, R. W. Noyes, and A. Burrows*, Astrophys. J. **552**, 699 (2001).
13. *D. G. Koch, W. J. Borucki, J. F. Rowe, N. M. Batalha, et al.*, Astrophys. J. **713**, L131 (2010).
14. *E. W. Dunham, W. J. Borucki, D. G. Koch, N. M. Batalha, et al.*, Astrophys. J. **713**, L136 (2010).
15. *D. W. Latham, W. J. Borucki, D. G. Koch, T. M. Brown, et al.*, Astrophys. J. **713**, L140 (2010).

ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНЫХ ПЕРИОДОВ ЗАТМЕННО-ДВОЙНЫХ СИСТЕМ RX ARI И V449 ORH

© 2023 г. А. И. Халиуллина^{1,*}

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

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

Поступила в редакцию 12.03.2023 г.

После доработки 05.05.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Проведен анализ изменений орбитального периода затменно-двойных систем RX Ari и V449 Oph. Показано, что изменения периода RX Ari можно представить суперпозицией векового увеличения периода и двух циклических изменений. Вековое увеличение периода можно объяснить обменом веществом между компонентами. Циклические изменения периода могут быть следствием присутствия в системе двух дополнительных тел либо только одного дополнительного тела в сочетании с магнитной активностью главного компонента. Изменения орбитального периода V449 Oph с почти одинаковой точностью можно представить либо суперпозицией двух циклических изменений, либо суперпозицией векового увеличения периода и двух циклических изменений. Полученные параметры световых уравнений и магнитные величины приводят к выводу, что для представления изменений орбитального периода V449 Oph предпочтительнее использовать линейные элементы. В этом случае одно из циклических изменений может быть следствием светового уравнения, а второе — следствием магнитной активности вторичного компонента. Следствием магнитной активности вторичного компонента могут быть также оба вида колебаний.

Ключевые слова: двойные звезды, затменные звезды, отдельные — RX Ari, V449 Oph

DOI: 10.31857/S000462992306004X, **EDN:** ZEUYDM

1. ВВЕДЕНИЕ

Переменность звезды RX Ari (BD+21 0306, $V = 9^m.40$, $P = 1.0296^d$) открыл Хоффмайстер [1] и определил ее как короткопериодическую и вероятную затменно-переменную. На основе данных фотографических наблюдений Лаузе [2] построил участок кривой блеска в главном минимуме, определил эфемериды и пришел к выводу, что это переменная типа Алголя. В работе [3] была построена кривая блеска по фотоэлектрическим наблюдениям в фильтрах В и V. Из решения этой кривой блеска методом Рассела-Меррилла были найдены орбитальные элементы. В работе [4] более современным методом была проанализирована кривая блеска, полученная в [3], и получены фотометрические элементы орбиты, мало отличающиеся от результатов [3]. Третий свет в системе не был обнаружен. В этой же работе были определены абсолютные размеры компонентов системы. Для спектрального класса главного компонента в разных работах были получены оценки от F0V [5] до F8V [3]. В работе [4] при определении характеристик компонентов для главного компонента был принят спектральный класс F5V. Спектральный класс вторичного ком-

понента по разным оценкам $\sim K8-M0$. Звезда RX Ari лишь однажды была включена в программу исследования изменений периода [6]. К тому времени имеющегося материала было недостаточно для получения каких-либо результатов. Более поздних исследований изменений орбитального периода этой системы, как и решений кривой блеска, опубликовано не было.

Переменность звезды V449 Oph (AN 1933.0354, $V = 11.5^m$, $P = 1.2431^d$) обнаружил Моргенрот из фотографических наблюдений [7]. Он определил, что это затменно-двойная типа Алголя. Первые эфемериды вычислил Пиотровский по визуальным наблюдениям [8]. Шафранек построил кривую блеска системы в главном минимуме из визуальных наблюдений [9]. Параметры орбиты определены не были. Спектральные классы компонентов системы A0 III + F4 V были определены в работе [10] из наблюдений со спектрографом, при этом было отмечено, что показатели цвета, полученные в [11], свидетельствуют о вкладе вторичного компонента более позднего спектрального класса. В этой же работе было высказано предположение, что период системы меняется. Изменение периода V449 Oph было отмечено также в работе [12]. Однако исследование измене-

ний периода этой системы не проводилось. Для V449 Oph нет ни решения кривой блеска, ни кривой лучевых скоростей. Для фотометрических элементов и абсолютных параметров компонентов двойной системы имеются лишь приближенные характеристики, определенные в работе [13].

2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА RX Aгi

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы RX Aгi были использованы моменты минимумов из базы данных B.R.N.O. [14]. Всего имеется 83 момента главного минимума: 30 визуальных и 53 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. На рис. 1 приведены отклонения $(O-C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов RX Aгi от вычисленных (C) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2438\,398.579(2) + 1.0296285(2)^d T, \quad (1)$$

где T — эпоха наблюдения. На этом рисунке визуальные наблюдения представлены маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС — большими точками. Из рисунка видно, что существуют некие долговременные изменения периода, на которые накладываются периодические или квазипериодические колебания. Поэтому моменты минимумов были представлены сначала квадратичной зависимостью, а затем остатки после исключения параболы были представлены световым уравнением. При этом не использовались первые 15 визуальных точек. Сначала значения параметров долгопериодической орбиты были определены методом перебора в области их возможных значений. Одновременно (тоже перебором) уточнялись квадратичные элементы. Окончательно параметры светового уравнения уточнялись методом дифференциальных поправок [15] при фиксированных квадратичных элементах. Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Поскольку после исключения параболы и третьего тела график $O-C$ показывал дополнительные малоамплитудные колебания, эти остатки также были представлены световым уравнением, без уточнения эфемерид. В результате изменения периода RX Aгi были представлены в виде:

$$\text{HJD}(\text{Min I}) = 2438\,398.563(1) + 1.0296280(1)^d T + 0.8(1)^d \times 10^{-10} T^2 + \text{LTE1} + \text{LTE2}, \quad (2)$$

где выражения для световых уравнений LTE1 и LTE2 имеют вид [16]:

$$\text{LTE} = (a_i \sin i_i / c)(1 - e_i \cos E) \sin(v + \omega_i). \quad (3)$$

В выражении для светового уравнения использованы следующие обозначения для элементов орбиты затменно-двойной системы относительно центра тяжести i -кратной системы: a_i — большая полуось, i_i — наклонение, e_i — эксцентриситет и ω_i — долгота периастра; v и E — истинная и эксцентрическая аномалии, соответственно, которые отсчитываются в той же орбите; c — скорость света. Параметры световых уравнений приведены в табл. 1. Параметры с индексом G относятся к орбите с большим периодом, а с индексом L — к орбите с меньшим периодом. Здесь P_G — период обращения в долгопериодической орбите с большим периодом, P_L — период обращения в долгопериодической орбите с меньшим периодом, $\text{JD}_{G,L}$ — момент прохождения через периастр соответствующей орбиты, $A_{G,L} = (a_{G,L} \sin i_{G,L})/c$. На рис. 2 приведены отклонения $(O-C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов RX Aгi от вычисленных с линейными элементами из выражения (2). Сплошная кривая — сумма теоретических кривых для параболы и световых уравнений с параметрами из табл. 1. В нижней части рис. 2 приведены значения $(O-C)_3$, полученные вычитанием из $(O-C)_2$ параболы и обоих световых уравнений. Из этого рисунка видно, что полученное представление неплохо удовлетворяет наблюдениям, причем остаточные разности не показывают никаких систематических изменений. На рис. 3 приведены разности $(O-C)_4$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с квадратичными элементами (2), теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом L, и на рис. 4 — разности $(O-C)_5$, полученные вычитанием из тех же значений теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошной линией на рис. 3 показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошная линия на рис. 4 — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом L.

Результаты решения кривой блеска RX Aгi [4] свидетельствуют, что вторичный компонент заполняет свою полость Роша [17]. Следовательно, вековое увеличение периода RX Aгi можно объяснить равномерным перетеканием вещества от менее массивного к более массивному компоненту без изменения общего углового момента. В этом случае [18]:

$$\dot{M}_2 = -M_2 \frac{2Q}{P^2} \frac{1}{3(1-q)}, \quad (4)$$

где $P \approx P_0$, $q = M_2/M_1$, Q — коэффициент при квадратичном члене в представлении моментов минимумов. В нашем случае $Q = 0.8^d \times 10^{-10}$,

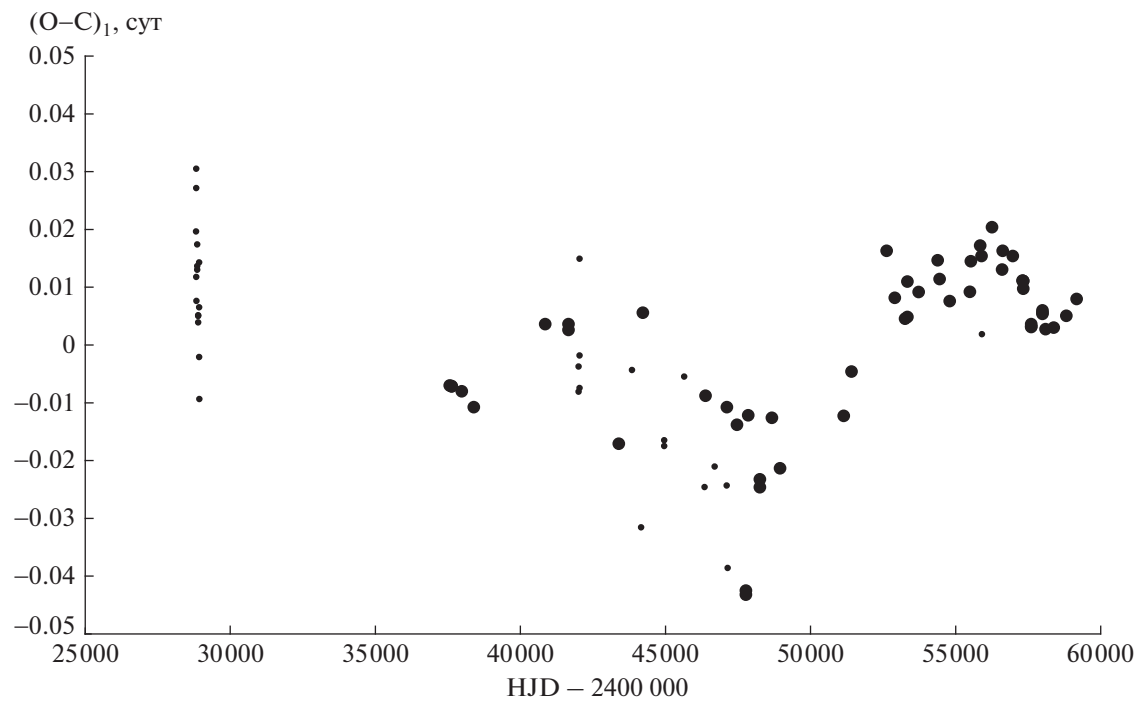


Рис. 1. Отклонения $(O-C)_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов RX Aгі от вычисленных (C) с линейными элементами (1). Визуальные наблюдения представлены маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС – большими точками.

$P_0 = 1.0296280^d$. Используя оценки масс компонентов из работы [4]: $M_1 = 1.30 M_\odot$, $M_2 = 0.36 M_\odot$, найдем темп потери вещества вторичным компонентом RX Aгі: $\dot{M}_2 = -9.15 \times 10^{-9} M_\odot/\text{год}$.

Полученные параметры долгопериодических орбит позволяют нам вычислить функции масс тройной $f(M_3)$ и четырехкратной $f(M_4)$ систем. При этом мы рассматриваем четырехкратную систему как иерархическую и считаем, что ближе к

двойной системе расположена орбита с меньшим периодом:

$$f(M_3) = \frac{a_L \sin^3 i_L}{P_L^2} = \frac{M_3^3 \sin^3 i_L}{(M_1 + M_2 + M_3)^2}, \quad (5)$$

$$f(M_4) = \frac{a_G^3 \sin^3 i_G}{P_G^2} = \frac{M_4^3 \sin^3 i_G}{(M_1 + M_2 + M_3 + M_4)^2}. \quad (6)$$

Здесь массы выражены в массах Солнца, большие полуоси орбит – в астрономических единицах и

Таблица 1. Параметры гипотетических долгопериодических орбит в RX Aгі

Параметр	Значение	Параметр	Значение
P_G	$(13540 \pm 430) \text{ сут} = (37 \pm 1) \text{ лет}$	P_L	$(3740 \pm 160) \text{ сут} = (10.2 \pm 0.4) \text{ лет}$
A_G	$(0.014 \pm 0.002) \text{ сут}$	A_L	$(0.0047 \pm 0.0009) \text{ сут}$
e_G	0.34 ± 0.01	e_L	0.26 ± 0.01
ω_G	$336^\circ \pm 11^\circ$	ω_L	$340^\circ \pm 18^\circ$
JD_G	2450450 ± 600	JD_L	2455140 ± 240
$a_G \sin i_G$	$(3.6 \pm 0.5) \times 10^8 \text{ км} = (2.4 \pm 0.4) \text{ а.е.}$	$a_L \sin i_L$	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^8 \text{ км} = (0.81 \pm 0.16) \text{ а.е.}$
$f(M_3)$	$0.0104 M_\odot$	$f(M_3)$	$0.0052 M_\odot$
$M_3 \sin^3 i_3$	$0.35 M_\odot$	$M_3 \sin^3 i_3$	$0.27 M_\odot$
$M_4 \sin^3 i_4$	$0.38 M_\odot$		

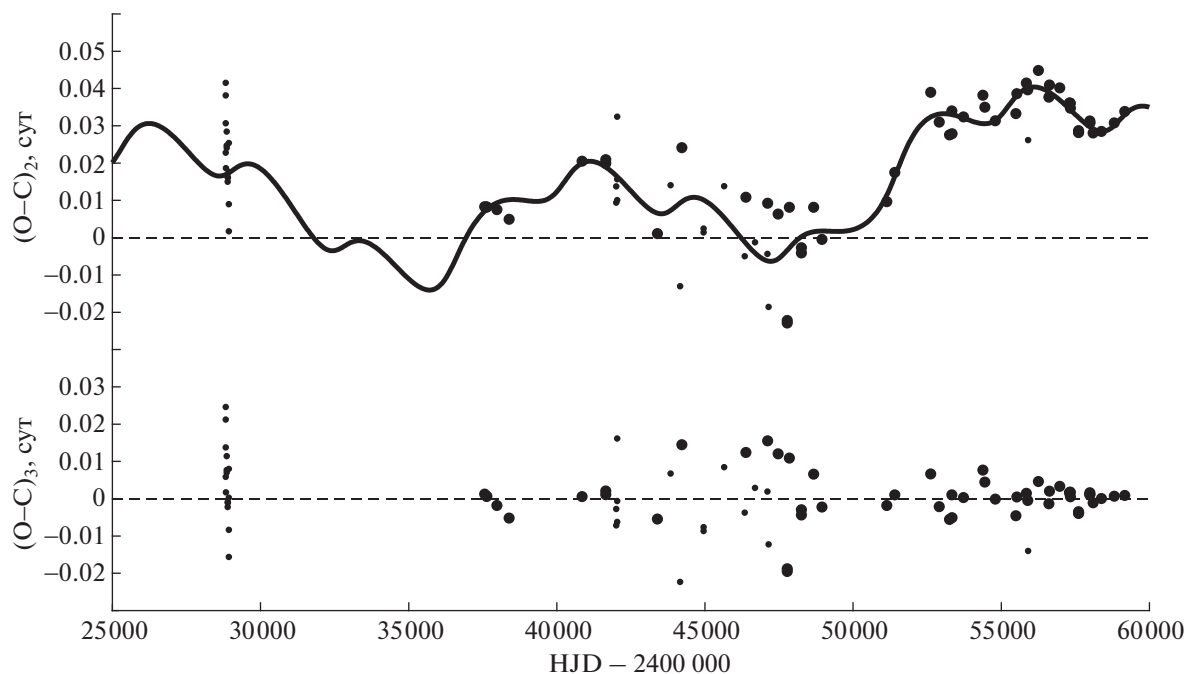


Рис. 2. Отклонения $(O-C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов RX Ag1 от вычисленных с линейными элементами из представления (2). Сплошная кривая — сумма теоретических кривых для параболы и световых уравнений с параметрами из табл. 1. В нижней части рис. 2 приведены значения $(O-C)_3$, полученные вычитанием из $(O-C)_2$ параболы и обоих световых уравнений. Обозначения такие же, как на рис. 1.

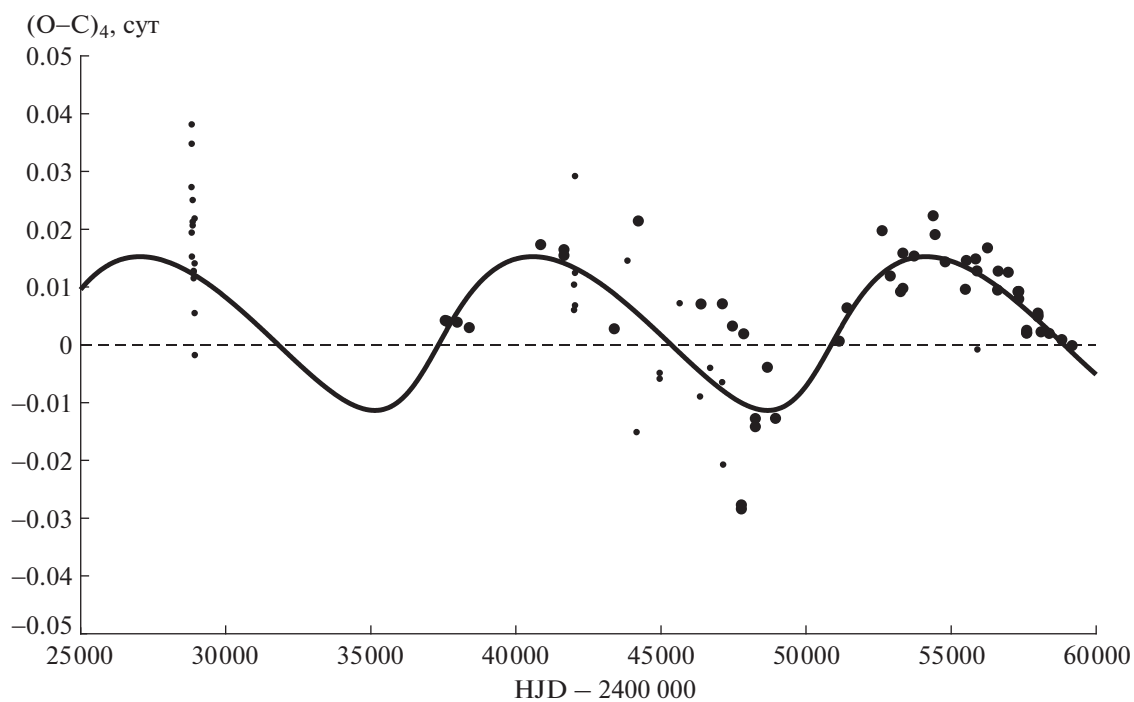


Рис. 3. Разности $(O-C)_4$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов RX Ag1 от вычисленных с квадратичными элементами (2) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом L. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Обозначения такие же, как на рис. 1.

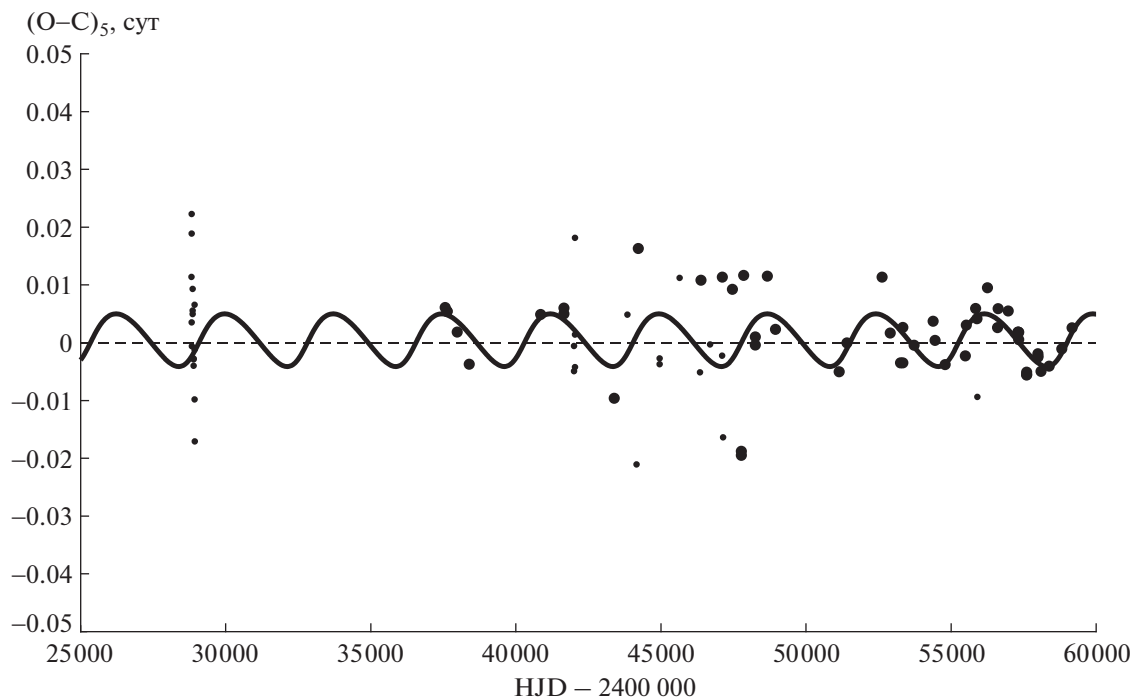


Рис. 4. Разности $(O-C)_5$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов RX Aгi от вычисленных с квадратичными элементами (2) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом L. Обозначения такие же, как на рис. 1.

периоды — в годах, M_1 и M_2 — массы компонентов затменно-двойной системы, M_3 и M_4 — массы дополнительных тел. Значения функций масс и минимальных масс третьего и четвертого компонентов для каждого рассмотренного случая приведены в табл. 1. Светимость наиболее массивного дополнительного компонента ($M_4 \geq 0.38 M_\odot$) в предположении, что это звезда Главной последовательности, $L_4 \geq 0.0087 L_\odot$ [19]. Соответствующая относительная светимость $l_4 = 0.001$. Обнаружить такой третий свет в системе практически невозможно. Однако, не зная наклонности орбит, мы имеем дело с минимальными возможными массами дополнительных тел.

В качестве альтернативы гипотезе о третьем теле может служить предположение, что наблюдаемые модуляции периода являются проявлением магнитной активности. В работе [20] была предложена модель, в которой гравитационное квадрупольное взаимодействие обеспечивает механизм, посредством которого орбита реагирует на изменения внутренней структуры активной звезды. В этой модели амплитуда модуляций орбитального периода ΔP и амплитуда осцилляций $\Delta(O-C)$ на диаграмме O—C связаны соотношением: $\Delta P/P_0 = 2\pi \Delta(O-C)/P_{\text{mod}}$. Используя соответствующее значение периода двойной системы,

находим ΔP для всех значений $\Delta(O-C)$ и P_{mod} . Оба компонента RX Aгi имеют достаточно малые массы, чтобы обладать конвективной зоной и, соответственно, магнитным полем. Поэтому расчеты магнитных величин были сделаны для каждого компонента. Принимая оценки масс и радиусов компонентов из [4] и используя последовательность формул, приведенную в [20], 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 B активного компонента и изменений его светимости ΔL . Результаты приведены в табл. 2 и 3. Из этих таблиц видно, что приемлемые значения магнитного поля и колебаний светимости получаются только для главного компонента и для большего модулирующего периода.

3. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА V449 ORH

Для исследования изменений периода затменно-двойной системы V449 Oph также были использованы моменты минимумов из базы данных В. Р. Н. О [14]. Всего имеется 122 момента главно-

Таблица 2. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента RX Aгi для разных значений модулирующего периода

Величина	Значение	
P_{mod}	13540 сут	3740 сут
$\Delta(\text{O}-\text{C})$	0.014 сут	0.0047 сут
ΔP	0.58 с	0.70 с
ΔJ	2.92×10^{47} г см ² /с	3.55×10^{47} г см ² /с
ΔE	6.09×10^{41} эрг	8.99×10^{41} эрг
B	10.24×10^3 Гаусс	21.47×10^3 Гаусс
ΔL	1.64×10^{33} эрг/с = $0.042 L_{\odot} = 2.8 L_2$	8.74×10^{33} эрг/с = $2.27 L_{\odot} = 15.13 L_2$

Таблица 3. Величины, характеризующие циклы магнитной активности главного компонента RX Aгi для разных значений модулирующего периода

Величина	Значение	
P_{mod}	13540 сут	3740 сут
$\Delta(\text{O}-\text{C})$	0.014 сут	0.0047 сут
ΔP	0.58 с	0.70 с
ΔJ	6.73×10^{47} г см ² /с	8.18×10^{47} г см ² /с
ΔE	2.82×10^{41} эрг	4.17×10^{41} эрг
B	6.53×10^3 Гаусс	13.7×10^3 Гаусс
ΔL	7.58×10^{32} эрг/с = $0.20 L_{\odot} = 0.031 L_2$	4.05×10^{33} эрг/с = $1.05 L_{\odot} = 0.17 L_2$

го минимума: 106 визуальных, 3 фотографических и 13 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. На рис. 5 приведены отклонения $(\text{O}-\text{C})_1$ наблюдаемых (O) моментов минимумов V449 Oph от вычисленных с линейными элементами (C), полученными по всем моментам минимумов методом наименьших квадратов:

$$C \equiv \text{HJD}(\text{Min I}) = 2442959.5959(12) + 1.2430826(2)^d T, \quad (7)$$

где T – эпоха наблюдения. На этом рисунке фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные – маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС – большими точками. В дальнейшем анализе мы не использовали точку $\text{JD} = 2436039.400$, сильно отклоняющуюся от общего тренда. Изменения периода сначала были представлены одним световым уравнением. Однако после исключения из наблюдений теоретической кривой для светового уравнения оказалось, что имеются дополнительные колебания периода, которые также можно представить световым уравнением, поэтому изменения периода V449 Oph были представлены в виде:

$$\text{HJD}(\text{Min I}) = 2442959.6246(1) + 1.2430825(1)^d T + L\text{TE1} + L\text{TE2}. \quad (8)$$

Параметры световых уравнений определялись методом перебора в области их возможных значе-

ний. Одновременно (тоже перебором) уточнялись линейные элементы. Поиск подходящих световых уравнений осуществлялся методом последовательных приближений, подробно описанном в работе [21]. Окончательно параметры каждого светового уравнения уточнялись методом дифференциальных поправок [15] при фиксированных линейных элементах (8). Одновременно вычислялись ошибки определения параметров.

Параметры световых уравнений в V449 Oph для представления с линейными элементами приведены в табл. 4. Обозначения такие же, как в табл. 1. На рис. 6 приведены отклонения $(\text{O}-\text{C})_2$ наблюдаемых моментов минимумов V449 Oph от вычисленных с линейными элементами из представления (8). Сплошная кривая – сумма теоретических кривых для параболы и световых уравнений с параметрами из табл. 4. В нижней части рис. 6 приведены значения $(\text{O}-\text{C})_3$, полученные вычитанием из $(\text{O}-\text{C})_2$ обоих световых уравнений. Из этого рисунка видно, что полученное представление хорошо удовлетворяет наблюдениям. На рис. 7 приведены разности $(\text{O}-\text{C})_4$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с линейными элементами (8), $(\text{O}-\text{C})_2$, теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 4 с индексом L, и на рис. 8 – разности $(\text{O}-\text{C})_5$, полученные вычитанием из тех же значе-

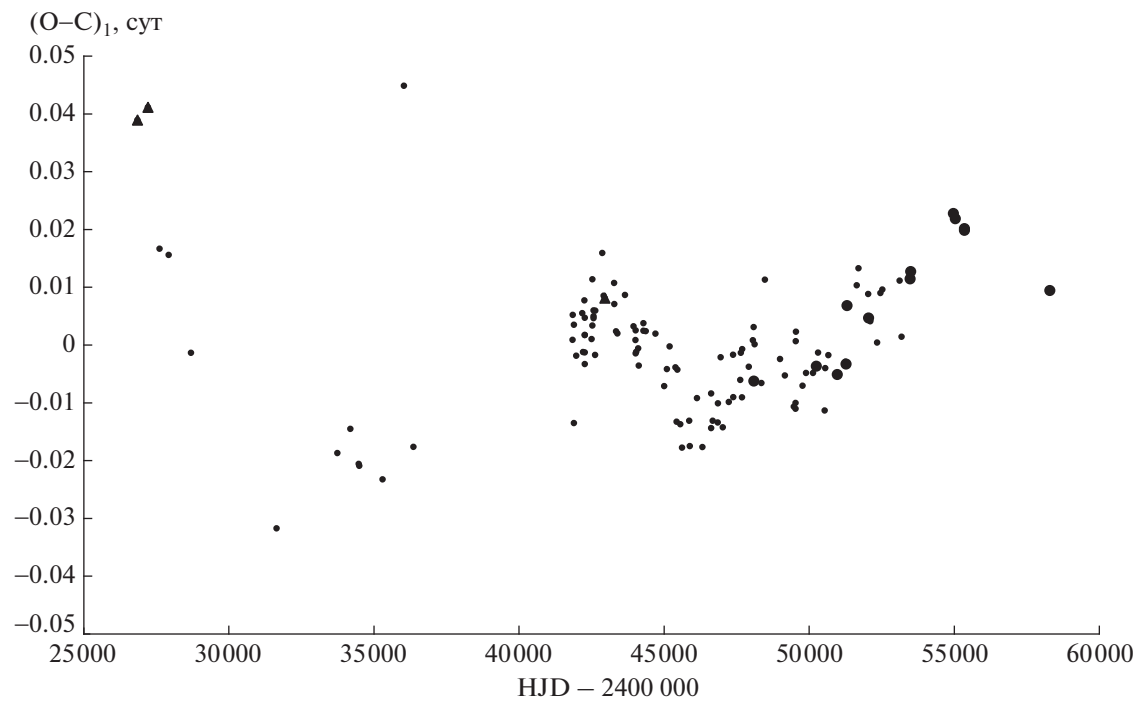


Рис. 5. Отклонения $(O-C)_1$ наблюдаемых моментов минимумов V449 Oph от вычисленных с линейными элементами (7). Фотографические наблюдения представлены в виде треугольников, визуальные — маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС — большими точками.

ний $(O-C)_2$ теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 4 с индексом G. Сплошной линией на рис. 7 показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 4 с индексом G. Сплошная линия на рис. 8 — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 4 с индексом L.

Изменения периода V449 Oph были также представлены суперпозицией квадратичных элементов и двух световых уравнений:

$$\begin{aligned} \text{HJD}(\text{Min I}) = & 2442959.6210(1) + \\ & + 1.2430826(1)^d T + 4.45(1)^d \times 10^{-11} T^2 + \quad (9) \\ & + LTE1 + LTE2 \end{aligned}$$

Таблица 4. Параметры гипотетических долгопериодических орбит в V449 Oph для представления с линейными элементами

Параметр	Значение	Параметр	Значение
P_G	$(29800 \pm 740) \text{ сут} = (81.6 \pm 2.0) \text{ лет}$	P_L	$(16300 \pm 250) \text{ сут} = (44.6 \pm 0.7) \text{ лет}$
A_G	$(0.050 \pm 0.006) \text{ сут}$	A_L	$(0.016 \pm 0.003) \text{ сут}$
e_G	0.96 ± 0.01	e_L	0.83 ± 0.06
ω_G	$164^\circ \pm 2^\circ$	ω_L	$144^\circ \pm 10^\circ$
JD_G	2457200 ± 750	JD_L	2443750 ± 200
$a_G \sin i_G$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^9 \text{ км} = (8.7 \pm 2.1) \text{ а.е.}$	$a_L \sin i_L$	$(4.1 \pm 0.8) \times 10^8 \text{ км} = (2.8 \pm 0.5) \text{ а.е.}$
$f(M_3)$	$0.098 M_\odot$	$f(M_3)$	$0.0107 M_\odot$
$M_3 \sin^3 i_3$	$0.97 M_\odot$	$M_3 \sin^3 i_3$	$0.41 M_\odot$
L_3	$0.81 L_\odot$	L_3	$0.0126 L_\odot$
l_3	0.09	l_3	0.0014
$M_4 \sin^3 i_4$	$1.08 M_\odot$		
L_4	$1.39 L_\odot$		
l_4	0.15		

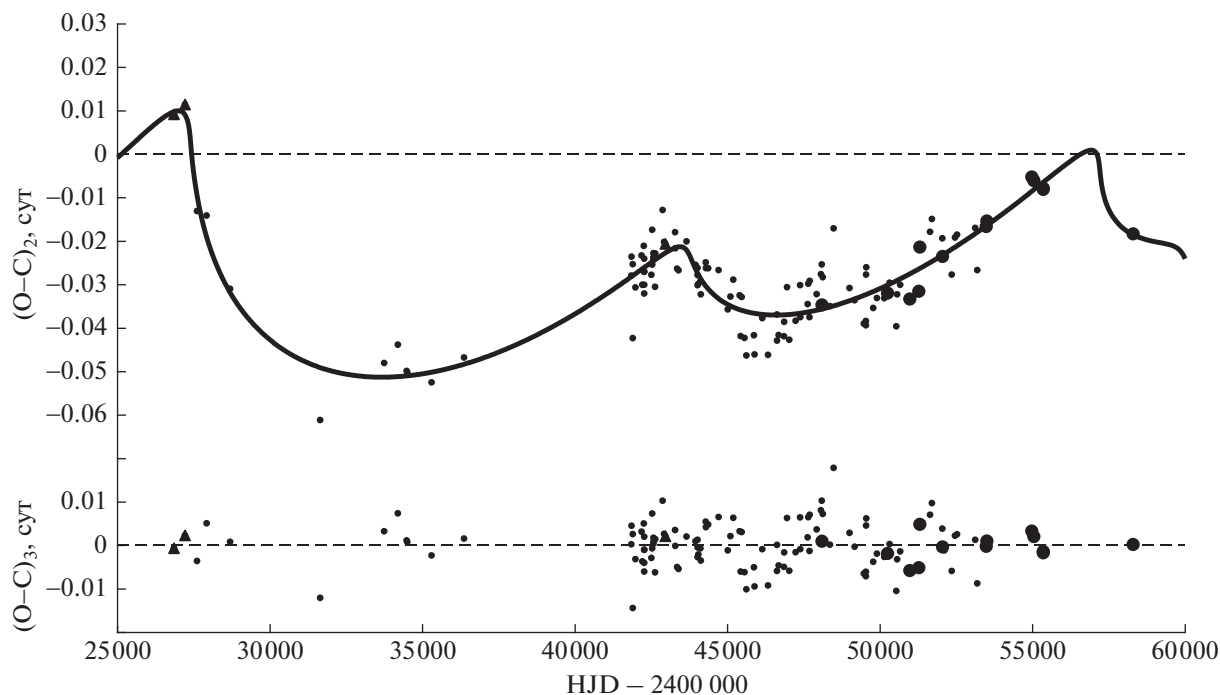


Рис. 6. Отклонения $(O-C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов V449 Oph от вычисленных с линейными элементами (8). Сплошная кривая — сумма теоретических кривых для световых уравнений с параметрами из табл. 4. В нижней части рисунка приведены значения $(O-C)_3$, полученные вычитанием из $(O-C)_2$ обоих световых уравнений. Обозначения такие же, как на рис. 5.

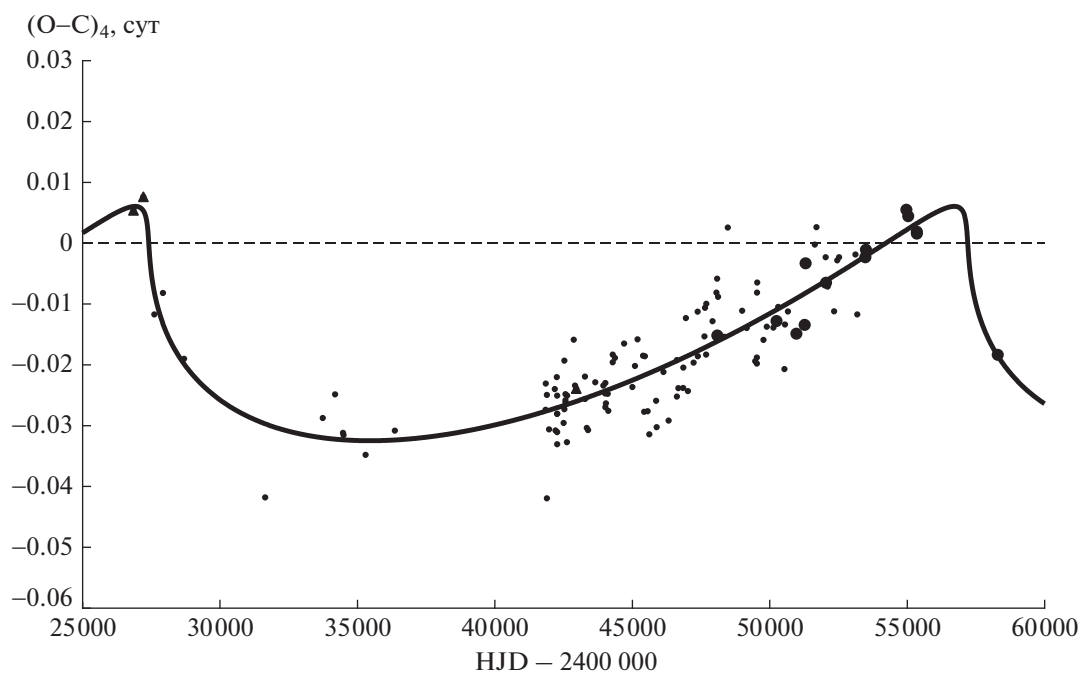


Рис. 7. Разности $(O-C)_4$, полученные вычитанием из отклонений $(O-C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с линейными элементами (8) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 4 с индексом L. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 4 с индексом G. Обозначения такие же, как на рис. 5.

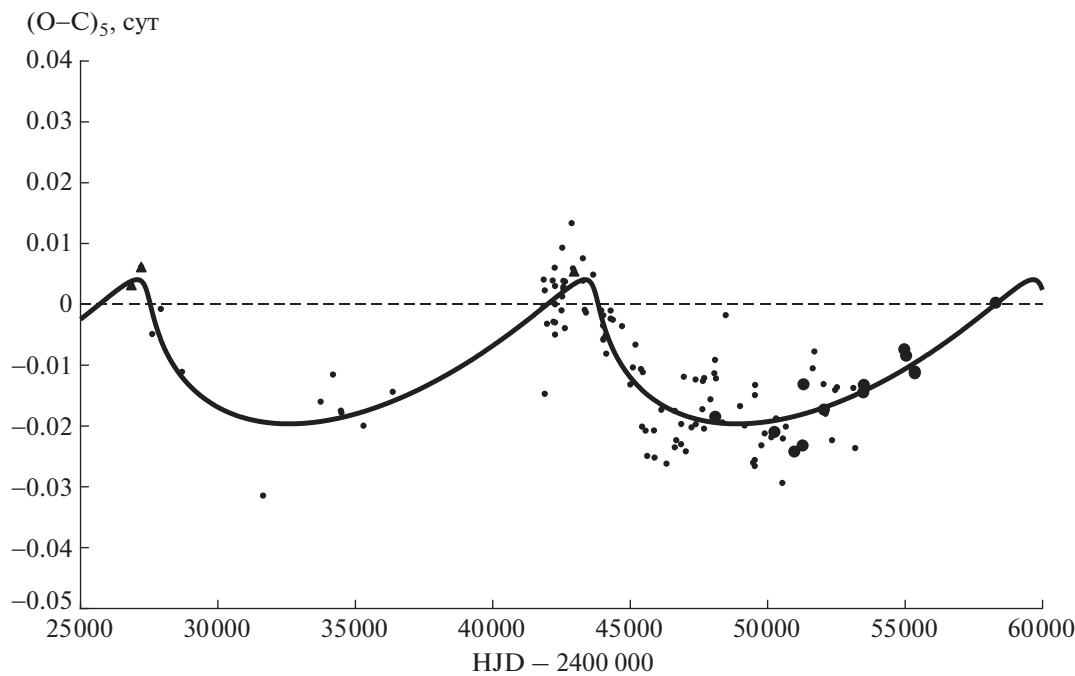


Рис. 8. Разности $(O-C)_5$, полученные вычитанием из отклонений $(O-C)_2$ наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с линейными элементами (8) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 4 с индексом G. Сплошная линия — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 4 с индексом L. Обозначения такие же, как на рис. 5.

Параметры световых уравнений определялись так же, как и в предыдущем случае и приведены в табл. 5. Обозначения в этой таблице такие же, как в табл. 1.

Предполагая, что оба циклические изменения периода V449 Oph являются следствием присутствия в системе дополнительных тел и

рассматривая четырехкратную систему как иерархическую, можно, как и в предыдущем случае, найти функции масс. Для этого были использованы оценки масс компонентов из [13]: $M_1 = 1.65 M_\odot$, $M_2 = 0.44 M_\odot$. Значения функций масс и минимальных масс третьих и четвертых компонентов для каждого рассмотренного случая

Таблица 5. Параметры гипотетических долгопериодических орбит в V449 Oph для представления с квадратичными элементами

Параметр	Значение	Параметр	Значение
P_G	(28600 ± 860) сут = (78.3 ± 2.4) лет	P_L	(16530 ± 275) сут = (45.2 ± 0.8) лет
A_G	(0.023 ± 0.004) сут	A_L	(0.033 ± 0.003) сут
e_G	0.80 ± 0.08	e_L	0.97 ± 0.01
ω_G	$151^\circ \pm 8^\circ$	ω_L	$158^\circ \pm 2^\circ$
JD_G	2445600 ± 820	JD_L	2443850 ± 60
$a_G \sin i_G$	$(6.0 \pm 1.0) \times 10^8$ км = (4.0 ± 0.7) а.е.	$a_L \sin i_L$	$(8.5 \pm 1.8) \times 10^8$ км = (5.7 ± 1.2) а.е.
$f(M_3)$	$0.0103 M_\odot$	$f(M_3)$	$0.0914 M_\odot$
$M_3 \sin^3 i_3$	$0.40 M_\odot$	$M_3 \sin^3 i_3$	$0.94 M_\odot$
L_3	$0.0112 L_\odot$	L_3	$0.70 L_\odot$
l_3	0.0012	l_3	0.08
$M_4 \sin^3 i_4$	$0.51 M_\odot$		
L_4	$0.036 L_\odot$		
l_4	0.004		

Таблица 6. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента V449 Oph для разных значений модулирующего периода для представления с линейными элементами

Величина	Значение	
P_{mod}	29800 сут	16300 сут
$\Delta(\text{O}-\text{C})$	0.050 сут	0.016 сут
ΔP	1.13 с	0.662 с
ΔJ	3.79×10^{47} г см ² /с	2.22×10^{47} г см ² /с
ΔE	3.74×10^{41} эрг	1.28×10^{41} эрг
B	4.28×10^3 Гаусс	4.43×10^3 Гаусс
ΔL	4.56×10^{32} эрг/с = $0.119 L_{\odot} = 0.33 L_2$	2.86×10^{32} эрг/с = $0.074 L_{\odot} = 0.20 L_2$

Таблица 7. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента V449 Oph для разных значений модулирующего периода для представления с квадратичными элементами

Величина	Значение	
P_{mod}	28600 сут	16530 сут
$\Delta(\text{O}-\text{C})$	0.023 сут	0.033 сут
ΔP	0.543 с	1.35 с
ΔJ	1.82×10^{47} г см ² /с	4.51×10^{47} г см ² /с
ΔE	8.59×10^{40} эрг	5.30×10^{41} эрг
B	3.03×10^3 Гаусс	6.27×10^3 Гаусс
ΔL	1.09×10^{32} эрг/с = $0.028 L_{\odot} = 0.077 L_2$	1.16×10^{33} эрг/с = $0.30 L_{\odot} = 0.84 L_2$

приведены в табл. 4 и 5. Там же приведены значения светимостей, соответствующих этим массам, вычисленные в предположении, что дополнительные компоненты — звезды Главной последовательности [19].

Как отмечено выше (см. Введение), спектральный класс вторичного компонента V449 Oph был определен как F4 V [10] с оговоркой, что согласно показателям цвета, полученным в [11], вторичный компонент должен иметь более поздний спектральный класс. В работе [13] вторичному компоненту V449 Oph приписан спектральный класс K6 IV. Так что он вполне может иметь конвективную оболочку и, следовательно, магнитное поле. Используя те же соотношения, что и в предыдущем разделе, и принимая оценки масс компонентов и абсолютного радиуса вторичного компонента $R_2 = 1.65 R_{\odot}$ из [13], находим оценки величин, характеризующих циклы магнитной активности. Эти величины приведены в табл. 6 для представления с линейными элементами и в табл. 7 для квадратичного представления изменений периода. Светимости компонентов затменно-двойной системы определим, исходя из оценок массы и относительной светимости главного компонента, приведенных в [13]. Главный компонент затменно-двойной системы является звездой Главной последовательности, и его светимость можно найти из соотношения масса-светимость в соответствующем диапазоне масс [19]:

$L_1 = 8.7 L_{\odot}$. Согласно [13], его относительная светимость равна 0.96, тогда абсолютная светимость вторичного компонента получается равной $L_2 = 0.36 L_{\odot}$.

Из табл. 6 и 7 видно, что для всех модулирующих периодов полученные оценки магнитных и энергетических величин вполне укладываются в допустимые рамки. А вот возможные колебания светимости получаются довольно большими, кроме случая, когда модулирующий период равен 28600 при квадратичном представлении эфемерид. Однако оценки требуемой энергии и, следовательно, изменений светимости, основанные на формулах из [20], следует рассматривать как верхние пределы. В работах [22, 23] было показано, 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.

Линейные элементы

На рис. 6 и 7 видно, что каждое из синусоидальных представлений хорошо описывает наблюдения, причем наблюдения охватывают два периода меньшей волны и один полный период большей волны. Присутствие сразу двух допол-

нительных тел маловероятно, как из-за очень вытянутых орбит, так и из-за мало различающихся периодов. Предполагаемый вклад третьего тела в светимость системы довольно мал для обоих тел, однако до сих пор ничего не известно о наличии или отсутствии третьего света в системе. При интерпретации изменений периода циклами магнитной активности также получаются приемлемые величины для каждого цикла (если учитывать результаты работ [22, 23]). Таким образом, в этом случае одно из циклических изменений (любое) может быть следствием светового уравнения, однако более приемлемые параметры светового уравнения получаются для меньшей волны, а второе — следствием магнитной активности вторичного компонента. Следствием магнитной активности вторичного компонента в этом случае могут быть также оба вида колебаний.

Квадратичные элементы

После исключения параболы получается суперпозиция двух синусоидальных колебаний, на первый взгляд, мало отличающихся от случая линейных элементов. Однако в данном случае, в то время как колебания с большим периодом хорошо представляются как световым уравнением, так и магнитными колебаниями, для колебаний с меньшим периодом получаем световое уравнение с очень большим эксцентриситетом, а для магнитных колебаний получаются очень большие колебания светимости вторичного компонента. Поэтому этот вариант кажется маловероятным. Графики для квадратичного представления не приводятся, так как они мало отличаются от соответствующих графиков для линейного представления.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование изменений орбитального периода затменно-двойной системы RX Aг1 показало, что их можно представить суперпозицией векового увеличения периода и двух циклических изменений. Вековое увеличение периода можно объяснить перетеканием вещества от вторичного компонента к главному, при этом темп потери вещества $\dot{M}_2 = -9.15 \times 10^{-9} M_\odot/\text{год}$. Циклические изменения с большой вероятностью являются следствием присутствия двух дополнительных тел в системе с массами $M_3 \geq 0.27 M_\odot$ и $M_4 \geq 0.38 M_\odot$ и соответствующими периодами 10.2 года и 37 лет. Магнитные колебания подходят для объяснения циклических изменений с большим периодом, только если в качестве активной звезды выступает главный компонент. В этом случае получается тройная система с дополнительным телом массой

$M_3 \geq 0.27 M_\odot$ и периодом долгопериодической орбиты $P_3 = 10.2$ года.

Для уточнения характера изменений орбитального периода в затменно-двойной системе RX Aг1 нужны дальнейшие наблюдения моментов минимумов, а также решение высокоточных кривых блеска для уточнения орбитальных параметров и выяснения вопроса о третьем свете в блеске системы. Желательно также получение кривой лучевых скоростей для надежного определения масс компонентов.

Исследование изменений орбитального периода затменно-двойной системы V449 Oph показало, что их можно представить суперпозицией двух циклических изменений либо суперпозицией векового увеличения периода и двух циклических изменений с мало различающейся точностью ($\sigma = 0.00509^d$ в первом случае и $\sigma = 0.00521^d$ во втором случае). В обоих случаях присутствие двух дополнительных тел в системе маловероятно как из-за очень вытянутых орбит, так и из-за не на много различающихся периодов. При линейных элементах возможно сочетание светового уравнения с периодом 44.6 лет и магнитных колебаний с периодом 81.6 лет. Возможно также представление обоих циклов как следствие магнитных колебаний. При квадратичном представлении для колебаний с меньшим периодом получаем световое уравнение с очень большим эксцентриситетом, а для магнитных колебаний получаются довольно большие колебания светимости вторичного компонента. Поэтому для представления изменений орбитального периода V449 Oph предпочтительнее использовать линейные элементы.

К сожалению, для затменно-двойной системы V449 Oph имеются только приближенные значения абсолютных параметров. Поэтому выводы о природе изменений ее орбитального периода следует считать предварительными. Для уточнения характера изменений орбитального периода в затменно-двойной системе V449 Oph нужны дальнейшие наблюдения моментов минимумов, а также решение высокоточных кривых блеска для уточнения орбитальных параметров и выяснения вопроса о третьем свете в блеске системы. Желательно также получение кривой лучевых скоростей для надежного определения масс компонентов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Hoffmeister, Astron. Nachr. **235**, 195 (1934).
2. F. Lause, Astron. Nachr. **266**, 237 (1938).
3. G. E. McCluskey, Astron. J. **71**, 527 (1966).
4. R. E. Wilson and J. B. Rafert, Astron. and Aph. Suppl. Ser. **42**, 195 (1980).
5. W. Götz and W. Wenzel, Mitt. Veränder. Sterne **1**, №504 (1960).

6. *T. J. Herczeg*, IAU Symp. **88**, 89 (1980).
7. *O. Morgenroth*, Astron. Nachr. **250**, 75 (1933).
8. *S. Piotrowski*, Acta Astron. ser. c **2**, 79 (1934).
9. *R. Szafraniec*, Acta Astron. **22**, 273 (1972).
10. *E. M. Halbedel*, Publ. Astron. Soc. Pacif. **96**, 98 (1984).
11. *R. W. Hilditch and G. Hill*, Mem. Roy. Astron. Soc. **79**, 101 (1975).
12. *A. D. Mallama*, Astrophys. J. Suppl. **44**, 241 (1980).
13. *M. A. Svechnikov and Eh. F. Kuznetsova*, Vizier On-line Data Catalog: Approximate elements of eclipsing binaries (1990).
14. B.R.N.O. Project — Eclipsing Binaries database, <http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php>.
15. *И. Халиуллина, Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. **61**, 393 (1984).
16. *Д. Я. Мартынов*, в кн.: М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флорья, В. П. Цесевич *Переменные звезды* (Гостехиздат, т. 3, стр. 464—490, 1947).
17. *P. P. Eggleton*, Astrophys. J. **268**, 368 (1983).
18. *Х. Ф. Халиуллин*, Астрон. журн. **51**, 395 (1974).
19. *Z. Eker, F. Soudugan, E. Soyduğan, S. Bilir, E. Yaz Gökçe, I. Steer, M. Tüysüz, T. Şenyüz, and O. Demircan*, Astron. J. **149**, 131 (2015).
20. *J. H. Applegate*, Astrophys. J. **385**, 621 (1992).
21. *А. И. Халиуллина*, Астрон. журн. **96**, 196 (2019).
22. *A. F. Lanza, M. Rodono, and R. Rosner*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **296**, 893 (1998).
23. *A. F. Lanza and M. Rodono*, Astron. and Astrophys. **349**, 887 (1999).

МАССОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ БЛЕСКА ЗВЕЗД В ПРОИЗВОЛЬНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПОЛОСЕ

© 2023 г. М. Е. Прохоров^{1,*}, А. И. Захаров¹, В. Г. Мошкалев¹, Н. Л. Крусанова¹, М. С. Тучин¹

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

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

Поступила в редакцию 13.02.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 27.03.2023 г.

Рассмотрена задача о вычислении блеска массива звезд в произвольной фотометрической полосе, не являющейся стандартной полосой астрономической фотометрии, по их многоцветной фотометрии в некоторой другой фотометрической системе. Похожая задача заключается в переводе фотометрических измерений звезд из одной многоцветной фотометрической системы в другую. Эта задача включает в себя методы вычисления и сравнения звездных величин, а также слияния фотометрических каталогов. Рассматриваются вопросы выбора различных нуль-пунктов фотометрии и редукции измерений за атмосферу. Обсуждаются вопросы уменьшения погрешности предложенных методик. Статья частично основана на докладе, представленном на конференции “Современная звездная астрономия-2022”, прошедшей в Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ им. М. В. Ломоносова 8–10 ноября 2022 г.

Ключевые слова: фотометрия, фотометрические системы, фотометрические каталоги, звездные величины

DOI: 10.31857/S0004629923050092, **EDN:** YXCAPG

1. ВВЕДЕНИЕ

Фундаментальная фотометрия астрономических объектов проводится в определенных фотометрических системах (наборах фотометрических полос), которых на сегодняшний день разработано более двух сотен [1]. Самыми популярными системами сегодня являются системы UBVR Джонсона [2] и *ugriz* (точнее *u'g'r'i'z'*) [3]. В обеих системах получен большой наблюдательный материал, объем которого продолжает расти. Время от времени возникает задача вычисления блеска звезд (звезды) в какой-то другой полосе по измерениям в этих фотометрических системах. Один из примеров — объединение массивов наблюдений в системах Джонсона и *ugriz*, т.е. вычисление звездных величин в полосах Джонсона по *ugriz* или наоборот. Другой пример из прикладной области — вычисление блеска звезд в широкой панхроматической полосе кремниевого приемника излучения, сенсibilизированного в красную или синюю области спектра. Такие приемники используются в приборах для ориентации и навигации в космосе.

Рассматриваемый нами метод ориентирован на максимально точный перевод блеска звезд в заданную полосу, но не для каждой отдельной звезды, а для основной массы звезд. Для неболь-

шой доли “пекулярных” объектов будут наблюдаться “выбросы” — отклонения от истинных значений их звездных величин.

Рассмотрим оба этих примера: первый — создание каталога блеска звезд в широкой панхроматической полосе для использования в оптико-электронных приборах (ОЭП) космического базирования (например, в звездных датчиках ориентации), и второй — пересчет величин звезд между фотометрическими системами UBVR Джонсона и *ugriz*.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕЛИЧИН ЗВЕЗД В ПАНХРОМАТИЧЕСКОЙ ПОЛОСЕ

2.1. Постановка задачи и исходные данные

Задача для этого случая ставится следующим образом. Нам известна кривая спектральной чувствительности приемника излучения ОЭП для которого будет проводиться расчет звездных величин $S(\lambda)$. Для некоторого списка звезд нам необходимо рассчитать их звездные величины в этой полосе. Основным критерием при составлении списка звезд обычно является предельная звездная величина (причем наиболее корректно использовать предельную звездную величину именно в рассчитываемой полосе S). Помимо

этого из списка могут исключаться самые яркие звезды, неразрешенные двойные, переменные звезды и другие пекулярные объекты. Номер звезды в списке будем обозначать индексом i .

На момент начала расчетов фотометрического каталога звезд в полосе S нет, и его создание путем проведения наблюдений с помощью целевого ОЭП или его фотоприемника не предполагается.

Исходными данными для нас является массив фотометрических наблюдений звезд m_* , входящих в упомянутый выше список, в одной или нескольких фотометрических системах $R_j(\lambda)$, где индекс j обозначает полосы фотометрических систем, в которых проведены фотометрические измерения. У произвольной звезды из списка измерения в части фотометрических полос могут отсутствовать.

Нам известны все кривые спектральной чувствительности фотометрических систем $R_j(\lambda)$, фотометрические наблюдения в которых мы будем использовать.

Помимо этого для *некоторых* звезд мы знаем распределения энергии в их спектрах $E_*(\lambda)$. Такие звезды мы будем называть “фотометрическими стандартами” или просто “стандартами”. Их число невелико по сравнению с полным числом звезд в списке.

Наконец, если фотометрические измерения звезд имеют классическую калибровку на звезду спектрального класса A0V (“Вега”) [4], то нам будет нужно распределение энергии в ее спектре $E_{A0}(\lambda)$. Далее мы будем рассматривать в первую очередь случаи именно с такой калибровкой.

Спектры фотометрических стандартов и спектр “Веги” должны перекрывать фотометрическую полосу $S(\lambda)$ и все полосы $R_j(\lambda)$.

2.2. Основные соотношения

Звездные величины (энергетические), откалиброванные по “Веге” задаются следующими выражениями. Для звезд, измеренных в астрономических фотометрических полосах $R_j(\lambda)$,

$$m_{j*} - m_{j,A0} = -2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_*(\lambda) R_j(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_{A0}(\lambda) R_j(\lambda) d\lambda}, \quad (1)$$

а для измерений звезд в полосе ОЭП $S(\lambda)$

$$m_{S*} - m_{S,A0} = -2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_*(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_{A0}(\lambda) S(\lambda) d\lambda}. \quad (2)$$

Эти соотношения имеются для всех звезд списка, хотя индекс i в формулах (1) и (2) опущен. Формула (1) может быть записана не для всех значений j , мы уже отмечали выше, что фотометрические измерения звезд могут быть проведены не во всех полосах R_j .

Если в используемых нами фотометрических измерениях звезд использовалась калибровка по звезде A0V, то по определению все показатели цвета этой звезды равны нулю [4], в том числе и все показатели цвета со звездной величиной в полосе S :

$$m_{j,A0} - m_{S,A0} \equiv 0. \quad (3)$$

Тогда, просуммировав формулы (1) и (2) и воспользовавшись соотношением (3), получаем выражение

$$m_{S*} - m_{j*} = -2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_{A0}(\lambda) R_j(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_{A0}(\lambda) S(\lambda) d\lambda} + 2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_*(\lambda) R_j(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_*(\lambda) S(\lambda) d\lambda}. \quad (4)$$

Для фотометрических стандартов, у которых известны распределения энергии $E_*(\lambda)$, интегралы в формулах (1), (2) и (4) считаются явно. Для них мы можем вычислить звездные величины во всех спектральных полосах R_j , фигурирующих в фотометрическом каталоге (помимо реальных фотометрических измерений, в этом каталоге содержащихся). Важное отличие фотометрических стандартов от остальных звезд в том, что по формулам (2) и (3) мы можем посчитать их звездные величины в полосе ОЭП — S .

Если фотометрических стандартов достаточно много, то мы можем попытаться по ним аппроксимировать зависимость (4). Встает вопрос о классе функций, который следует использовать для проведения этой аппроксимации. Теоретически вопрос об “идеальной аппроксимационной функции” очень сложен, но для практического решения задач нужна не идеальная, а хорошая

аппроксимация. Указание же на выбор такой функции (достаточно хорошей для проведения аппроксимации) получить довольно легко, поскольку многие двцветные диаграммы показателей цвета звезд хорошо описываются полиномами с небольшими степенями. Обычно нас этот выбор вполне удовлетворяет.

Таким образом, мы будем искать аппроксимацию зависимости (4) для фотометрических стандартов в виде

$$m_{S*} - m_{j*} = P(CI_{*,1}, \dots, CI_{*,N}), \quad (5)$$

где P — многомерный полином, аргументами которого являются показатели цвета звезд CI_n , равные разностям звездных величин звезды в парах различных фотометрических полос из набора R_j при всех возможных сочетаниях полос (см. формулу (6) ниже).

Степень аппроксимирующего полинома P определяется в ходе определения его коэффициентов, но она не должна быть очень высокой (3, в крайнем случае, 5).

Аргументами этого полинома могут быть любые показатели цвета, построенные для фотометрических полос каталога R_j :

$$CI_{*,n} = m_*(R_j) - m_*(R_k). \quad (6)$$

Полосы не должны совпадать ($j \neq k$), а из двух симметричных показателей цвета, отличающихся только знаком, $m_*(R_j) - m_*(R_k)$ и $m_*(R_k) - m_*(R_j)$, надо оставить только один, из любых соображений. Если в наборе R_j содержится J фотометрических полос, то, с учетом приведенных соображений, различных показателей цвета можно построить $(J-1)(J-2)/2$, но независимыми из них будут только $J-1$. Это и есть максимальное число аргументов полинома P , т.е. его размерность по числу аргументов.

Последнее замечание к формуле (5). Звездная величина в полосе ОЭП вычисляется как показатель цвета относительно j -й фотометрической полосы R_j . Для разных звезд каталога можно использовать разные показатели цвета, но гораздо удобнее для всех звезд обрабатываемого списка использовать одну и ту же опорную фотометрическую полосу, например, первую, $j = 1$, или самую популярную и самую точную при редукции за атмосферу — полосу V фотометрической системы Джонсона. Будем обозначать номер выбранной нами единой для всех звезд опорной фотометрической полосы $j = l$.

Теперь для всех звезд списка, не являющихся фотометрическими стандартами, вычисляем их величины m_{S*} в полосе ОЭП по формуле (5).

Коснемся вопроса оценки точности полученных результатов. Зная число квантов излучения, зарегистрированных при проведении фотометрии, можно оценить случайную погрешность измерения, которая является оценкой снизу для полной ошибки, включающей систематическую составляющую. Если в каталоге имеется несколько измерений одной и той же звезды, выполненных в разное время, в разных местах и на разной аппаратуре, то мы получаем другой инструмент для оценки ошибки фотометрии. (Если мы уверены, что звезда не является переменной, то ее наблюдения можно усреднить, чтобы повысить точность.) Эти два способа оценки применимы для всех звезд из обрабатываемого списка, поскольку для них нужны только результаты фотометрических измерений. Для фотометрических стандартов, если они являются реальными звездами, а не средними или синтетическими спектрами, можно сделать еще две проверки. Во-первых, можно провести сравнение вычисленных по спектру, по формуле (1), звездных величин с реальными фотометрическими измерениями. Это позволяет оценить точность спектральных распределений фотометрических стандартов. Во-вторых, можно провести сравнение звездных величин, вычисленных по аппроксимационному полиному, с реальными наблюдениями. Это определяет точность рассматриваемого метода.

2.3. Звезды с неполным набором фотометрии

Реальная процедура выглядит несколько сложнее. Это связано с тем, что не для всех звезд в имеющемся у нас фотометрическом каталоге присутствуют измерения блеска для всех фотометрических полос R_j . Пусть, например, этот набор содержит J фотометрических полос, по которым можно построить $J-1$ независимых показателей цвета. Можно ожидать, что такой же должна быть и размерность полинома P : $\dim(P) = J-1$. Это наиболее полный полином (самой большой возможной размерности).

Однако для звезд, у которых один или несколько показателей цвета отсутствуют, проводить вычисление звездной величины m_{S*} по этому полиному невозможно. Такие звезды нужно объединить в группы, в которых у всех звезд есть определенный набор показателей цвета (некоторые звезды из этой группы могут иметь “лишние” показатели цвета, которых нет у всех звезд группы). Для фотометрического каталога с $J-1$ показателями цвета (т.е. с J фотометрическими полосами R_j) группы начинаются с “одноцветных”, число которых равно числу показателей цвета каталога $J-1$, затем идут “двцветные”, звезды в которых содержат два различных показателя цвета (порядок их следования не важен), всего “дву-

цветных” групп будет $(J-1)(J-2)/2$, затем идут группы с большим числом показателей цвета вплоть до максимальной, в которой звезды обладают всеми $J-1$ показателями цвета. Всего различных групп будет $2^{J-1} - 1$. Из всех возможных групп выбираем наиболее многочисленны, а при близком числе звезд в группах — те из них, у которых больше число показателей цвета. Вполне может случиться так, что число звезд, у которых есть измерения во всех J фотометрических полосах, может быть настолько невелико, что использование этой группы будет малоинтересно. Для каждой из отобранных звезд строится свой аппроксимационный полином. Размерность этих полиномов равна числу показателей цвета в соответствующей группе. Эта процедура возможна, поскольку фотометрические стандарты обладают всеми показателями цвета и, соответственно, входят во все возможные группы звезд.

В разделе 3 мы рассмотрим пример проведения подобной процедуры, а затем дадим к нему дополнительные комментарии.

2.4. Звездные величины, заданные в системе “AB”

В настоящее время все шире используется система звездных величин AB [5], в которой звезды вместо спектра “Веги” калибруются по гипотетическому эталонному спектру, имеющему постоянный поток в единичном частотном интервале. Нуль-пункт для звездных величин AB определяется таким образом, чтобы освещенности от звезд в системе AB и в системе с калибровкой по Веге были приблизительно равны в полосе фильтра V.

Звездные величины в калибровке AB содержатся в таких популярных каталогах, как SDSS [6] и PanSTARRS [7]. В обоих каталогах используется фотометрическая система ugriz.

В этом случае формулы (1) и (2) принимают вид

$$m_{S,*}^{AB} = -2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_*(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (3631 \text{ Jy}) S(\nu) d\nu},$$

$$m_{j,*}^{AB} = -2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_*(\lambda) R_j(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (3631 \text{ Jy}) R_j(\nu) d\nu}. \quad (7)$$

2.5. Редукция наземных наблюдений “за атмосферу”

Поглощение в атмосфере зависит от длины волны, в которой ведутся наблюдения, и от воз-

душной массы атмосферы на луче зрения M_Z . Последняя величина зависит в первую очередь от зенитного расстояния z , на котором наблюдается звезда:

$$M_Z \approx \sec z. \quad (8)$$

Стандартный закон атмосферного поглощения выражается функцией

$$P_{st}(\lambda, z) = p_{st}^{M_z}(\lambda), \quad (9)$$

где P_{st} — стандартное поглощение атмосферы на зенитном расстоянии — z , p_{st} — стандартное поглощение атмосферы в зените (т.е. при $z = 0$). Стандартное поглощение зависит от температуры воздуха, меняется от сезона к сезону, может меняться от ночи к ночи, конечно, зависит от географического положения обсерватории, от ее высоты над уровнем моря и т.д. Закону стандартного поглощения посвящено большое число работ, см., например, [8–10] и ссылки в них.

При наблюдении с Земли регистрируемый сигнал от звезды вместо формул (1) и (2) будет описываться соотношениями

$$m'_{j,*} - m'_{j,A0} = -2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_*(\lambda) R_j(\lambda) p_{st}^{M_z}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_{A0}(\lambda) R_j(\lambda) p_{st}^{M_z}(\lambda) d\lambda},$$

$$m'_{S,*} - m'_{S,A0*} = -2.5 \lg \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_*(\lambda) S(\lambda) p_{st}^{M_z}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} E_{A0}(\lambda) S(\lambda) p_{st}^{M_z}(\lambda) d\lambda}. \quad (10)$$

Штрих над буквой m в формуле (11) говорит о том, что это “податмосферная” звездная величина.

Более подробно о деталях редукции атмосферного поглощения в оптическом диапазоне можно прочитать в работе [11], посвященной повторной обработке Тянь-Шаньского WBVR-каталога ГАИШ [12].

3. ПРИМЕР ВЫЧИСЛЕНИЯ ВЕЛИЧИН ЗВЕЗД В ПАНХРОМАТИЧЕСКОЙ ПОЛОСЕ

Рассмотрим реальный пример создания фотометрического каталога звезд в широкой панхроматической полосе S матричного ПЗС-приемника излучения с обратной засветкой. Создаваемый каталог должен содержать все звезды неба, которые в этой полосе имеют блеск $S < 7.0^m$. Полоса S , для которой рассчитывался каталог, близка к полосе чувствительности матрицы e2v CCD47-20BI NIMO с просветлением, оптимизированным на середину видимого диапазона (“Midband

Coated”) [13]. В фотометрическом каталоге звезд содержались величины в спектральных полосах B_T и V_T из каталога Tycho-2 [14] в видимом диапазоне и величины в спектральных полосах J, H, K (расширенная на инфракрасный диапазон фотометрическая система Джонсона [4]) из каталога 2MASS [15]. Все эти фотометрические полосы показаны на рис. 1. В исходный каталог входили различные звезды, наиболее яркие в полосе V_T , а также звезды, яркие в ближней инфракрасной области. (Для части этих звезд после проведения расчетов оказалось $S > 7.0^m$. Такие звезды были исключены из списка.)

В качестве спектров “фотометрических стандартов” в этом примере использовались средние Вильнюсские спектры [16–18]. В этих работах было опубликовано 49 средних спектров звезд различных спектральных классов и классов светимостей (на момент написания этих работ были измерены спектры примерно 1400 индивидуальных звезд [17], которые использовались для усреднения). Все спектры были приведены к ну-

левому межзвездному поглощению (“отбелены”) [17]. К ним были добавлены покрасненные спектры от $A_V = 0^m$ до $A_V = 3.3^m$ со случайным шагом. Для покраснения спектров звезд использовался закон межзвездного покраснения из работы [19].

Каталоги Tycho-2 и 2MASS откалиброваны по Веге, поэтому при вычислениях использовались формулы (1–7).

Редукция звездных величин за атмосферу не проводилась. Для каталога Tycho-2 она не требуется, поскольку звездные величины B_T и V_T получены с борта космического аппарата Hipparcos и исходно являются внеатмосферными. В пояснительном дополнении к каталогу 2MASS [20] содержатся графики зависимости поглощения света от воздушной массы (поглощение парами воды — основной источник поглощения в атмосфере в этих полосах) в каждой из трех фотометрических полос каталога, и поясняется, что достоверно учесть поглощение на различных воздушных массах оказалось трудноразрешимой задачей. Следу-

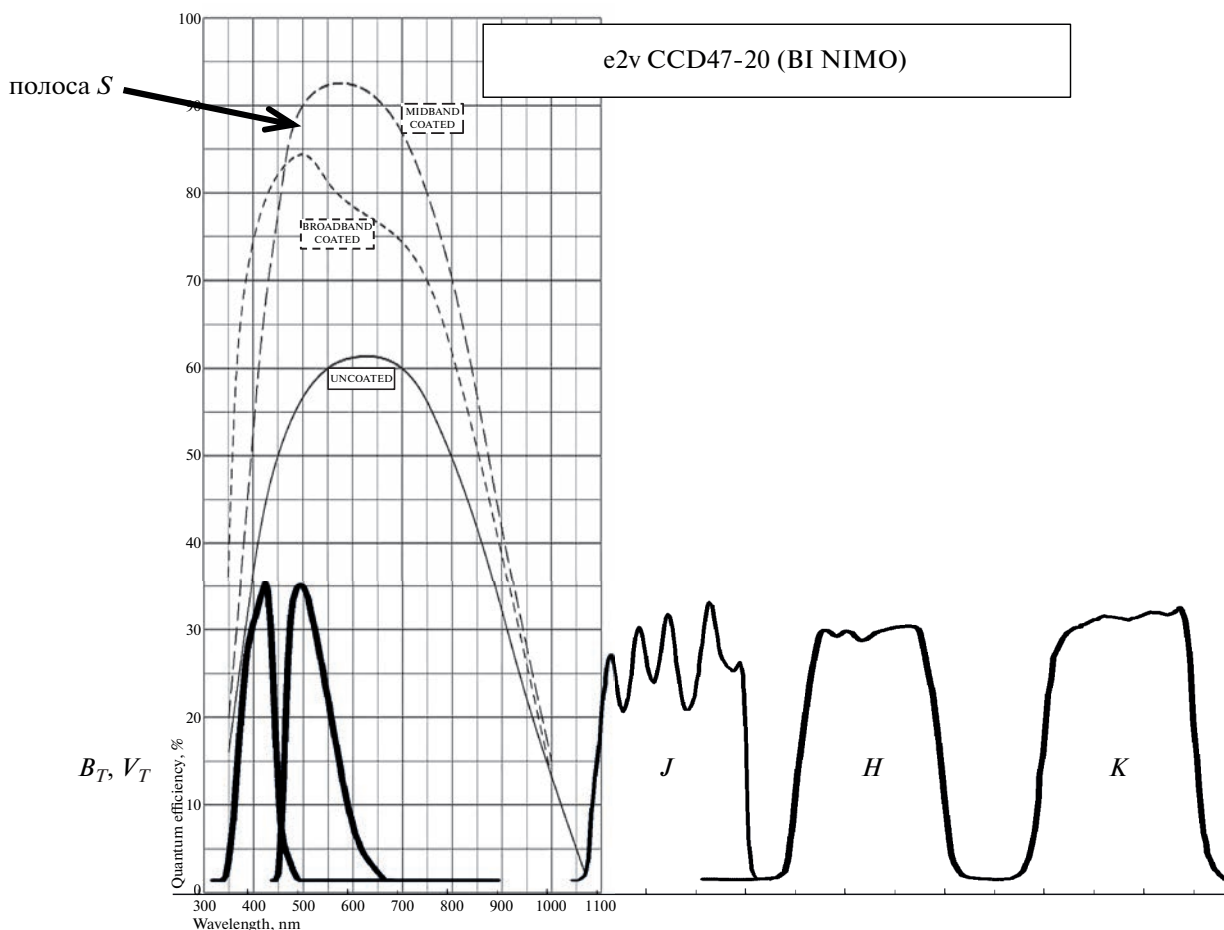


Рис. 1. Кривые спектральной чувствительности для панхроматической полосы S и для пяти полос фотометрического каталога звезд: B_T , V_T , J, H и K.

Таблица 1. Характеристики групп звезд из рассматриваемого примера

№ г/г	dim(P)	Формула (5)
1	3	$m_{S,1} - V_T = P_1 (B_T - V_T, V_T - J, V_T - K) + C_1$
2	2	$m_{S,2} - V_T = P_2 (B_T - J, V_T - J) + C_2$
3	2	$m_{S,3} - V_T = P_3 (B_T - H, V_T - H) + C_3$
4	2	$m_{S,4} - V_T = P_4 (B_T - K, V_T - K) + C_4$
5	2	$m_{S,4} - V_T = P_4 (V_T - J, V_T - K) + C_4$
6	1	$m_{S,5} - V_T = P_5 (V_T - J) + C_5$

ет заметить, что в полосах 2MASS атмосферное поглощение ниже, чем в видимом диапазоне.

Пять фотометрических полос входного каталога позволяют составить четыре независимых показателя цвета. Звезды входного списка можно разделить на 15 групп по наличию у них различных показателей цвета (см. подраздел 2.3). Но самыми многочисленными из них оказались 6 групп, приведенных в табл. 1. Для этих групп были построены аппроксимационные полиномы $P_1, \dots, P_6$, аргументы которых также приведены в табл. 1. Степени полиномов по каждой переменной не превышали 3.

Для нахождения коэффициентов полиномов использовалась устойчивая процедура МНК, использующая сингулярное разложение матрицы плана [21]. При проведении МНК использовалась дополнительная процедура регуляризации, при которой малозначимые коэффициенты полинома обнулялись: такими считались коэффициенты, сингулярные числа которых составляли менее 10^{-4} от максимального сингулярного числа матрицы плана. Подробнее процедура регуляризации описана в [22, 23].

Далее для каждой звезды вычислялись показатели цвета, фигурирующие среди аргументов полиномов (см. табл. 1). У звезды с неполным набором фотометрии не все эти индексы будут существовать. Далее, в порядке возрастания порядковых номеров полиномов в табл. 1, мы сравниваем получившийся набор показателей цвета звезды с набором аргументов соответствующего полинома. Первое же найденное совпадение используется для расчета звездной величины звезды m_S в панхроматической полосе S.

Из получившегося выходного каталога были исключены звезды с $S > 7.0^m$. После этого была пересчитана численность групп звезд, для которых строились аппроксимационные полиномы (см. табл. 1). Мы были готовы изменить состав групп и провести повторное построение полино-

мов, если бы численность групп сильно изменилась, но этого не понадобилось.

4. ПЕРЕВОД ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН ИЗ ОДНОЙ МНОГОЦВЕТНОЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ В ДРУГУЮ

4.1. Отличия в постановке задачи и исходных данных

Рассмотрим две достаточно близкие фотометрические системы. В качестве примера здесь и ниже мы будем использовать 5-цветную систему Джонсона (полосы UBVRI) и систему u'g'r'i'z' (далее штрихи при обозначении полос этой системы мы будем опускать). Обе эти системы рассчитаны на видимый диапазон, который они охватывают полностью, немного заходя в близкий УФ диапазон и ближний ИК (см. рис. 2). У нас есть фотометрические наблюдения некоторого набора непременных звезд в одной из этих систем, нам надо перевести их в другую, т.е. вычислить блеск этих звезд в полосах другой фотометрической системы. Для конкретности будем рассматривать перевод из исходной системы ugriz в конечную UBVRI.

Мы можем свести эту задачу к предыдущей — решать ее независимо для каждой полосы конечной системы (т.е. для полос U, B, V, R и I) методом, описанным в разделах 2 и 3. Заметим, что в этих разделах мы везде упоминали, что конечная полоса S является панхроматической. Это соответствует и рассмотренному в разделе 3 примеру, и сложившейся практике создания каталогов звезд для ОЭП. Однако нигде в разделах 2 и 3 не использовалось условие существенно большей ширины конечной спектральной полосы по сравнению с фотометрическими полосами исходного каталога. И это действительно так — описанная в разделах 2 и 3 методика применима не только к панхроматическим полосам, но и к полосам с шириной, типичной для широкополосной астрономической фотометрии звезд ($\Delta\lambda/\lambda \sim 10\%$).

Однако задача в такой постановке предоставляет нам дополнительные возможности. Если при создании каталога звезд для ОЭП наблюдения в его фотометрической полосе S всегда отсутствуют, то в рассматриваемом случае ситуация обычно другая: чаще всего нужен не просто перевод из исходной фотометрической системы в конечную, а слияние двух каталогов — вычисление звездных величин UBVRI по величинам ugriz и включение их в уже имеющийся конечный фотометрический UBVRI-каталог. При этом часть звезд исходного каталога в конечном каталоге отсутствует, а для другой части его звезд в конечном каталоге есть прямые наблюдения этих же звезд (по крайней мере, в некоторых фотометрических

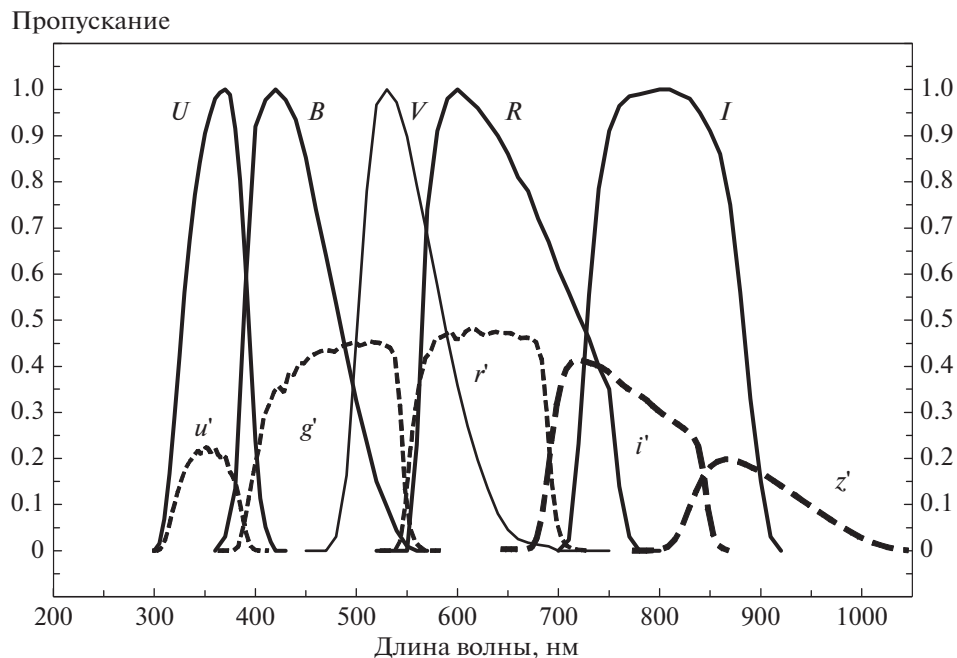


Рис. 2. Кривые пропускания фотометрических полос систем UBVRi Джонсона и ugriz. Для наглядности кривые пропускания приведены в разных нормировках. Каждая кривая системы Джонсона нормирована на единицу в максимуме пропускания, кривые системы ugriz приведены в абсолютной энергетической нормировке.

полосах UBVRi). Последняя группа звезд позволяет нам оценить погрешности проводимой процедуры. Для звезд, которые присутствуют в обоих каталогах, мы с помощью аппроксимационных полиномов P по показателям цвета звезд в исходной фотометрической системе ugriz вычисляем их звездные величины в (некоторых) полосах конечной системы UBVRi. Затем мы сравниваем полученные значения с прямыми наблюдениями в этих полосах и получаем оценки погрешностей нашей процедуры.

4.2. Решение задачи без использования спектров звезд

Реально ситуация еще богаче. Если звезд, входящих в оба каталога, достаточно много, мы можем отказаться от использования спектральных распределений энергии для звезд-фотометрических стандартов, а работать только по фотометрическим данным.

В этом случае процедура слияния каталога UBVRi с каталогом ugriz будет состоять из следующих шагов.

1. Среди звезд, входящих в оба каталога, выделяем группы звезд по наличию у них различных наборов показателей цвета, построенных только из цветов исходного каталога ugriz. Процедура полностью аналогична описанной в подразделе 2.3.

2. Из построенных групп звезд оставляем только достаточно многочисленные.

3. Выбираем одну из оставшихся групп.

3.1. Составляем аппроксимационный полином в соответствии с набором показателей цвета исходного каталога у выбранной группы звезд. (Коэффициенты полинома пока не определены.)

3.2. Выбираем одну из фотометрических полос конечной системы UBVRi.

3.2.1. Оставляем в группе только звезды, у которых есть наблюдения в этой полосе в конечном каталоге.

3.2.2. Проверяем, достаточно ли число звезд, оставшихся в группе, для проведения аппроксимации. (Если нет — возвращаемся к шагу 3.2, выбирая другую полосу.)

3.2.3. Методом наименьших квадратов или наибольшего правдоподобия определяем набор коэффициентов полинома, при котором между значениями полиномов и прямыми наблюдениями звезды в выбранной полосе невязка минимальна для всего набора звезд, оставшихся в группе. (Желательно использовать устойчивые методы.)

3.2.4. Сохраняем (запоминаем) коэффициенты полинома и невязку.

3.2.5. Берем следующую фотометрическую полосу конечной системы UBVRi.

3.2.6. Возвращаемся к шагу 3.2.

3.3. Выбираем следующую группу.

3.4. Возвращаемся к шагу 3.

4. Для каждой полосы конечной системы UBVR_I упорядочиваем полиномы, вычисляющие звездные величины в этой полосе, по размерности (по числу используемых показателей цвета).

5. Для всех звезд, у которых отсутствуют изменения в какой-либо полосе конечной фотометрической системы, вычисляем эти значения по полиному с максимально возможной размерностью.

6. Включаем вычисленную звездную величину в конечный каталог.

5. ИСТОЧНИКИ СПЕКТРОВ ДЛЯ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ

Вопрос источников спектров для фотометрических стандартов заслуживает отдельного обсуждения. Таких источников несколько: это средние спектры звезд, синтетические спектры, наблюдения индивидуальных звезд и массовые спектральные обзоры неба. Обсудим каждый из этих источников.

5.1. Средние спектры звезд

Для создания средних спектров нужны достаточно многочисленные индивидуальные спектральные наблюдения звезд. Эти звезды классифицируются в соответствии со спектральной классификацией [24]. Пекулярные объекты отбрасываются, а оставшиеся звезды группируются по спектральным классам и классам светимости. Затем необходимо привести спектры к одинаковому значению межзвездного поглощения — обычно к нулевому (т.е. “отбелить” спектры). После этого спектры звезд внутри каждой группы усредняются.

Построение средних спектров — очень кропотливая процедура. Для нее нужно, чтобы индивидуальные спектры звезд перекрывали один и тот же спектральный интервал и были построены с примерно одинаковым шагом.

Одними из первых работ были уже упомянутые выше работы Вильнюсской группы [16–18]. Аналогичные работы были выполнены Пиклсом [25, 26]. Был ряд других подобных работ, последняя из которых вышла примерно в 2000 г.

5.2. Синтетические спектры звезд

Расчеты синтетических спектров основаны на различных программах моделирования переноса излучения в звездных атмосферах, например, на коде Куруца [27]. Такой подход позволяет рассчитывать спектры для сотен тысяч сочетаний эффективной температуры, ускорения силы тяжести на уровне фотосферы, химического состава и

ряда других параметров звезд. При этом расчеты могут проводиться в очень широком интервале длин волн и практически для любого спектрального разрешения. Только за последнее десятилетие опубликованы библиотеки синтетических спектров POLLUX [28], Stagger-grid [29], INTRIGOSS [30], PHOENIX [31] и др. К сожалению, несмотря на огромные успехи в синтезе спектров звезд в последние десятилетия спектры многих реальных звезд заметно отклоняются от синтетических.

При построении синтетических спектров межзвездное поглощение не учитывается.

5.3. Реальные спектральные измерения звезд

На сегодняшний день число спектров звезд с необходимым для нашей задачи разрешением и с высоким отношением сигнала к шуму, полученных астрономами, вероятно, приближается к миллиону. Их использование затруднено разнородностью представления материала и разрозненностью хранения.

5.4. Массовые спектральные обзоры неба

Этот источник данных представляется очень перспективным. Примером подобного обзора является проект LAMOST [32]. За 10 лет работы этого телескопа получено более 11.2 млн. спектров низкого разрешения и почти 30 млн. среднего разрешения (DR9 V1.0). Последний публичный релиз (LAMOST DR8 V2.0) содержит более 10.6 млн спектров низкого разрешения и более 22 млн среднего [32].

6. ОБСУЖДЕНИЕ

6.1. Основные внешние источники ошибок

6.1.1. Что такое внешние ошибки. Описанный нами метод определения блеска звезд в произвольной фотометрической полосе по их многоцветной фотометрии в других полосах основан на предположении, что фотометрические и спектральные параметры звезд меняются не произвольно, а взаимно зависимы — в многомерном пространстве фотометрических параметров (ПФП) звезды выстраиваются вдоль некоторых линий или поверхностей. Это предположение подтверждается наблюдениями — достаточно взглянуть на диаграмму Герцшпрунга—Рассела или на любую двуцветную диаграмму.

Если какая-либо причина изменяет положение звезды в ПФП, мы считаем ее внешней ошибкой. Таких причин немного, рассмотрим их ниже.

Звезды с существенными внешними ошибками надо исключать из исходного каталога.

6.1.2. Ошибки отождествления звезд из разных фотометрических каталогов. Если данные исходного каталога взяты из нескольких разных фотометрических каталогов (в примере, рассмотренном в разделе 3, из Tycho-2 и 2MASS), то возникает задача взаимного отождествления фигурирующих в них звезд. При ее решении неизбежно возникают ошибки — неверные отождествления. У неверно отождествленной пары объектов набор фотометрических характеристик может очень сильно отличаться от зависимости для реальных звезд.

6.1.3. Двойные и кратные звезды. Если компоненты двойной звезды заметно различаются по спектру (по эффективной температуре) и при этом сравнимы по блеску (разница не более нескольких звездных величин), то их суммарный спектр и, соответственно, набор фотометрических характеристик может быть не похож ни на одну реальную звезду.

То же относится и к кратным звездам.

6.1.4. Переменные звезды. Ситуация с переменными звездами несколько более сложная. В отношении нашей задачи переменные звезды можно разделить на три группы. К первой из них относятся звезды, на поверхности которых есть участки с существенно различающейся температурой. Такими звездами являются двойные с сильным эффектом отражения, например, HZ Her, или “пятнистые” вращающиеся переменные типа BY Dra. Спектр и набор показателей цвета у таких переменных может очень сильно отличаться от нормальных звезд — как у рассмотренных выше двойных.

Вторая группа — это переменные звезды, у которых эффективная температура меняется со временем, но в любой момент одинакова на всей их поверхности. К этой группе относятся пульсирующие переменные. В этом случае наш метод будет работать, но при условии, что их наблюдения в исходном каталоге выполнены (квази)одновременно. В этом случае для каждого набора одновременных измерений в исходном каталоге мы сможем определить звездную величину в выходной фотометрической полосе, которая будет меняться от измерения к измерению.

К третьей группе относятся широкие затменные переменные звезды. Эффекты отражения и эллипсоидальности малы, следовательно, компоненты затменной системы имеют разные, но постоянные по поверхности температуры. Вне затмений такие системы не отличаются от неразрешенных двойных звезд (см. выше), их блеск не меняется. В моменты затмений спектр и показатели цвета системы меняются, т.к. меняется видимая площадь компонентов.

Компиляция фотометрических измерений переменных звезд, выполненных в разное время, недопустима.

6.1.5. Пекулярные звезды. Спектры некоторых звезд отличаются от спектров, которые ожидалось бы для них, в соответствии с их температурой и светимостью. Такие звезды называют пекулярными. Описанный метод не обеспечивает корректное вычисление их блеска в выходных полосах. Пекулярные звезды необходимо исключать из исходного каталога.

6.2. Собственные ошибки метода

Согласно принятой спектральной классификации звезд [24] основным параметром, от которого зависят фотометрические характеристики звезд, является эффективная температура фотосферы T_{eff} , связанная со спектральным классом звезды. Эффективная температура меняется непрерывно, в результате чего показатели цвета звезд, различающихся только по температуре, оказываются расположенными вдоль некоторой линии в ПФП.

Вторым параметром в этой классификации является класс светимости. Этот параметр дискретный и принимает значения от I до VI (класс светимости может разделяться на подклассы). Этот параметр связан с ускорением силы тяжести на поверхности звезды g (обычно используют $\lg g$). Звездам одного и того же спектрального класса, но разных классов светимости соответствуют различные значения $\lg g$. Следует заметить, что модели звездных атмосфер позволяют рассчитывать спектры звезд для любых сочетаний T_{eff} , $\lg g$ и других параметров, но в действительности классы светимости достаточно хорошо разделяются, т.е. распределение звезд по $\lg g$ не является равномерным. Это объясняется тем, что в ходе эволюции звезд от начальной главной последовательности реализуются не все возможные сочетания их параметров.

Таким образом, учет распределения звезд по двум основным параметрам приводит к тому, что показатели цвета звезд разных классов светимости оказываются расположенными вдоль нескольких линий в ПФП (каждый класс — вдоль своей линии). Точнее это будут не линии, а двумерные полосы конечной ширины (“ленточки”). Ширина полосы зависит от интервала значений $\lg g$, относящихся к соответствующему классу светимости, она зависит от T_{eff} . Полосы всех спектральных классов лежат на общей двумерной поверхности в ПФП, описывающей зависимость показателей цвета от T_{eff} и $\lg g$ при произвольных значениях этих параметров.

Ошибки фотометрических измерений и “тонкие” параметры звезд, оказывающие незначительное влияние на их спектры и показатели цвета (турбулентность, скорость вращения и наклон оси вращения к линии визирования, магнитное поле и т.п.), приводят к тому, что звезды в ПФП будут лежать не точно на полосах классов светимости, а в их окрестностях.

Изменения еще двух параметров могут вызывать значительные изменения спектров и показателей цвета звезд и не могут быть отнесены к “тонким”. Первый из них — содержание металлов в звезде — обычно задается относительным содержанием железа $[Fe/H]$, которое равно разности логарифмов отношения концентрации атомов железа к атомам водорода в звезде и в Солнце. Второй — межзвездное поглощение A_V , которое зависит от количества вещества на луче зрения между наблюдателем и звездой. Межзвездное поглощение зависит от длины волны, т.е. приводит к изменению показателей цвета звезд (к ее покраснению). Каждый из этих параметров имеет свои ограничения. Так, разброс обилия тяжелых элементов в звездах с общим происхождением обычно невелик. $[Fe/H]$ в шаровых скоплениях намного меньше, чем в диске Галактики, но в каждом из этих объектов его разброс не превышает ± 0.5 . Межзвездное поглощение может быть очень велико, однако закон нормального поглощения близок к степенной зависимости от длины волны, поэтому можно попытаться найти комбинацию показателей цвета, на которую параметр A_V не влияет [33, 34]. Изменение обилия металлов и межзвездное поглощение смещают положение звезды в ПФП каждый в определенном направлении, величина смещения зависит от $[Fe/H]$ и A_V . Таким образом, полосы классов светимости превращаются в многомерные параллелепипеды.

Встает вопрос о том, будет ли работать рассмотренный выше метод расчета в общем случае и как уменьшить его погрешность.

Один способ снижения погрешности достаточно понятен. Звезды образуют в ПФП гиперповерхность меньшей размерности. Точность результатов будет тем выше, чем больше размерность ПФП. Из приведенных выше рассуждений понятно, что размерность этой гиперповерхности лежит в интервале от 2 до 4, она зависит от набора звезд, входящего в исходный каталог, и мы не можем на него повлиять. Однако можно увеличить размерность ПФП, добавив в исходный каталог дополнительные фотометрические полосы. При этом добавляемые полосы должны быть реально независимы от уже имеющихся в каталоге. Для этого полосы близкой ширины не должны сильно перекрываться, но возможно включение более узких полос, охватывающих определенные спектральные линии или скачки. Строгую проверку

независимости полос фотометрической системы можно провести, проанализировав исходный каталог методом главных компонент [35, 36] или подсчитав количество значимых сингулярных чисел его SVD разложения [22].

Рассмотрим ситуацию с малым разбросом $[Fe/H]$ и A_V . Если мы будем обрабатывать исходный каталог или набор фотометрических стандартов как единый массив данных, смогут ли аппроксимационные полиномы охватить все полосы классов светимости? Эту проблему можно решить двумя способами — оба они еще не применялись, и их эффективность требует исследования. Первый способ — независимая обработка каждого класса светимости звезд. В этом случае снимается вопрос об охвате всех полос, но снижается число объектов, по которым строится полином. Пока неясно, как это скажется на погрешности метода.

Второй способ — включение в ПФП и в аргументы полиномов $\log g$. Эти данные сегодня известны для многих звезд, например, в каталоге Starhorse 2021 [37] содержатся значения параметров звезд, включая $\log g$, для 362 млн. объектов. Также $\log g$ должно быть известно для фотометрических стандартов, если они используются.

Однако то, что полосы классов светимости, вероятно, лежат на общей непрерывной (а скорее, на гладкой в математическом смысле) поверхности, указывает, что предложенный нами метод полиномиальной аппроксимации будет работать для всего исходного каталога в целом. Пример, приведенный в разделе 3, это подтверждает. Остается вопрос об оптимальности применения именно полиномов для аппроксимации, но его проще перенести в практическую плоскость, чем решать теоретически.

При большом разбросе обилия металлов в звездах исходного каталога можно включить параметр $[Fe/H]$ в ПФП и в аргументы полиномов. Значения этого параметра также известны для многих звезд, в частности для 362 млн. объектов каталога [37].

Последнее, что осталось обсудить, это учет межзвездного поглощения. Если мы строим аппроксимационные полиномы по синтетическим или средним спектрам, у которых $A_V = 0$, то из каждого такого спектра мы можем создать серию покрасненных спектров с любыми значениями A_V , и использовать их при построении полиномов.

Если мы используем реальные спектры для фотометрических стандартов, то мы также можем выполнять процедуру покраснения (для увеличения A_V) или “поголубения” (для уменьшения A_V). Если же мы работаем только с фотометрией, изменение звездных величин осуществляется по формулам (11), в которых закон атмосферного

поглощения заменен на межзвездное поглощение. В обоих случаях желательно знать исходные значения A_V для звезд входного каталога и фотометрических стандартов.

Сегодня такие источники есть, например, тот же каталог [37]. Если A_V имеется для многих звезд исходного каталога, то этот параметр можно включить в ПФП и добавить к аргументам полиномов, но необходимость такого действия не ясна.

Поскольку можно создать произвольное число по-разному покрасненных спектров, встает вопрос об их оптимальном количестве и распределении по A_V . Ясно, что при небольшом числе фотометрических стандартов или при использовании в них спектров с нулевым A_V , добавление покрасненных спектров повышает качество аппроксимационного полинома, но этот процесс должен быстро выходить на насыщение. Более того, использование спектров с большими покраснениями, превышающими A_V звезд исходного каталога, может ухудшить полиномы. Этот вопрос, а также оптимальное количество добавляемых покрасненных спектров требуют дополнительного исследования.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена задача о вычислении звездных величин некоторой достаточно многочисленной группы звезд в некоторых, в общем случае произвольно заданных фотометрических полосах, по фотометрическим измерениям этих звезд (фотометрическому каталогу) в нескольких других фотометрических полосах, например, в стандартных астрономических фотометрических системах UBVR Джонсона и ugriz.

При решении этой задачи возможны два случая. Первый — когда прямые наблюдения в выходных фотометрических полосах полностью отсутствуют. Такие ситуации типичны для создания каталогов звезд для приборов ориентации и навигации в космосе. Для решения этой задачи у некоторой небольшой части обрабатываемых звезд должны быть известны спектры в диапазоне, перекрывающем полосы чувствительности всех фотометрических полос, как выходных, так и полос входного астрономического фотометрического каталога. Такие звезды являются фотометрическими стандартами.

Во втором случае непосредственные фотометрические измерения звезд есть как во входных, так и в выходных полосах. В этом случае задача сводится к слиянию фотометрических каталогов или сравнению полученных в них наблюдений. Ее решение можно свести к первому рассмотренному случаю для каждой из выходных фотометрических полос. Однако при наличии достаточно большого количества звезд, присутствующих од-

новременно во входных и выходных фотометрических полосах, возможно решение этой задачи без использования спектров фотометрических стандартов.

В обоих случаях задача решается путем построения набора многомерных аппроксимационных полиномов по показателям цвета звезд. Практическое использование описанного в статье метода показало его хорошую среднюю точность при малой доле аномальных (“отскакивающих”) звезд.

Исходное применение метода рассчитано на одиночные непременные звезды, однако он вполне пригоден к тем двойным системам и тем переменным звездам, у которых нет большого различия эффективных температур в разных точках поверхности звезды или между компонентами двойной звезды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О. Ю. Малков, Астрон. журн. **92**, 890 (2018).
2. H. L. Johnson and W. W. Morgan, *Astrophys. J.* **117**, 313 (1953).
3. J. A. Smith, D. L. Tucker, S. Kent, M. W. Richmond, M. Fukugita, T. Ichikawa, S. Ichikawa, A. M. Jorgensen, A. Uomoto, J. E. Gunn, M. Hamabe, M. Watanabe, A. Tolea, and A. Henden, *J. Annis, Astron. J.* **123**, 2121 (2002).
4. M. S. Bessel, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **43**, 291 (2005).
5. J. B. Oke and J. E. Gunn, *Astrophys. J.* **266**, 713 (1983).
6. M. Fukugita, T. Ichikawa, J. E. Gunn, M. Doi, K. Shimazaki, and D. P. Schneider, *Astron. J.* **111**, 1748 (1996).
7. E. A. Magnier, E. Schlafly, D. Finkbeiner, M. Juric, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **205**, Id. 20 (2013).
8. C. W. Stubbs, F. W. High, M. R. George, K. L. DeRose, S. Blondin, J. L. Tonry, K. C. Chambers, B. R. Granett, D. L. Burke, and R. C. Smith, *PASP* **119**, 1163 (2007).
9. C. Buton, Y. Copin, G. Aldering, P. Antilogus, et al., *Astron. and Astrophys.* **549**, Id. A8 (2013).
10. A. Zakharov, A. Mironov, A. Biryukov, N. Kroussanova, M. Prokhorov, G. Beskin, S. Karpov, S. Bondar, E. Ivanov, A. Perkov, and V. Sasyuk, *Acta Astron.* **65**, 197 (2015).
11. А. И. Захаров, М. Е. Прохоров, А. В. Миронов, В. Г. Мошкалева, Н. Л. Крусанова, М. С. Тучин, А. В. Бурыков, 2023 (in preparation).
12. В. Г. Корнилов, И. М. Волков, А. И. Захаров, В. С. Козырева и др., Каталог WBVR величин ярких звезд Северного неба. — Труды Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга, Т. 63. — М.: Изд. Моск. ун-та, 1981. — 400 с.
13. CCD47-20 Back Illuminated NIMO Frame-Transfer High Performance CCD Sensor / A1A-100040 V.5, Teledyne e2v (UK) Ltd 2017 // URL: <https://www.teledyneimaging.com/download/559369b0-7ff8-4d9b-ad41-0951c14c3aa4/> (дата обращения 30.11.2022).

14. *E. Høg, C. Fabricius, V. V. Makarov, S. Urban, T. Corbin, G. Wycoff, U. Bastian, P. Schwendiek, and A. Wicenec*, *Astron. and Astrophys.* **355**, L27 (2000).
15. *S. G. Kleinmann*, in *Robotic telescopes in the 1990s*, ed. *A. V. Filippenko*, *ASP Conf. Ser.* **34**, 203 (1992).
16. *V. Straizys and Z. Sviderskiene*, *Astron. and Astrophys.* **17**, 312 (1972).
17. *V. Straizys and Z. Sviderskiene*, *Vilnius Astronomijos Observatorijos Biuletenis*, **35**, 3 (1972).
18. *Z. Sviderskiene*, *Vilnius Astronomijos Observatorijos Biuletenis*, **40**, 26 (1974).
19. *M. A. Fluks, B. Plez, P. S. The, D. de Winter, B. E. Westerland, and H. C. Steenman*, *Astron. Astrophys. Suppl.* **105**, 311 (1994).
20. *R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, S. Van Dyk, T. Chester, T. Evans, J. Fowler, J. Gizis, E. Howard, J. Huchra, T. Jarrett, E. L. Kopan, J. D. Kirkpatrick, R. M. Light, K. A. Marsh, H. McCallon, S. Schneider, R. Stiening, M. Sykes, M. Weinberg, W. A. Wheaton, S. Wheelock*, Pasadena: Caltech, 2001 // URL: <https://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/second/doc/explsup.html>.
21. Дж. Голуб, Ч. Ван Лоун, *Матричные вычисления* (М.: Мир, 1999).
22. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер, *Машинные методы математических вычислений* (М.: Мир, 1980).
23. *D. Chicco and M. Masseroli*, *IEEE/ACM Transactions on Computational Biology and Bioinformatics* **12**, 837 (2015).
24. *W. W. Morgan and P. C. Keenan*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **11**, 29 (1973).
25. *A. J. Pickles*, *Astrophys. J. Suppl.* **59**, 33 (1985).
26. *A. J. Pickles*, *PASP* **110**, 863 (1998).
27. *R. L. Kurucz*, *Mem. Soc. Astron. It. Suppl.* **8**, 14 (2005).
28. *A. Palacios M. Gebran, E. Josselin, F. Martins, B. Plez, M. Belmas, and A. Lebre*, *Astron. and Astrophys.* **545**, Id. A67 (2021).
29. *A. Chiavassa, L. Casagrande, R. Collet, Z. Magic, L. Bigot, F. Thevenin, and M. Asplund*, *Astron. and Astrophys.* **611**, Id. A11 (2018).
30. *M. Franchini, C. D. Morossi, P. Di Marcantonio, and M. Chavez*, in *Chemical and Dynamical Evolution of Galaxies*, Id. 3 (2018).
31. *T.-O. Husser, S. Wende-von Berg, S. Dreizler, D. Homeier, A. Reiners, T. Barman, and P. H. Hauschildt*, *Astron. and Astrophys.* **553**, Id. A6 (2013).
32. Large Sky Area Multi-Object Fibre Spectroscopic Telescope (LAMOST) / National Astronomical Observatories, China. 1905–2021. // URL: <http://www.lamost.org/lmusers/> (дата обращения 30.11.2022).
33. В. Л. Страйжис *Многоцветная фотометрия звезд* (Вильнюс: “Мокслас”, 1977).
34. *V. Straizys Multicolor stellar photometry* (Tucson: Pachart Pub. House, 1992).
35. С. А. Айвазян, В. М. Бухитабер, И. С. Енюков, Л. Д. Мешалкин *Прикладная статистика. Классификация и снижение размерности* (М.: Финансы и статистика, 1989).
36. *I. T. Jolliffe and J. Cadima*, *Philos. Trans. Royal Soc. A: Math. Phys. Eng. Sci.* **374** (2016).
37. *F. Anders, A. Khalatyan, A. B. A. Queiroz, C. Chiappini, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **658**, Id. A91 (2022).

КАТАЛОГ РАЗРЕШЕННЫХ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ДВОЙНЫХ: РАЗРАБОТКА И ОПИСАНИЕ

© 2023 г. Д. Б. Зелеке^{1,2}, П. В. Пахомова³, С. Б. Тессема¹, С. Х. Негу¹, О. Ю. Малков^{3,*}

¹ Институт космических исследований, Обсерватория Энто, Аддис Абеба, Эфиопия

² Университет Аддис Абебы, Аддис Абеба, Эфиопия

³ Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: malkov@inasan.ru

Поступила в редакцию 13.02.2023 г.

После доработки 27.03.2023 г.

Принята к публикации 27.03.2023 г.

Разрешенные спектроскопические двойные — уникальные объекты среди других типов двойных. Они предоставляют единственную (помимо тригонометрических параллаксов) возможность определять с высокой точностью расстояния до объектов — важнейшую характеристику в астрономии. Двойные системы этого типа малочисленны, однако исчерпывающего каталога до сих пор не существует. Авторами разработана пилотная версия нового каталога разрешенных спектроскопических двойных. В нем собрана информация об элементах орбит, массах компонентов, параллаксах и других параметрах для 107 звезд. Таким образом, каталог представляет собой наиболее обширный список разрешенных спектроскопических двойных, известных на данный момент. Проведен предварительный анализ распределений звездных параметров объектов каталога, а также сравнение тригонометрических параллаксов из Gaia DR3 с орбитальными. Статья частично основана на докладе, представленном на конференции “Современная звездная астрономия-2022”, прошедшей в Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ им. М.В. Ломоносова 8–10 ноября 2022 г.

Ключевые слова: спектроскопические двойные звезды, визуальные двойные звезды, каталоги

DOI: 10.31857/S0004629923050110, **EDN:** YXGAUT

1. ВВЕДЕНИЕ

Разрешенными спектроскопическими двойными (resolved spectroscopic binaries, RSB) называют тип двойных систем, решения орбит для которых получены двумя методами: визуально и спектроскопически. Спектроскопическая двойная, будучи разрешенной визуально, представляет собой незаменимую возможность напрямую определять (а не оценивать) параллаксы и массы звезд. Такие объекты сравнительно немногочисленны, на данный момент их известно не более двух сотен. Исчерпывающего каталога разрешенных спектроскопических двойных на сегодняшний день не существует, однако попытки его создания предпринимались. В частности, в работе [1] собрано 40 систем такого типа с известными орбитальными элементами, массами компонентов, блеском и спектральной классификацией. За последующие годы было обнаружено и накоплено значительное количество RSB, представленных, в основном, в разрозненных публикациях.

Целью данной работы является создание каталога, содержащего наиболее полную информацию обо всех разрешенных спектроскопических

двойных, известных на данный момент. В следующих разделах представлено описание предварительной версии каталога.

2. СТРУКТУРА КАТАЛОГА

В каталоге собрано 107 разрешенных спектроскопических двойных из различных источников.

Большинство объектов и данные о них взяты из работ [1] и [2], содержащих списки из 40 и 69 систем соответственно. Эти списки существенно перекрываются между собой, и в таких случаях в каталог включались более свежие данные. Кроме того, использовались работы [3–6], а также ряд других публикаций, каждая из которых содержит детальное исследование одной двойной системы. Помимо данных из перечисленных выше публикаций, в каталог включены параллаксы и блеск из Gaia DR3 [7], а также некоторая информация из базы данных SIMBAD.

Каталог содержит следующие параметры и группы параметров:

- идентификаторы;
- экваториальные координаты (α , δ);

Таблица 1. Орбитальные и физические параметры для пяти объектов каталога разрешенных спектроскопических двойных

HD	HIP	Name	Period, year	T , JD	e			
6980	5438	V* AI Phe	$0.06732964 \pm 0.00000006$	243248.603 ± 0.004	0.1872 ± 0.0001			
16739	12623	* 12 Per	0.90620 ± 0.00001	2449112.965	0.663 ± 0.002			
18955	14157	V* IR Eri	0.1186046 ± 0.0000004	2451487.5005 ± 0.0079	0.7594 ± 0.0010			
195987	101382		0.1569384 ± 0.0000003	2456627.3786 ± 0.0075	0.30514 ± 0.00025			
214222	111528	ADS 16 098	22.3 ± 0.1	2454317.38 ± 35.42	0.3617 ± 0.013			
HD	ω , °	Ω , °	i , °	a , mas	a , AU			
6980	110.36 ± 0.03	13.31 ± 0.23	91.32 ± 0.39	1.315 ± 0.005	0.2227 ± 0.0008			
16739	89.9 ± 0.3	49.3 ± 0.6	127.0 ± 0.8	53.1 ± 0.7				
18955	174.69 ± 0.17	19.141 ± 0.082	92.24 ± 0.18	5.81 ± 0.03				
195987	357.195 ± 0.064	334.96 ± 0.07	99.364 ± 0.080	15.378 ± 0.027				
214222	144.216 ± 2.2				10.28172 ± 0.16102			
HD	γ , км/с		K_1 , км/с	K_2 км/с	M_1 , $M_\odot$	M_2 , $M_\odot$	Sp Type	
6980	-2.111 ± 0.004		51.166 ± 0.008	49.118 ± 0.007	1.1941 ± 0.0007	1.2438 ± 0.0007	G3V	
16739					1.340 ± 0.042	1.18 ± 0.04	F9V	
18955			54.31 ± 0.29	60.45 ± 0.34	0.982 ± 0.010	0.8819 ± 0.0089	K0V	
195987			28.8519 ± 0.0077	36.697 ± 0.025	0.842 ± 0.001	0.66201 ± 0.00076	G9V	
214222					1.117 ± 0.077	1.060 ± 0.065	G1V	
HD	B , mag	V , mag	G , mag	J , mag	H , mag	ϖ_{orb} , mas	ϖ_{trig} , mas	Ref.
6980	9.26	8.6	8.430471	7.301	6.935	5.905 ± 0.024	5.9069 ± 0.0191	[3]
16739	5.51	4.92	4.721669	3.97	3.69	41.7 ± 0.9	41.7962 ± 0.2956	[1]
18955	9.3	8.45	8.228626	7.011	6.629	19.557 ± 0.078	19.446 ± 0.052	[5]
195987	7.89		6.831616	5.474	5.081	46.131 ± 0.084	45.7485 ± 0.2012	[6]
214222	8.77	8.19	8.054345	7.018	6.715	14.0638 ± 0.2336	14.2345 ± 0.3196	[2]

Примечание. mas (milli arc second) — угловая миллисекунда дуги.

- орбитальные параметры (P , T_0 , a , i , e , ω , Ω);
- спектроскопические параметры (γ , K_1 , K_2 , $a_{1,2} \sin i$, $M_{1,2} \sin^3 i$);
- массы и/или их комбинации (M_1 , M_2 , q , $M_1 + M_2$);
- параллаксы (орбитальные, тригонометрические);
- спектральная классификация;
- блеск в полосах B , V , J , H , K , G .

В качестве примера приведена часть таблицы (см. табл. 1), состоящая из пяти строк каталога. В ней представлены не все параметры звезд каталога, а только те, что обладают наибольшей информативностью. В дальнейшем формат каталога будет модифицироваться.

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Более трети двойных систем каталога обладает периодами менее 5 лет (рис. 1, левая панель). Максимальное значение периода среди объектов каталога составляет $P = 318$ лет. Можно говорить о том, что по значениям орбитальных элементов звезды каталога распределены равномерно, в частности, по значениям эксцентриситетов e (рис. 1, правая панель).

На рис. 2 приведена зависимость “период-эксцентриситет” для двойных систем, вошедших в каталог. Область избегания в левом верхнем углу графика (отсутствие эксцентричных короткопериодических орбит) — следствие циркуляризации тесных систем. Но обращает на себя внимание и область избегания в правом нижнем углу графика (отсутствие круговых долгопериодических орбит). Очевидно, это проявление эффекта селекции: только если периастр находится достаточно близко к фокусу, скорость движения компонента

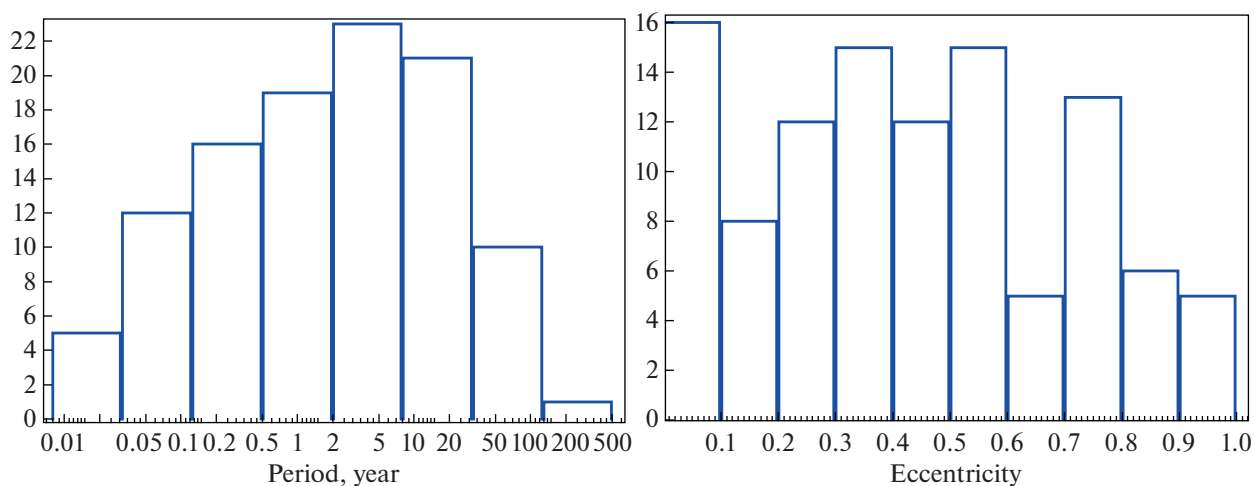


Рис. 1. Распределение звезд каталога по значениям периода (в годах, слева) и эксцентриситета (справа).

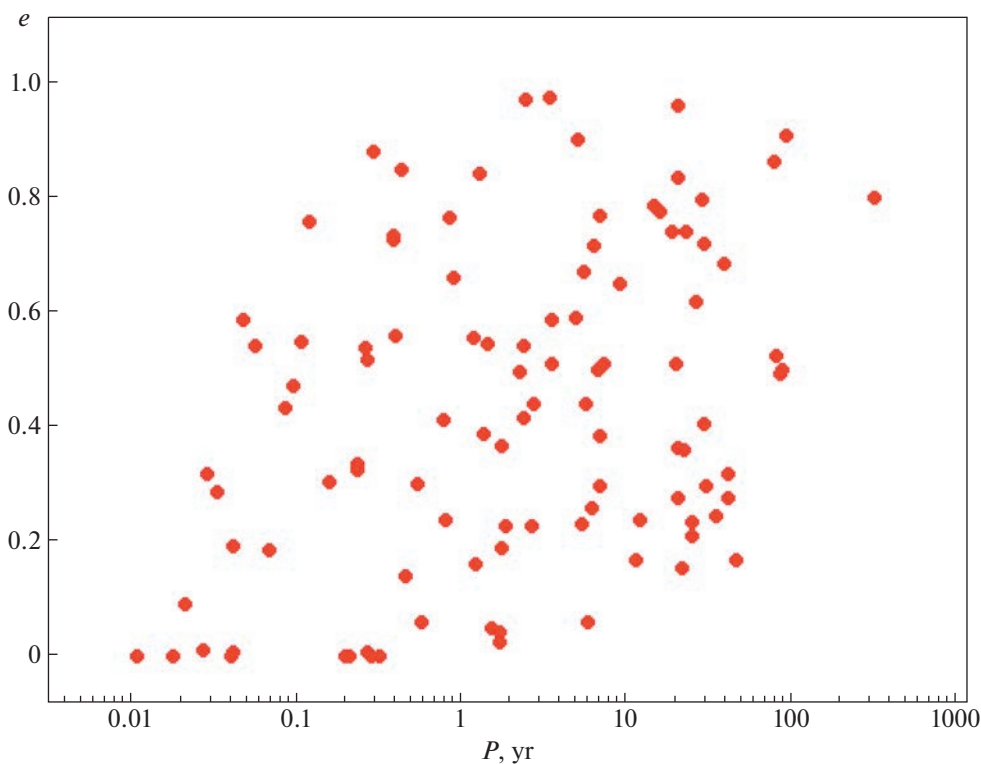


Рис. 2. Зависимость “период-эксцентриситет” для разрешенных спектроскопических двойных.

в периастре значительно отличается от средней и становится достаточно высокой, чтобы это движение было обнаружено по смещению линий в спектре. В круговых долгопериодических орбитах скорость постоянна и невысока, и система не имеет шансов быть обнаруженной спектроскопически.

Комбинация параметров, определяемых из кривой лучевых скоростей, и угла наклона орби-

ты, определяемого из визуальных наблюдений, позволяет также вычислять массы компонентов. Распределение каталогизированных систем по массам компонентов представлено на рис. 3.

Проведено сравнение значений тригонометрических параллаксов из Gaia DR3 с орбитальными параллаксами для проверки их соответствия друг другу. На рис. 4 видно, что для более далеких объектов каталога эти несоответствия минималь-

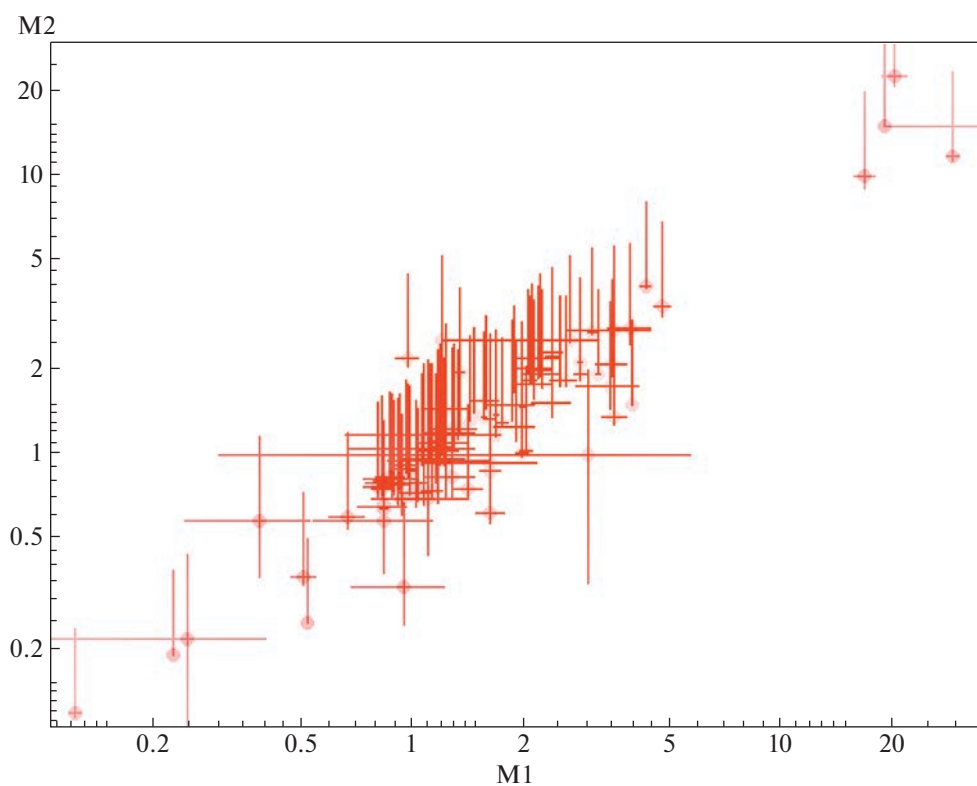


Рис. 3. Массы компонентов разрешенных спектроскопических двойных, в массах Солнца.

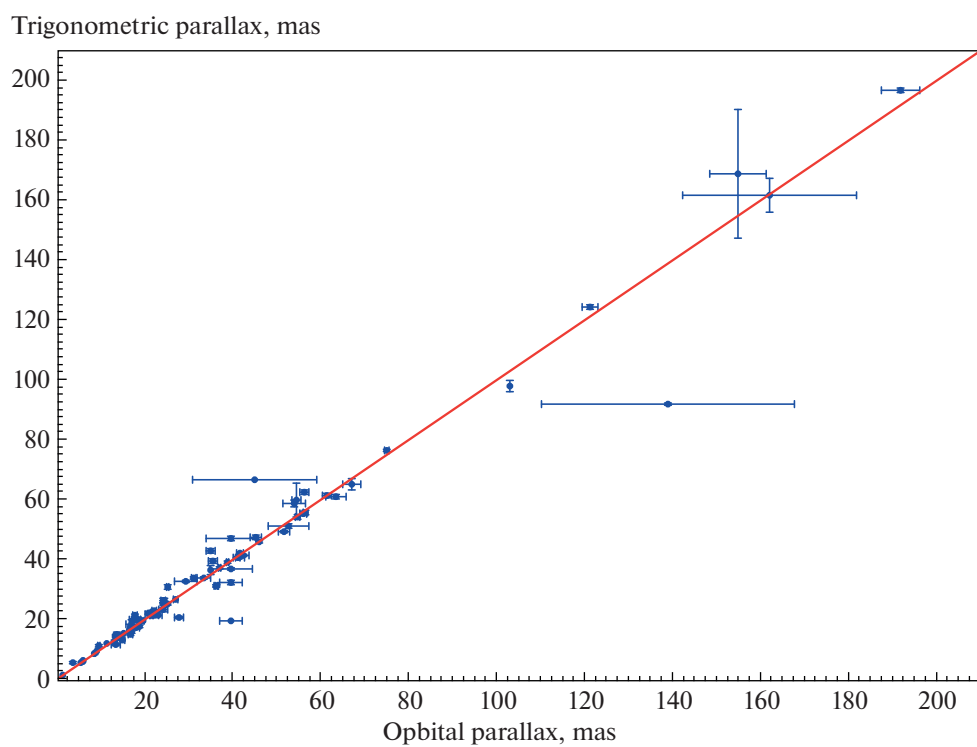


Рис. 4. Соотношение между тригонометрическими параллаксами объектов каталога из Gaia DR3 и орбитальными параллаксами.

ны. Это объясняется невозможностью для Gaia определять двойственность на больших расстояниях и, соответственно, высокой точностью определения параллаксов. Для близких звезд отклонения от линейной зависимости в большинстве своем коррелируют с масштабом ошибок, вызванных орбитальным движением. Кроме того, можно видеть, что в ряде случаев точность определения орбитального параллакса сравнима с тригонометрическим или даже превосходит его. Отметим также, что для одной из каталогизированных звезд (GJ 65) опубликован только наземный тригонометрический параллакс, а для еще одной (HD 172865) тригонометрический параллакс неизвестен.

В данном разделе приведены некоторые из распределений и зависимостей параметров объектов каталога, полученных в ходе предварительного анализа.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана пилотная версия нового каталога разрешенных спектроскопических двойных. Собрана информация об элементах орбит, массах компонентов, орбитальных параллаксах и других параметрах для 107 звезд. Каталог содержит наиболее обширный список разрешенных спектроскопических двойных систем, известных на данный момент (предположительно, около 75% от общего числа объектов данного типа). Проведен предварительный анализ распределений параметров объектов каталога. Проведено сравнение параллаксов Gaia DR3 с орбитальными.

В дальнейшем планируются пополнение каталога новыми объектами и добавление недостающей информации об уже имеющихся объектах, а также проведение более детального статистического анализа данных.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использовались данные из архива Gaia DR3 и из базы данных SIMBAD.

Авторы выражают благодарность анонимному рецензенту за ценные замечания, которые помогли улучшить статью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. Pourbaix*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **145**, 215 (2000).
2. *L. Piccotti, J. Á. Docobo, R. Carini, V.S. Tamazian, E. Brocato, M. Andrade, and P. P. Campo*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **492**, 2709 (2020).
3. *A. Gallenne, G. Pietrzyński, D. Graczyk, B. Pilecki, et al.*, Astron. and Astrophys. **632**, id. A31 (2019), arXiv:1910.03393 [astro-ph.SR].
4. *J. B. Le Bouquin, H. Sana, E. Gosset, M. De Becker, et al.*, Astron. and Astrophys. **601**, id. A34 (2017), arXiv:1608.03525 [astro-ph.SR].
5. *J. L. Halbwachs, H. M. J. Boffin, J. B. Le Bouquin, F. Kiefer, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **455**, 3303 (2016), arXiv:1510.07412 [astro-ph.SR].
6. *F. Kiefer, J. L. Halbwachs, Y. Lebreton, C. Soubiran, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **474**, 731 (2018), arXiv:1710.09604 [astro-ph.SR].
7. Gaia Collaboration, VizieR Online Data Catalog: I/355 (2022).

ОБНАРУЖЕНИЕ ДВУХ НОВЫХ RRAT НА ЧАСТОТЕ 111 МГц

© 2023 г. В. А. Самодуров^{1,2}, С. А. Тюльбашев^{2,*}, М. О. Торопов³, А. В. Долгушев⁴,
В. В. Орешко², С. В. Логвиненко²

¹ Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Пушкино, Россия

³ ООО ТЭК Информ, Москва, Россия

⁴ ООО “Яндекс”, Москва, Россия

*E-mail: serg@prao.ru

Поступила в редакцию 15.05.2023 г.

После доработки 30.05.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

На радиотелескопе БСА ФИАН проведен поиск импульсных сигналов в площадке со склонениями $+52^\circ < \delta < +55^\circ$. При обработке десяти месяцев наблюдений, записанных в шести частотных каналах с шириной канала 415 кГц и общей полосой 2.5 МГц, было найдено 22 тысячи событий, имеющих выраженную дисперсионную задержку сигналов по частотным каналам, т.е. имеющих признаки пульсарных импульсов. Оказалось, что найденные импульсы принадлежат четырем известным пульсарам и двум новым вращающимся радиотранзиентам (RRAT). При дополнительном поиске импульсов, проведенном в 32-канальных данных с шириной канала 78 кГц, обнаружено 8 импульсов для транзидента J0249+52 и 7 импульсов для транзидента J0744+55. Периодическое излучение транзистентов не обнаружено. Анализ наблюдений показывает, что найденные RRAT вероятнее всего являются пульсарами с нуллингами, где доля нуллинга больше, чем 99.9%.

Ключевые слова: методика обработки, вращающийся радиотранзистент (RRAT), пульсар

DOI: 10.31857/S0004629923070071, **EDN:** MDAIQC

1. ВВЕДЕНИЕ

В 2014 г. на радиотелескопе Большая Синфазная Антенна (БСА) Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН) после модернизации антенны, в ходе которой флуктуационная чувствительность радиотелескопа выросла в 2–3 раза, а количество одновременно наблюдаемых лучей возросло до 128, были начаты регулярные мониторинговые наблюдения. Эти наблюдения используются для исследования межпланетной плазмы [1], поиска пульсаров и транзистентов [2], исследований переменности активных ядер галактик [3]. Возросшая чувствительность радиотелескопа позволяет регистрировать отдельные импульсы более чем 150 пульсаров¹. Часть из этих пульсаров, представляющих нерегулярно наблюдаемые импульсные сигналы, обнаружена впервые на БСА ФИАН и принадлежит выборке вращающихся радиотранзистентов (RRAT).

Оптимальный поиск импульсных диспергированных сигналов (импульсов, приходящих сначала

на высокой, а потом на низкой частоте), учитывая их рассеяние и мерцания на межзвездной среде, был рассмотрен в работе Кордса в 2003 г. [4]. Использование предложенного способа поиска импульсов в приложении к архивным данным, полученным на 64-метровом радиотелескопе (Паркс, Австралия), привело в 2006 г. к открытию 11 пульсаров с особыми свойствами [5] и в 2007 г. к открытию импульсов внегалактической природы [6]. Если обычные пульсары излучают импульсы на каждом или почти на каждом обороте, и их поиск может быть проведен стандартным образом с помощью спектров мощности или с помощью периодограмм, то у RRAT между наблюдаемыми последовательными импульсами может проходить много периодов без излучения импульса. Поэтому при поиске стандартными способами такие пульсары не обнаруживаются.

Общее количество известных RRAT невелико. В базе данных ATNF² [7] и RRATalog³ числится примерно 100–150 вращающихся радиотранзистентов

¹ <https://bsa-analytics.prao.ru/en/>

² <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

³ <http://astro.phys.wvu.edu/rratalog/>

тов. Совсем недавно появилась работа по поиску RRAT на 500-м радиотелескопе FAST, и в ней сообщается об обнаружении еще 76 транзиентов [8]. Вместе с этой работой количество известных RRAT перевалило за 200. При этом оценки показывают, что ожидаемое количество RRAT может быть в два раза больше, чем количество обычных пульсаров [9]. То есть обнаружена ничтожная часть вращающихся радиотранзиентов. Почти все RRAT открыты на нескольких радиотелескопах, имеющих высокую мгновенную чувствительность: Паркский 64-м телескоп (Австралия) [5]; телескоп Аресибо, диаметром 300 м (Пуэрто-Рико) [10]; телескоп Грин-Бенк (GBT) диаметром 100 м (США) [11]; телескоп БСА ФИАН, являющийся антенной решеткой 200×400 м (Россия) [2]; телескоп FAST диаметром 500-м (Китай) [8]; телескоп CHIME размером 80×100 м (Канада) [12].

Появление импульсов RRAT непредсказуемо. Типичное время между двумя последовательными импульсами может быть от минут до часов [5], но может достигать и десятков часов [13]. В работе [14] отмечены два RRAT (J1132+25, J1336+33), у которых в более 250 наблюдательных сессиях, проходивших один раз в день и имевших длительность около 3.5 мин, не было зарегистрировано ни одного импульса. Таким образом, для поиска RRAT, помимо антенны с высокой флуктуационной чувствительностью, нужно иметь длительные ряды наблюдений.

В ходе наблюдений на БСА ФИАН постоянно регистрируются импульсные сигналы. Специальное исследование по проверке качества данных, получаемых в ходе мониторинга, показало, что примерно пятая часть этих импульсных сигналов связана с пульсарами, а все остальные являются помехами [15]. Статистический подход, используемый при проверке качества мониторинговых данных, позволил детектировать от нескольких до нескольких тысяч импульсов шести известных пульсаров, а также открыть 4 новых RRAT в данных, записываемых на новом регистраторе [15].

В настоящей работе исследованы сигналы короткой длительности, обнаруживаемые в сырых данных. Мы рассматриваем статистику обнаружений импульсных источников излучения в новой площадке, включенной в мониторинговую программу по поиску пульсаров в тестовом режиме осенью 2021 г., и отождествление этих импульсных источников с помехами и реальными сигналами, имеющими внеземное происхождение.

2. НАБЛЮДЕНИЯ

Радиотелескоп БСА ФИАН — это меридианный инструмент. Любой источник на небе можно наблюдать один раз в сутки, и типичная длитель-

ность сеанса (наблюдательной сессии) составляет 3–4 мин. В ходе модернизации антенны удалось реализовать схему, которая позволяет на базе одного антенного поля запустить 4 независимых радиотелескопа. На настоящий момент времени в строй запущено два радиотелескопа. Один из них (БСА1) используется для стандартных наблюдений пульсаров. Его 512 лучей покрывают склонения в диапазоне $-15^\circ < \delta < +87^\circ$ при перекрытии лучей по уровню 0.8. Вторым телескопом (БСА3) — 128-лучевой и покрывает склонения $-9^\circ < \delta < +55^\circ$ при перекрытии лучей по уровню 0.4. Если координаты источника совпадают с координатами луча, то в лучах выше и ниже источник не наблюдается.

В период 2013–2014 гг. к двум регистраторам 128-лучевого радиотелескопа были подключены 96 лучей, перекрывающих склонения $-9^\circ < \delta < +42^\circ$. В конце 2020 г. был создан новый регистратор, к которому в тестовом режиме подключены еще 24 луча, перекрывающих склонения $+42^\circ < \delta < +52^\circ$. Анализировалось качество наблюдений в этих 24 лучах, и результаты анализа были опубликованы в работе [15]. Помимо оценки качества данных в новых подключенных лучах удалось обнаружить и четыре новых RRAT. В 2021 г. были запущены в эксплуатацию последние 8 лучей, перекрывающие склонения $+52^\circ < \delta < +55^\circ$. Таким образом, на БСА3 используются все доступные лучи ($128 = 48 + 48 + (24 + 8)$), к которым присоединены три блока с регистраторами. Период тестирования аппаратуры в целом закончился 20.10.2021 г., после чего начаты тестовые наблюдения в режиме круглосуточного мониторинга. В настоящей работе представлены первые результаты анализа данных в период с 21.10.2021 по 31.08.2022 г.

Характеристики БСА3 следующие: центральная частота приема 110.25 МГц, принимаемая полоса — 2.5 МГц, эффективная площадь антенны около 45 000 кв.м. Сырые данные синхронно записываются в двух частотно-временных разрешениях. В данных с низким частотно-временным разрешением полоса приема разделена на 6 частотных каналов шириной 415 кГц. Время опроса точки составляет 100 мс. Эти данные используются в проекте “Космическая Погода” [1]. Помехи (импульсные сигналы) анализируются именно по этим данным. Данные с высоким частотно-временным разрешением записываются в 32-канальном режиме при ширине канала 78 кГц. Время опроса точки составляет 12.5 мс. 32-канальные данные используются при необходимости проведения дополнительной проверки найденных импульсов. Запись данных проводится на часовых интервалах. Сразу после окончания записи немедленно стартует запись следующего часа наблюдений.

Для выравнивания усиления в частотных каналах используется шумовой сигнал известной температуры, подаваемый на распределенную систему усиления. Он записывается в виде OFF—ON—OFF (калибровочная ступенька), где режим OFF означает отсутствие калибровочного сигнала при отключении всех промежуточных усилителей. В этом случае прописывается шум в антенных трактах, соответствующий температуре окружающей среды. Режим ON соответствует включению калибровочного сигнала (температура 2400 К) при отключенных дипольных линиях. Подробнее о работе с калибровочной ступенькой можно посмотреть в статье [3].

3. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Предварительно усиление в частотных каналах выравнивается с помощью калибровочной ступеньки, записываемой 6 раз в сутки. Затем данные делятся на десятисекундные временные отрезки. Для каждого отрезка и для каждого канала оцениваются: минимальное и максимальное значение интенсивности в антенных градусах после калибровки по ступеньке, медианное значение интенсивности, среднеквадратичные отклонения шума. Для каждого отрезка сохраняются также дата и час наблюдений по московскому времени и начало исследуемого десятисекундного отрезка по звездному времени. Сохраняемая в базу данных информация по объему в десятки раз меньше, чем объем исходных сырых данных. Она позволяет выявлять уровень помех на любом выбранном интервале времени, а также исследовать отдельные импульсные помехи (события).

Обработка данных подробно описана в работах [15, 16]. Здесь же отметим, что запоминаемая координата наблюдаемого максимума внутри десятисекундного интервала позволяет привязать максимумы для каждого частотного канала по времени, и тем самым позволяет при обработке грубо определять дисперсионное запаздывание сигнала по частоте. Так как нам известно среднеквадратичное отклонение шума внутри канала, можно провести поиск импульсных сигналов на заданном уровне СШ. Отношение сигнала к шуму определяется как $\text{СШ} = A/\sigma_{\text{noise}}$, где A — это амплитуда сигнала после вычитания базовой линии (фоновый сигнал), а σ_{noise} — среднеквадратичные отклонения на 10 с интервале. Если на исследуемом отрезке для найденного импульса СШ был больше 5 хотя бы в трех частотных каналах из шести, считается, что найден кандидат в транзисты. Кандидат в RRAT дополнительно проверяется по данным с высоким частотно-временным разрешением.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

На интервале наблюдений с 21.10.2021 по 31.08.2022 г. после вычета пропусков данных анализировалось 7496 файлов-часов (312.33 звездных суток). Всего при обработке 6-канальных данных было обнаружено 2.5 млн. импульсов. Многие импульсы одновременно проявлялись в нескольких лучах. Такие случаи автоматически объединялись в одно событие. Всего найдено 160 504 взаимосвязанных событий.

Распределение количества одновременных событий по разным лучам похоже на распределение, которое было при раннем анализе 24 лучей [15]. Чаше всего импульс наблюдается либо в одном луче, либо во всех лучах одновременно. Реальные пульсарные импульсы должны наблюдаться в одном или в двух смежных лучах. Это, конечно, не исключает помех, которые тоже могут попадать только в один луч. Импульсы, наблюдаемые во всех лучах, в подавляющем большинстве случаев являются помехами. Отдельные очень мощные импульсы пульсаров также могут наблюдаться во многих лучах, появляясь в боковых лепестках БСА ФИАН. Возможны и другие источники генерации данного вида импульсов, но это будет посвящена отдельная работа.

Проанализировав импульсы, обнаруженные в одном или двух лучах, мы нашли, что примерно 22 000 импульсов или 13.9% от их общего количества имеют выраженную дисперсионную задержку, т.е. похожи на импульсы пульсаров. Поиск новых пульсаров по их отдельным диспергированным импульсам проводился только для 8 лучей из 32 ($+52^\circ < \delta < +55^\circ$), так как поиск по 24 лучам был сделан в более ранней работе [15].

Как и в работе [15], исследуемая площадка разбивалась на кластеры длиной 2 мин. Для каждого кластера проверялось количество найденных импульсов, координаты по прямому восхождению и склонению, средняя мера дисперсии найденных импульсов, номер луча, юлианская дата (MJD), время (UT), звездное время, наблюдаемый СШ в частотных каналах, списки номеров лучей с похожими импульсами. Всего программа обработки выделила 45 кластеров из 5760 возможных кластеров, приходящихся на исследуемую площадку. У каждого кластера есть координата по прямому восхождению, определяемая двухминутным отрезком, и координата по склонению, определяемая номером луча БСАЗ. В выделенных 45 кластерах есть хотя бы одно «пульсарное» событие. Координаты кластеров определены, и поэтому можно провести отождествление с каталогом ATNF.

Известные сильные пульсары могут занимать сразу несколько соседних кластеров как по прямому восхождению, так и по склонению. Они легко отождествляются в ATNF, и удаляются из

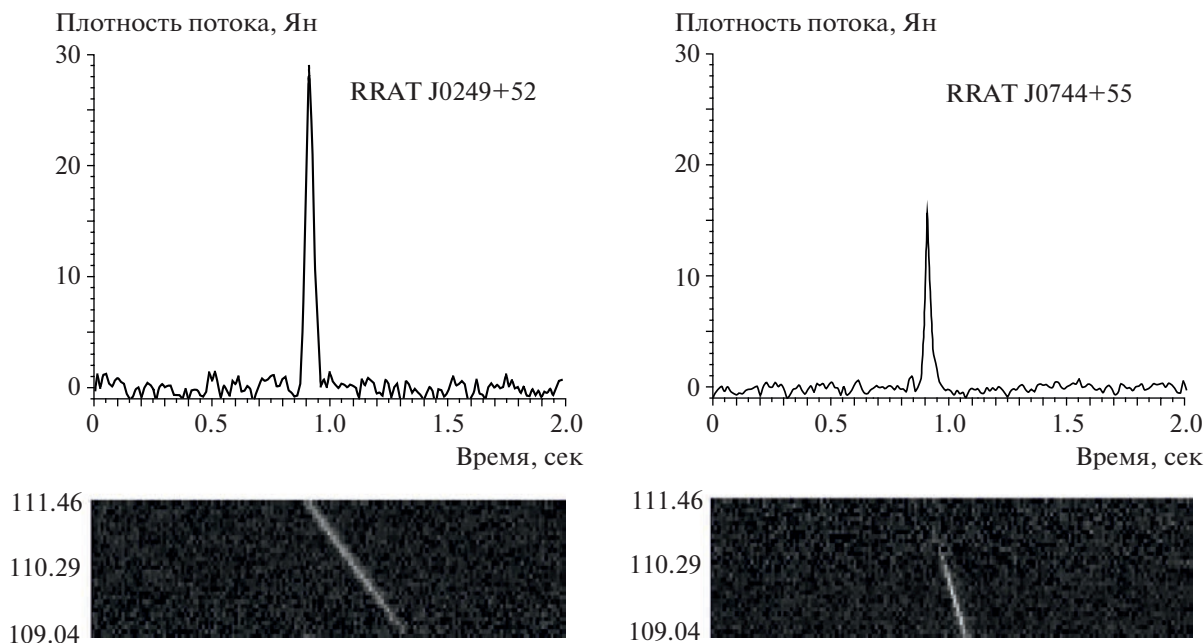


Рис. 1. Верхняя панель: профили сильнейших импульсов найденных транзиентов. По вертикальной оси отложена плотность потока в янских. Нижняя панель: динамические спектры этих импульсов. По вертикальной оси отражены частоты нескольких каналов. Интервалы времени на горизонтальной оси профиля импульса и соответствующего динамического спектра совпадают.

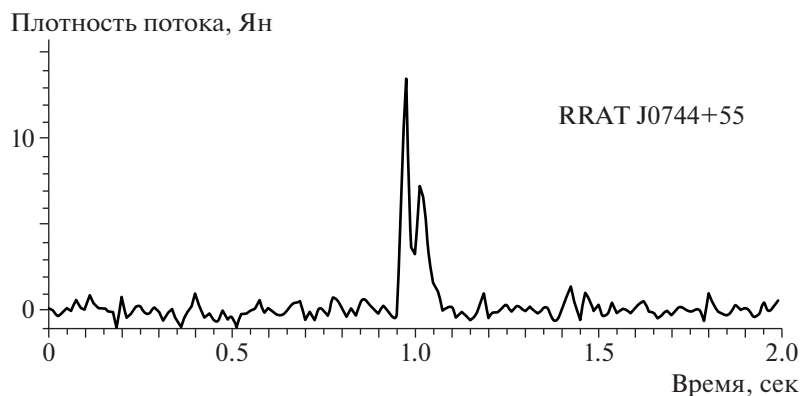


Рис. 2. Профиль транзиента J0745+55, демонстрирующий двойной пик.

дальнейшего анализа. Всего при анализе было обнаружено четыре известных пульсара: B0329+54 ($P = 0.7145$ с; $DM = 26.7$ пк/см³); B0343+53 ($P = 1.9344$ с; $DM = 67.3$ пк/см³); B1508+55 ($P = 0.7396$ с; $DM = 19.6$ пк/см³) и B2021+51 ($P = 0.5291$ с; $DM = 22.5$ пк/см³). Для этих пульсаров было обнаружено от одного (B0343+53) до более чем 10 тысяч (B0329+54) импульсов. Импульсы пульсаров B0329+54 и B1508+55 наблюдались также и в боковых лепестках.

Помимо известных пульсаров в записях были обнаружены импульсы, принадлежащие двум новым RRAT (J0249+52; J0744+55). На рис. 1 приве-

дены их профили и динамические спектры. Для J0744+55 у части импульсов виден профиль с двойным пиком. Вероятнее всего, в этом транзиенте наблюдаются субимпульсы (см. рис. 2). Расстояние между вершинами в профиле составляет 25–35 мс.

В табл. 1 приведена информация по найденным RRAT. В столбцах 1–3 расположены имя транзиента, координаты источника по прямому восхождению и склонению. Прямое восхождение определялось как медианное значение детектированных импульсов, а ошибка, в силу небольшого количества обнаруженных импульсов, опреде-

Таблица 1. Характеристики найденных RRAT

Имя	α_{2000}	δ_{2000}	DM , пк/см ³	$W_{0.5}$, мс	S_{peak} , Ян	N_1/N_2	n , час ⁻¹
J0249+52	02 ^h 49 ^m 00 ± 90 ^s	52°46 ± 15'	27.5 ± 1.5	37–72	16.5/29.0	8/8	0.44
J0744+55	07 44 45 ± 90	55 05 ± 10	10.5 ± 1.5	20–42	8.8/15.5	7/7	0.38

лялась как размер диаграммы БСА по половинной мощности. Найденные импульсы у J0249+52 видны в одном луче и не видны в лучах выше и ниже, поэтому координата по склонению определялась как склонение луча, а точность оценки координаты, как половина расстояния по склонению между лучами. Импульсы J0744+55 видны в двух соседних лучах, и координата определялась как средняя координат лучей по склонению. В столбцах 4–6 приведены оценки меры дисперсии DM , полуширины профиля $W_{0.5}$, пиковые плотности потока S_{peak} слабейшего, и, через прямой слэш (“/”), сильнейшего из найденных импульсов. Так как 6 раз в сутки во всех частотных каналах прописывается калибровочная ступенька известной температуры, данные в каналах калибруются с помощью ступеньки. Таким образом, высота найденного импульса известна в единицах температуры. Запись ведется круглосуточно. Помимо калибровочных ступенек в записи есть и дискретные источники с известной плотностью потока. Поэтому есть возможность пересчитать наблюдаемые пиковые плотности потока из единиц температуры в Янские. Приведенные оценки — это нижние оценки плотности потока. Точная координата транзиента ни по прямому восхождению, ни по склонению не известна. Поэтому нельзя сделать поправки, учитывающие возможное попадание импульса на край диаграммы направленности БСА и возможное не совпадение координаты луча БСА и координаты транзиента по склонению. Вследствие этого, оценка пиковой плотности потока может быть занижена до 2 раз. В столбце 7 указано, сколько импульсов обнаружено (N_1) по данным с высоким частотно-временным разрешением. Через слэш “/” указано число дней детектирования импульсов (N_2). В столбце 8 приведена частота появления импульсов (n), имеющих СШ > 10 ($S_{\text{peak}} > 3.5\text{--}4$ Ян) в 32-канальных данных за один час наблюдений. При получении оценки n предполагалось, что вероятнее всего импульсы появляются в центральной части диаграммы направленности БСА3, которая по половинной мощности примерно равна 3.5 мин. Всего накапливается $(312 \text{ сессий} \times 3.5 \text{ мин})/60 \text{ мин} = 18.2$ ч наблюдений в направлении каждого транзиента.

У обоих RRAT обнаружено примерно одинаковое количество импульсов. Однако, если у транзиента J0744+55 импульсы появлялись при-

близительно равномерно в течение всего периода наблюдений, то у транзиента J0249+52 все его 8 импульсов зарегистрированы за четыре подряд идущих месяца.

Так как RRAT — это пульсары, мы попытались найти их периодическое излучение. В Пушинском многолучевом поиске пульсаров (PUMPS) [17] площадка со склонениями $+52^\circ < \delta < +55^\circ$ ранее не исследовалась. Предполагая, что найденные RRAT могут быть обычными секундными пульсарами, мы провели стандартный поиск с помощью спектров мощности Фурье. Для поиска выбирались дни с наилучшим качеством шумовой дорожки. Всего из 312 дней наблюдений была отброшена треть записей. Для оставшихся дней с помощью быстрого преобразования Фурье получались спектры мощности, которые складывались. При сложении спектров должен наблюдаться рост СШ гармоник, если в исследуемых направлениях есть периодические сигналы. В суммированных спектрах мощности не обнаружены какие-либо детали в спектрах мощности на уровне СШ > 5 и на периодах $P < 2$ с. В ранних работах было показано, что при суммировании спектров наблюдаемый рост СШ гармоник меньше, чем корень из количества сложенных сессий [17]. Оценки показывают, что увеличение чувствительности при сложении спектров мощности будет примерно в 10 раз, а не в 15 раз, как можно было бы ожидать. С учетом температуры фона в направлении найденных транзиентов, и предполагая периоды транзиентов $P < 2$ с, можно дать верхнюю оценку на ожидаемую пиковую плотность потока при регулярном пульсарном излучении: $S_{\text{peak}} < 0.3$ Ян (J0249+52), $S_{\text{peak}} < 0.2$ Ян (J0744+55). Так как периоды найденных RRAT не найдены, оценки интегральной плотности потока получить не удалось.

Помимо использования спектров мощности, оценку периода RRAT можно получить, исходя из наблюдаемого интервала времени между импульсами, подбирая наибольший общий делитель (интервал времени, целое число раз укладывающийся между временами появления любых импульсов), который и будет верхней оценкой периода транзиента. Настоящий период может быть в целое число раз меньше. Наш поиск проводился для заведомо сильных импульсов (СШ > 10 для суммарного по 32 частотным каналам профиля импульса). Для получения оценки периода мы провели поиск более слабых импульсов (до СШ = 5)

в окрестностях найденных сильных импульсов. Слабые импульсы обнаружить не удалось.

Природа найденных RRAT не ясна. В работах [8, 18] показано, что RRAT — это смесь известных видов пульсаров. Часть из них — это пульсары с очень длительными нуллингами. Часть — это пульсары с очень широким распределением импульсов по энергиям, и для слабых пульсаров наблюдаются сильные импульсы с хвоста этого распределения. Часть RRAT являются пульсарами с гигантскими импульсами. У двух RRAT из настоящей работы наблюдается один импульс за 2.5 ч наблюдений. Если предположить, что найденные RRAT имеют период $P = 1$ с, то их нуллинги будут равны 99.99%. То есть мы видим один импульс из 10 000. Верхние пиковые плотности потока в среднем профиле у J0249+52 и J0744+55 равны соответственно 0.3 и 0.2 Ян. В этом случае (см. табл. 1) наблюдаемые плотности потоков импульсов превосходят верхние оценки пиковой плотности потока в среднем профиле в 40–100 раз и более. Такая разница пиковых плотностей в отдельном импульсе и в среднем профиле может быть присуща как пульсарам с гигантскими импульсами, так и пульсарам с длинным хвостом распределения импульсов по энергиям. Отсутствие регулярного излучения говорит в пользу нуллинговой природы найденных RRAT. Однако для однозначного выбора гипотезы о природе найденных J0249+52 и J0744+55 нужны наблюдения на более чувствительных, чем БСА ФИАН, радиотелескопах.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Программа контроля качества проводимых наблюдений по данным, записанным с низким частотно-временным разрешением, показала высокую эффективность, позволяя оперативно реагировать на изменение как внешних условий наблюдений, так и внутренних причин, отвечающих за ухудшение наблюдений. В ходе наблюдений регистрируется импульсный сигнал, видимый в одном канале или одновременно во многих лучах в среднем каждые 3 мин. В целом качество наблюдений высокое.

Основная часть обнаруженных импульсов связана с помехами, и для выделения импульсов пульсаров из выборки пришлось применять кластерный анализ. За почти годовой период наблюдений в шестиканальных данных детектированы десятки тысяч импульсов, имеющих признаки “пульсарности”. Для каждого из этих событий импульс на высокой частоте приходит раньше, чем на низкой частоте, и регистрируется в одном или двух соседних лучах. Проверка этих импульсов показывает, что около половины из них при-

надлежат пульсарам, а остальные импульсы — это разного рода артефакты обработки.

В слепом поиске обнаружены 4 известных пульсара, у которых наблюдается от 1 до более чем 10000 импульсов в данных с низким частотно-временным разрешением за 7496 наблюдательных часов (более 312 сут). Помимо известных пульсаров обнаружены два новых RRAT. Появление импульсов транзиентов в среднем каждые 2.5 ч соответствует известным случаям [5]. Общее количество RRAT, открытых в наблюдениях на БСА ФИАН, достигло 48 источников⁴.

Проведенный анализ показал, что, вероятнее всего, найденные транзиенты — это пульсары с очень длительными нуллингами. Для однозначного ответа нужны наблюдения на радиотелескопах, имеющих мгновенную чувствительность выше, чем у радиотелескопа БСА ФИАН.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование проведено за счет гранта Российского научного фонда (РНФ)⁵ № 22-12-00236.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят антенную группу за обеспечение наблюдений на радиотелескопе БСА ФИАН, а также Л.Б. Потапову за помощь с оформлением работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. I. Shishov, I. V. Chashei, V. V. Oreshko, S. V. Logvinenko, et al., *Astron. Rep.* **60**(12), 1067 (2016).
2. S. A. Tyul'bashev, V. S. Tyul'bashev, V. M. Malofeev, S. V. Logvinenko, et al., *Astron. Rep.* **62**(1), 63 (2018).
3. S. A. Tyul'bashev, P. Y. Golysheva, V. S. Tyul'bashev, and I. A. Subaev, *Astron. Rep.* **63**(11), 920 (2019).
4. J. M. Cordes and M. A. McLaughlin, *Astrophys. J.* **596**, 1142 (2003).
5. M. A. McLaughlin, A. G. Lyne, D. R. Lorimer, M. Kramer, et al., *Nature* **439**, 817 (2006).
6. D. R. Lorimer, M. Bailes, M. A. McLaughlin, D. J. Narkevic, and F. Crawford, *Science* **318**, 777 (2007).
7. R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, *Astron. J.* **129**, 1993 (2005).
8. D. J. Zhou, J. L. Han, Jun Xu, Chen Wang, et al., *arXiv:2303.17279 [astro-ph.HE]* (2023).
9. E. F. Keane and M. Kramer, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **391**(4), 2009 (2008).
10. J. S. Deneva, K. Stovall, M. A. McLaughlin, S. D. Bates, P. C. C. Freire, J. G. Martinez, F. Jenet, and M. Bagchi, *Astrophys. J.* **775**, 51 (2013).
11. K. Stovall, R. S. Lynch, S. M. Ransom, A. M. Archibald, et al., *Astrophys. J.* **791**, 67 (2014).

⁴ <https://bsa-analytics.prao.ru/en/transients/rrat/>

⁵ <https://rscf.ru/project/22-12-00236/>

12. *F. A. Dong, K. Crowter, B. W. Meyers, Z. Pleunis, et al.*, arXiv:2210.09172 [astro-ph.HE] (2022).
13. *S. V. Logvinenko, S. A. Tyul'bashev, and V. M. Malofeev*, Bull. Lebedev Physics Inst. **47**, 390 (2020).
14. *T. V. Smirnova, S. A. Tyul'bashev, E. A. Brylyakova, M. A. Kitaeva, I. V. Chashei, G. E. Tyul'basheva, V. V. Oreshko, and S. V. Logvinenko*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **517**, 1126 (2022).
15. *V. A. Samodurov, S. A. Tyul'bashev, M. O. Toropov, and S. V. Logvinenko*, Astron. Rep. **66**(4), 341 (2022).
16. *V. A. Samodurov, A. S. Pozanenko, A. E. Rodin, D. D. Churakov, et al.*, in *Data Analytics and Management in Data Intensive Domains*, XVIII International Conference, held in Ershovo, Moscow, Russia, October 11–14, 2016, edited by L. Kalinichenko, S. Kuznetsov, Y. Manolopoulos (Cham: Springer, 2017), p. 130 (2017).
17. *S. A. Tyul'bashev, M. A. Kitaeva, and G. E. Tyul'basheva*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **517**, 1112 (2022).
18. *S. A. Tyul'bashev, T. V. Smirnova, E. A. Brylyakova, and M. A. Kitaeva*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **508**, 2815 (2021).

МЕТОД КРУГЛЫХ КОЛЕЦ ГАУССА В ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

© 2023 г. Б. П. Кондратьев^{1,2,*}, В. С. Корноухов¹

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

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

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

Поступила в редакцию 10.03.2023 г.

После доработки 01.04.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

Развит расширенный подход к модели круглых колец Гаусса для изучения вековой эволюции орбит двух планет под действием взаимного гравитационного возмущения. Орбиты планет имеют малый угол взаимного наклона и представлены круглыми кольцами, на которые переносятся массы, большие полуоси и углы наклона орбит, а также орбитальные угловые моменты планет. Роль функции возмущений в задаче играет взаимная гравитационная энергия колец, которая получена в интегральном виде и в виде ряда по степеням углов наклона, коэффициенты ряда выражаются через эллиптические интегралы. Метод впервые учитывает несовпадение узлов орбит планет и разработан в двух вариантах: i) с большим, и ii) малым углом между узлами орбит. Для каждого из этих вариантов составлены и в конечном аналитическом виде решены системы из 4 дифференциальных уравнений, описывающих вековую эволюцию орбит. Доказано, что в процессе эволюции в обоих случаях угол взаимного наклона орбит остается постоянным. Вариант (i) проверен на примере Солнце–Юпитер–Сатурн, вариант (ii) тестируется на изучении эволюции орбит экзопланет Kepler-10b и Kepler-10c. Для обеих систем вычислены параметры прецессии и построены графики.

Ключевые слова: круглые кольца Гаусса, взаимная энергия, уравнения вековой эволюции, экзопланеты, двухпланетная задача, прецессия и эволюция оскулирующих орбит

DOI: 10.31857/S0004629923060051, **EDN:** ZGDTCX

1. ВВЕДЕНИЕ

В небесной механике для изучения вековых возмущений орбит применяются три основных подхода.

Первый подход (аналитический) основан на разложении функции возмущений Лагранжа в ряд по малым значениям эксцентриситетов и углов наклона орбит [1, 2]. Этим методом Лаплас доказал замечательную теорему об устойчивости (в первом приближении) Солнечной Системы. Для достижения большей точности расчетов число слагаемых в разложении функции возмущений должно быть достаточно большим, что заметно повышает трудоемкость метода Лагранжа.

Второй метод (а точнее, группа методов) связан с численным интегрированием уравнений движения как для всего семейства планет Солнечной системы, так и для разных усеченных вариантов, см., например, [3]. Для эфемеридного и навигационного обеспечения было создано много специальных вычислительных алгоритмов, см. обзор [4, 5], что позволило подтвердить и уточнить выводы теории. Численные методы в сочетании с развитием компьютерных технологий позволяют проводить расчеты с любой точно-

стью, однако не дают качественную картину явлений, так что для интерпретации результатов приходится прибегать к наглядным механическим моделям.

Третий подход основан на методах осреднения. Здесь одним из основных является метод колец Гаусса, предназначенный для изучения вековых возмущений первого порядка. Этот метод отличается наглядностью и основан на том, что возмущающее воздействие одного тела на другое при некоторых условиях эквивалентно влиянию силового поля материального гравитирующего кольца (кольца Гаусса), полученного при распределении возмущающей массы по эллиптической орбите.

В связи с открытием экзопланет, интерес к развитию методов, связанных с кольцами Гаусса, заметно оживился. Пространственный потенциал кольца Гаусса новым способом был получен в [6]. На базе эллиптических колец создан общий метод изучения долгопериодических и вековых возмущений в задачах небесной механики [7]. Есть еще два метода, в основе которых лежит идея усреднения по быстрым переменным прецессирующего эллиптического Гауссова кольца. В од-

ном из них усреднение прецессии кольца по вращению линии апсид дает модель круглого двумерного диска (R-кольцо) [8], а дополнительное усреднение по движению узлов кольца Гаусса дает модель 3D R-тороида [9]. Напомним, что R-кольца образуются из прецессирующих эллиптических орбит, в фокусе которых находится центральная звезда или черная дыра, модели же R-тороидов применяются, например, при изучении вековой эволюции циркумбинарных экзопланет.

Ввиду сложности задач по изучению вековой устойчивости, актуальным является поиск упрощенных подходов к их решению. Одним из приемов упрощения является переход к *круговым* кольцам Гаусса [10]. Этот метод, несмотря на ограничения в выборе формы орбит, имеет и определенные достоинства: дифференциальные уравнения эволюции орбит, полученные методом круговых колец, оказываются более простыми, причем решения этих уравнений, как показано в данной работе, можно получить в конечном аналитическом виде. Это дает качественную картину движения.

В литературе иногда высказывалось мнение [11], что при резонансах орбитальных движений метод колец применять нельзя. Однако в этом тонком вопросе следует учитывать, что в реальных астрономических системах резонансы не являются, как правило, острыми, поэтому метод колец Гаусса остается эффективным способом решения сложных задач. В [10] этот вопрос обсуждается на примере резонанса 5 : 2 у планет-гигантов Юпитера и Сатурна. В этом случае период усреднения дополнительной возмущающей силы равен $T \approx 1332$ л, что намного меньше периода нодальной прецессии орбит планет-гигантов $T \approx 5 \times 10^4$ л.

Напомним, что в работе [10] рассматривался частный случай, когда два круговых кольца пересекаются по диаметру (т.е. узлы орбит совпадают). Но даже в этом, наиболее простом случае, была подтверждена адекватность метода круглых колец: найденная скорость попятного движения узлов орбит $25.6''/\text{год}$ оказалась довольно близкой к $\dot{\Omega} \approx 25.93''/\text{год}$, полученной общим методом с применением возмущающей функции Лагранжа [12].

Однако в реальных астрономических системах случаи совпадения узлов двух орбит могут встречаться лишь в исключительных случаях: в общем же случае узлы орбит не будут совпадать. Так, у орбит Юпитера и Сатурна узлы в эклиптике, см. [13], отстоят друг от друга на 13.0953° . Поэтому представляет интерес выяснить, насколько повысится точность метода круглых колец при учете несовпадения узлов орбит.

В данной работе разработан более общий, чем в [10], подход к методу круговых колец Гаусса, мы дополнительно учитываем факт несовпадения узлов орбит. Здесь есть два варианта: i) с большим и ii) с малым углом $\Delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1$ между узлами орбит. В разделе 1 изложен краткий обзор проблемы. В разделе 2 дана постановка задачи и в интегральном виде получено выражение взаимной гравитационной энергии двух колец с несовпадающими узлами. Раздел 3 посвящен разложению функции взаимной энергии в двойной ряд по углам наклонов плоскостей колец. В разделе 4 рассматривается первый вариант теории и выводится замкнутая система из четырех дифференциальных уравнений, описывающих вековую эволюцию орбит планет. Решение этих уравнений в аналитическом виде дано в разделе 5. В разделе 6 построена теория для орбит с малым $\Delta\Omega$. В разделе 7 даны приложения обоих методов; в 7.1 первый вариант применяется к изучению вековой эволюции орбит Юпитера и Сатурна, а в 7.2 с помощью второго варианта исследуется вековая эволюция орбит экзопланет в системе Kepler-10.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЗАИМНАЯ ГРАВИТАЦИОННАЯ ЭНЕРГИЯ ДВУХ КРУГЛЫХ КОЛЕЦ

Рассмотрим в инерциальной системе координат Оху два однородных круглых гравитирующих кольца с центрами в точке О. Эти кольца Гаусса моделируют орбиты двух планет. Первое кольцо имеет радиус r_1 , одномерную плотность μ_1 , долготу восходящего узла Ω_1 и наклон i_1 к плоскости Оху. Аналогично, второе кольцо описывается параметрами $(r_2, \mu_2, \Omega_2, i_2)$. Положение пробной точки на первом кольце фиксируется углом истинной аномалии ψ_1 , а на втором кольце — углом ψ_2 . На рис. 1 дана схема расположения этих колец.

2.1. Расстояние между произвольными (пробными) точками на двух кольцах

Для изучения прецессии узлов в рассматриваемой двухпланетной задаче “Звезда—Планета 1—Планета 2” вначале найдем взаимную гравитационную энергию колец W_{mut} . По определению, вклад в энергию W_{mut} от двух элементарных точечных масс dm_1 и dm_2 равен

$$dW_{\text{mut}} = -\frac{Gdm_1dm_2}{r_{12}}, \quad (1)$$

$$r_{12} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2},$$

где r_{12} — расстояние между указанными материальными точками. Полное выражение взаимной гравитационной энергии колец получим двукрат-

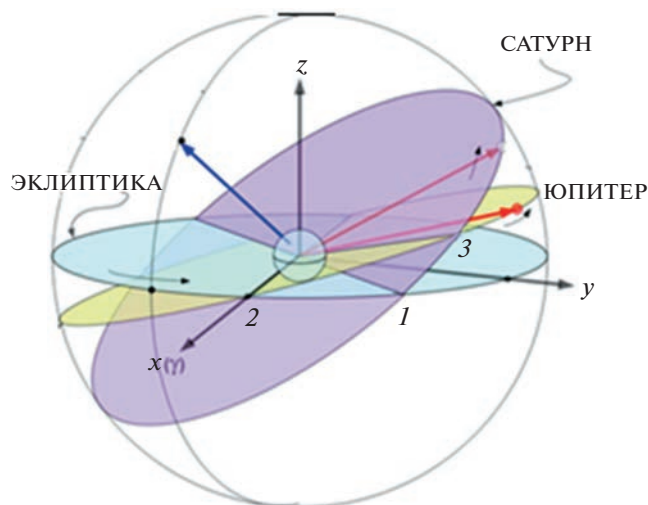


Рис. 1. Схема двух круглых колец с узлами в эклиптике Ω_1 (для орбиты Сатурна) и Ω_2 (для орбиты Юпитера). Для удобства изображения радиус орбиты Юпитера преувеличен. Дугой $\Omega_2 - \Omega_1$ показано расстояние между узлами орбит.

ным интегрированием по обоим кольцам. Так как $dm_1 = r_1 \mu_1 dv_1$ и $dm_2 = r_2 \mu_2 dv_2$, имеем

$$W_{\text{mut}} = -G\mu_1\mu_2r_1r_2 \int_0^{2\pi} dv_2 \int_0^{2\pi} \frac{dv_1}{r_{12}}. \quad (2)$$

Чтобы найти r_{12} , заметим, что в указанной системе отсчета Охуз координаты пробной точки на круглом кольце 1 можно представить формулами, см., например, [1]:

$$\begin{aligned} x_1 &= r_1 (\cos v_1 \cos \Omega_1 - \sin v_1 \sin \Omega_1 \cos i_1); \\ y_1 &= r_1 (\cos v_1 \sin \Omega_1 + \sin v_1 \cos \Omega_1 \cos i_1); \\ z_1 &= r_1 \sin v_1 \sin i_1; \end{aligned} \quad (3)$$

аналогичными формулами выразим и координаты пробной точки на втором кольце:

$$\begin{aligned} x_2 &= r_2 (\cos v_2 \cos \Omega_2 - \sin v_2 \sin \Omega_2 \cos i_2); \\ y_2 &= r_2 (\cos v_2 \sin \Omega_2 + \sin v_2 \cos \Omega_2 \cos i_2); \\ z_2 &= r_2 \sin v_2 \sin i_2. \end{aligned} \quad (4)$$

Подставляя в формулы (3) и (4) и учитывая, что

$$r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2}, \quad r_2 = \sqrt{x_2^2 + y_2^2 + z_2^2}, \quad (5)$$

после преобразований представим расстояние в виде r_{12}

$$r_{12} = \sqrt{2r_1r_2\sqrt{a - b\sin v_1 - c\cos v_1}}. \quad (6)$$

Здесь коэффициенты a , b и c определяются формулами

$$\begin{aligned} a &= \frac{r_1^2 + r_2^2}{2r_1r_2} = \frac{1}{2} \left(n + \frac{1}{n} \right), \quad n = \frac{r_2}{r_1} \leq 1; \\ b &= [\cos i_1 \cos i_2 \cos(\Omega_1 - \Omega_2) + \\ &+ \sin i_1 \sin i_2] \sin v_2 - \cos i_1 \sin(\Omega_1 - \Omega_2) \cos v_2; \\ c &= \cos(\Omega_1 - \Omega_2) \cos v_2 + \\ &+ \cos i_2 \sin(\Omega_1 - \Omega_2) \sin v_2. \end{aligned} \quad (7)$$

На рис. 2 приводится график зависимости коэффициента a от отношения радиусов колец $n = \frac{r_2}{r_1}$; обратим внимание, что при любом отно-

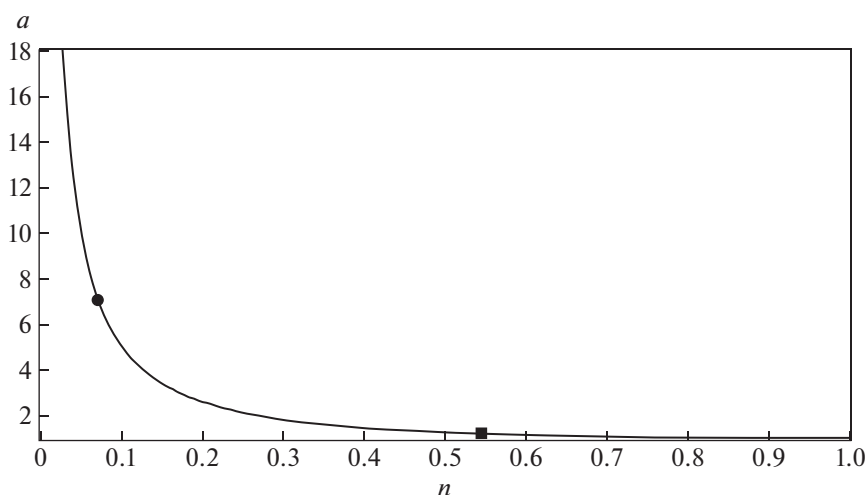


Рис. 2. Зависимость коэффициента a в формулах (7) от отношения радиусов колец $n = \frac{r_2}{r_1}$. Черным кружком отмечено положение системы экзопланет в Kepler-10, квадратом — положение системы Юпитер–Сатурн.

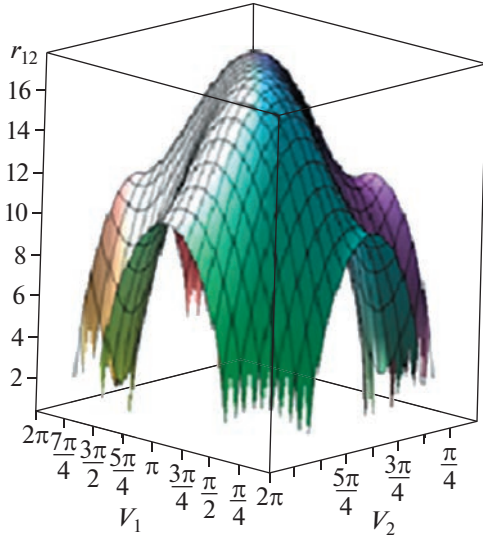


Рис. 3. 3D-изображение взаимного расстояния между пробными точками на кольцах Юпитера и Сатурна. По абсциссе и ординате отложены углы истинной аномалии v_2 и v_1 .

шении радиусов колец n выполняется неравенство $a \geq 1$.

Трехмерное изображение взаимного расстояния между точками на кольцах Юпитера и Сатурна показано на рис. 3.

2.2. Интегральное выражение для взаимной энергии двух колец

С учетом r_{12} из (6), формула для взаимной энергии (2) примет вид

$$W_{\text{mut}} = -G\mu_1\mu_2\sqrt{\frac{r_1r_2}{2}} \int_0^{2\pi} dv_2 \int_0^{2\pi} \frac{dv_1}{\sqrt{a - b \sin v_1 - c \cos v_1}}. \quad (8)$$

Двойной интеграл в (8) в общем случае не берется. Рассмотрим там внутренний интеграл

$$In = \int_0^{2\pi} \frac{dv_1}{\sqrt{a - b \sin v_1 - c \cos v_1}}. \quad (9)$$

Заменой переменной интегрирования [14]

$$\begin{aligned} v_1 &= 2\psi + \alpha, \quad \text{tg } \alpha = \frac{b}{c}, \\ p &= \sqrt{b^2 + c^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

запишем интеграл (9) в виде

$$\begin{aligned} In &= \int_0^{2\pi} \frac{dv_1}{\sqrt{a - b \sin v_1 - c \cos v_1}} = \\ &= 2 \int_{-\alpha/2}^{\pi-\alpha/2} \frac{d\psi}{\sqrt{a - p + 2p \cos^2 \psi}} \end{aligned} \quad (11)$$

В силу симметрии подынтегральной функции, интеграл (11) можно представить так

$$I_1 = \frac{4}{\sqrt{a+p}} \int_{-\alpha/4}^{\pi/2-\alpha/4} \frac{d\psi}{\sqrt{1 - \frac{2p}{a+p} \sin^2 \psi}}. \quad (12)$$

Обратим внимание: так как подынтегральная функция в (12) на интервале $0 \leq \psi \leq -\frac{\alpha}{4}$ не имеет особенностей, пределы интегрирования можно изменить и записать (12) в эквивалентном и уже табличном виде через эллиптический интеграл первого рода

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{4}{\sqrt{a+p}} \int_0^{\pi/2} \frac{dv_1}{\sqrt{1 - \frac{2p}{a+p} \sin^2 \psi}} = \\ &= \frac{4}{\sqrt{a+p}} K\left(\sqrt{\frac{2p}{a+p}}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

С учетом (13), выражение для взаимной энергии колец (8) можно представить в виде однократного интеграла

$$W_{\text{mut}} = -2\sqrt{2}G\mu_1\mu_2\sqrt{r_1r_2} \int_0^{2\pi} \frac{dv_2}{\sqrt{a+p}} K\left(\sqrt{\frac{2p}{a+p}}\right). \quad (14)$$

Проверка формулы (14) в частном случае

$$\Omega_2 - \Omega_1 = 0$$

Тогда узлы орбит совпадают и круговые кольца пересекаются по диаметрам. Ранее этот вариант был рассмотрен в монографии [15] (см. также статью [10]). В этом случае коэффициенты b и c из (7) заметно упрощаются

$$b = \cos(i_1 - i_2) \sin v_2; \quad c = \cos v_2, \quad (15)$$

и (14) приводится к выражению

$$\begin{aligned} W_{\text{mut}} &= -16G\mu_1\mu_2\sqrt{r_1r_2} \int_0^{\pi/2} \frac{dv_2}{m} K\left(\frac{2n^{1/4}}{m}\right); \\ m &= \sqrt{\frac{r_1^2 + r_2^2}{r_1r_2} + 2\sqrt{n'}}; \end{aligned} \quad (16)$$

$$n' = \sin^2 \theta \cos^2 \alpha + \cos^2 \theta,$$

которое ранее было получено в [10, 15]. Это подтверждает справедливость формулы (14).

3. РАЗЛОЖЕНИЕ ВЗАИМНОЙ ЭНЕРГИИ КОЛЕЦ В ДВОЙНОЙ РЯД. СЛУЧАЙ МАЛЫХ УГЛОВ НАКЛОНА

3.1. Преобразование интеграла (14)

Так, интеграл (14) в конечном виде не берется, представим его в виде ряда по степеням малых углов i_1 и i_2 . Такое разложение — трудоемкая операция, поэтому дальнейшие расчеты разделим на несколько этапов.

Прежде всего, подстановка коэффициентов b и c из (7) в выражение для p из (10) дает

$$p^2 = p_{11} \sin^2 v_2 + p_{22} \cos^2 v_2 + 2p_{12} \sin v_2 \cos v_2. \quad (17)$$

Из (17) видно, что два первых члена в правой части инвариантны относительно изменения знака v_2 , а третий член с $\sin v_2$ антисимметричен. С учетом этого, пределы интегрирования в (14) можно изменить на более удобные $(0, \frac{\pi}{2})$ и представить выражение для взаимной энергии в виде суммы

$$W_{\text{mut}} = -4\sqrt{2G\mu_1\mu_2}\sqrt{r_1r_2}\{In_1 + In_2\}, \quad (18)$$

где

$$In_1 = \int_0^{\pi/2} \frac{dv_2}{\sqrt{a+p}} K\left(\sqrt{\frac{2p}{a+p}}\right), \quad (19)$$

а

$$In_2 = \int_0^{\pi/2} \frac{dv_2}{\sqrt{a+p'}} K\left(\sqrt{\frac{2p'}{a+p'}}\right), \quad (20)$$

$$p' = p(\sin v_2 \rightarrow -\sin v_2).$$

3.2. Процедура разложения в двойной ряд

Интеграл In_1 из (19) представим в форме

$$In_1 = \int_0^{\pi/2} dx \int_0^{\pi/2} \frac{d_2}{\sqrt{a+p-2p\sin^2 x}}, \quad (19a)$$

и здесь подынтегральную функцию

$$F(i_1, i_2) = \frac{1}{\sqrt{a+p-2p\sin^2 x}} \quad (21)$$

раскладываем в двойной ряд Тейлора по степеням малых углов (i_1, i_2) , ограничиваясь квадратичными членами. Затем полученный ряд Тейлора дважды интегрируем: вначале по переменной v_2 , затем по x . В итоге, получим ряд

$$In_1 = t_0 + t_{11}i_1^2 + t_{12}i_1i_2 + t_{22}i_2^2, \quad (22)$$

где коэффициенты равны

$$\begin{aligned} t_0 &= \frac{\pi}{2\sqrt{1+a}} K(k); \\ t_{11} &= -\frac{\pi - k_{11}}{16\sqrt{1+a}} \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}; \\ t_{12} &= -\frac{1}{8\sqrt{1+a}} [2\sin(\Omega_1 - \Omega_2) - \\ &\quad - \pi \cos(\Omega_1 - \Omega_2)] \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}; \\ t_{22} &= -\frac{\pi}{16\sqrt{1+a}} \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь (а также в формулах (26)) модуль эллиптических интегралов k и вспомогательный коэффициент k_{11} равны

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{\frac{2}{1+a}} \leq 1; \\ k_{11} &= 4\sin(\Omega_1 - \Omega_2)\cos(\Omega_1 - \Omega_2). \end{aligned} \quad (24)$$

Аналогичные расчеты выполнены и для In_2 из (20), который также вначале представим в виде

$$In_2 = \int_0^{\pi/2} dx \int_0^{\pi/2} \frac{dv_2}{\sqrt{a+p'-2p'\sin^2 x}}, \quad (20a)$$

где, напомним, $p' = p(\sin v_2 \rightarrow -\sin v_2)$. После многих выкладок и указанного двойного интегрирования получим ряд

$$In_2 = t'_0 + t'_{11}i_1^2 + t'_{12}i_1i_2 + t'_{22}i_2^2, \quad (25)$$

с коэффициентами

$$\begin{aligned} t'_0 &= t_0 = \frac{\pi}{2\sqrt{1+a}} K(k); \\ t'_{11} &= -\frac{\pi + k_{11}}{16\sqrt{1+a}} \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}; \\ t'_{12} &= \frac{1}{8\sqrt{1+a}} [2\sin(\Omega_1 - \Omega_2) + \\ &\quad + \pi \cos(\Omega_1 - \Omega_2)] \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}; \\ t'_{22} &= t_{22} = -\frac{\pi}{16\sqrt{1+a}} \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}. \end{aligned} \quad (26)$$

Обратим внимание, что для рядов (23) и (26) справедливы следующие соотношения между коэффициентами:

$$t'_0 = t_0; \quad t'_{22} = t_{22}, \quad \text{но} \quad t'_{11} \neq t_{11}; \quad t_{12} \neq t'_{12}. \quad (27)$$

3.3. Представление взаимной энергии колец двойным рядом

Для получения полной взаимной энергии колец сложим ряды (23) и (26), и результат подставим в (19):

$$W_{\text{mut}} = -4\sqrt{2}G\mu_1\mu_2\sqrt{r_1r_2}\{In_1 + In_2\}. \quad (28)$$

Учитывая вспомогательные соотношения (27), сумму $In_1 + In_2$ запишем в виде

$$In = In_1 + In_2 = 2t_0 + (t_{11} + t'_{11})i_1^2 + 2t_{22}i_2^2 + (t_{12} + t'_{12})i_1i_2. \quad (29)$$

Здесь

$$\begin{aligned} 2t_0 &= \frac{\pi}{\sqrt{1+a}} K(k); \\ (t_{11} + t'_{11}) &= -\frac{\pi}{8\sqrt{1+a}} \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}; \\ 2t_{22} &= -\frac{\pi}{8\sqrt{1+a}} \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}; \\ t_{12} + t'_{12} &= \frac{\pi \cos(\Omega_1 - \Omega_2)}{4\sqrt{1+a}} \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}. \end{aligned} \quad (30)$$

В результате находим

$$W_{\text{mut}} = W_0 + W_{11}i_1^2 + W_{22}i_2^2 + W_{12}i_1i_2. \quad (31)$$

Коэффициенты в (31) равны

$$\begin{aligned} W_0 &= -\frac{\sqrt{2}GM_1M_2}{\pi\sqrt{r_1r_2}\sqrt{1+a}} K(k); \\ W_{11} = W_{22} &= \frac{G\sqrt{2}M_1M_2}{8\pi\sqrt{r_1r_2}\sqrt{1+a}} \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}; \\ W_{12} &= -\frac{G\sqrt{2}M_1M_2}{4\pi\sqrt{r_1r_2}\sqrt{1+a}} \cos(\Omega_1 - \Omega_2) \times \\ &\times \left\{ \frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right\}. \end{aligned} \quad (32)$$

Таким образом, выражение для взаимной энергии приводится к виду

$$\begin{aligned} W_{\text{mut}} &= -\frac{\sqrt{2}GM_1M_2}{\pi\sqrt{r_1r_2}\sqrt{1+a}} \times \\ &\times \left\{ K(k) - \frac{1}{8} \left[\frac{a}{a-1} E(k) - K(k) \right] \times \right. \\ &\times \left. \left[i_1^2 + i_2^2 - 2\cos(\Omega_1 - \Omega_2)i_1i_2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (33)$$

Для численных расчетов коэффициенты ряда (31) можно преобразовать. Для этого заметим, что

$$a = \frac{r_1^2 + r_2^2}{2r_1r_2} = \frac{1}{2} \left(n + \frac{1}{n} \right), \quad n = \frac{r_2}{r_1} \leq 1;$$

$$a - 1 = \frac{(1-n)^2}{2n}; \quad \frac{a}{a-1} = \frac{1+n^2}{(1-n)^2}; \quad (34)$$

$$\sqrt{1+a} = \frac{1+n}{\sqrt{2n}}; \quad k = \frac{2\sqrt{n}}{1+n}.$$

Тогда взаимная гравитационная энергия двух круглых колец Гаусса в квадратичном приближении имеет вид

$$\begin{aligned} W_{\text{mut}} &= -\frac{2Gm_1m_2}{\pi r_1} \times \\ &\times \left\{ K(n) - \frac{\Delta i'^2}{4(1-n^2)} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(n) - K(n) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (35)$$

где угол взаимного наклона $\Delta i'$ колец связан с углами ориентации колец в системе координат, связанных с главной плоскостью, соотношением

$$\cos \Delta i' = \cos i_1 \cos i_2 + \sin i_1 \sin i_2 \cos(\Omega_2 - \Omega_1). \quad (36)$$

С учетом малости наклонов колец к главной плоскости, $\Delta i'$ из (36) выражается также через углы в системе координат, связанной с эклипкой (нештрихованные координаты)

$$\Delta i'^2 \approx i_1^2 + i_2^2 - 2i_1i_2 \cos(\Omega_2 - \Omega_1). \quad (37)$$

Подчеркнем: так как выражение (37) относится к случаю, когда малы углы наклона i_1 и i_2 , поэтому мала и разность $\Delta i = i_2 - i_1$; однако, разность долгот узлов $\Delta \Omega = \Omega_2 - \Omega_1$ не обязательно является малой величиной.

4. УРАВНЕНИЯ ВЕКОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОРБИТ

Уравнения Лагранжа для оскулирующих элементов второго кольца в рассматриваемой задаче имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{di_2}{dt} &= -\frac{1}{n_2 R_1^2 n^2 \sin i_2} \frac{\partial R_2}{\partial \Omega_2}; \\ \frac{d\Omega_2}{dt} &= \frac{1}{n_2 R_1^2 n^2 \sin i_2} \frac{\partial R_2}{\partial i_2}, \end{aligned} \quad (38)$$

где нормированная возмущающая функция равна

$$R_2 = -\frac{W_{\text{mut}}}{m_2}. \quad (39)$$

В итоге, добавив к уравнениям (38) для первого кольца еще два уравнения для второго (последние можно получить из (38) путем перестановки индексов), и учитывая третий закон Кеплера

$$GM = n_1^2 a_1^3 = n_2^2 a_1^3 n^3. \quad (40)$$

Полную систему уравнений вековой эволюции двух круглых колец запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega_1}{dt} &= -\frac{n_1}{2\pi(1+n)} \frac{m_2}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right] \times \\ &\quad \times \left(1 - \frac{i_2}{i_1} \cos \Delta\Omega \right); \\ \frac{di_1}{dt} &= -\frac{n_1}{2\pi(1+n)} \frac{m_2}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right] \times \\ &\quad \times i_2 \sin \Delta\Omega; \\ \frac{d\Omega_2}{dt} &= -\frac{n_2 n}{2\pi(1+n)} \frac{m_1}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right] \times \\ &\quad \times \left(1 - \frac{i_1}{i_2} \cos \Delta\Omega \right); \\ \frac{di_2}{dt} &= \frac{n_2 n}{2\pi(1+n)} \frac{m_1}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right] \times \\ &\quad \times i_1 \sin \Delta\Omega. \end{aligned} \quad (41)$$

5. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ЭВОЛЮЦИИ (41)

Прежде всего, разделив в (41) второе уравнение на четвертое, получим

$$\frac{di_1}{di_2} = -\frac{n_1 m_2}{n n_2 m_1} \frac{i_2}{i_1}. \quad (42)$$

Интегрируя (42), получим простое соотношение между углами

$$i_1^2 + q_1 i_2^2 = c_1. \quad (43)$$

Для дальнейшего анализа уравнений (43) введем переменные

$$\begin{aligned} h_1 &= i_1 \cos \Omega_1; & k_1 &= i_1 \sin \Omega_1; \\ h_2 &= i_2 \cos \Omega_2; & k_2 &= i_2 \sin \Omega_2. \end{aligned} \quad (44)$$

Тогда уравнения (41) преобразуются к более простому виду

$$\begin{aligned} \frac{dh_1}{dt} &= -\sigma_1 (k_2 - k_1); & \frac{dk_1}{dt} &= \sigma_1 (h_2 - h_1); \\ \frac{dh_2}{dt} &= \sigma_2 (k_2 - k_1); & \frac{dk_2}{dt} &= -\sigma_2 (h_2 - h_1), \end{aligned} \quad (45)$$

где через σ_1, σ_2 мы обозначили две частоты вековых колебаний

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{n_1}{2\pi(1+n)} \frac{m_2}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right]; \\ \sigma_2 &= \frac{n_2 n}{2\pi(1+n)} \frac{m_1}{M} \left[\frac{1+n^2}{(1-n)^2} E(k) - K(k) \right]. \end{aligned} \quad (46)$$

Решением системы дифференциальных уравнений (45) является

$$\begin{aligned} h_1(t) &= C_1 + \sigma_1 [C_3 \cos \sigma t + C_4 \sin \sigma t]; \\ k_1(t) &= C_2 + \sigma_1 [-C_3 \sin \sigma t + C_4 \cos \sigma t]; \\ h_2(t) &= C_1 - \sigma_2 [C_3 \cos \sigma t + C_4 \sin \sigma t]; \\ k_2(t) &= C_2 - \sigma_2 [-C_3 \sin \sigma t + C_4 \cos \sigma t]. \end{aligned} \quad (47)$$

Здесь полная частота

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2, \quad (48)$$

а константы интегрирования

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{\sigma_1 h_2^0 + \sigma_2 h_1^0}{\sigma_1 + \sigma_2}; & C_2 &= \frac{\sigma_1 k_2^0 + \sigma_2 k_1^0}{\sigma_1 + \sigma_2}; \\ C_3 &= -\frac{h_2^0 - h_1^0}{\sigma_1 + \sigma_2}; & C_4 &= -\frac{k_2^0 - k_1^0}{\sigma_1 + \sigma_2} \end{aligned} \quad (49)$$

включают в себя начальные условия

$$\begin{aligned} h_1^0 &= h_1(0); & k_1^0 &= k_1(0); \\ h_2^0 &= h_2(0); & k_2^0 &= k_2(0). \end{aligned} \quad (50)$$

Подставив решение (47) в (37) и учитывая выражения (44), находим, что в линейном приближении угол взаимного наклона орбит в ходе эволюции остается постоянным

$$\Delta i' = \sqrt{(h_1 - h_2)^2 + (k_1 - k_2)^2} = \text{const}. \quad (51)$$

6. ВТОРОЙ ВАРИАНТ: ОРБИТЫ С ДВУМЯ МАЛЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ($\Delta i, \Delta\Omega$)

Рассмотрим второй вариант теории, когда малыми величинами являются не только взаимный наклон орбит $\Delta i = i_2 - i_1$, но и разность долгот восходящих узлов $\Delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1$. Тогда угол взаимного наклона колец в системе координат наблюдателя выражается через малые параметры с помощью формулы

$$\Delta i'^2 \approx \Delta i^2 + \sin^2 i \Delta\Omega^2, \quad i = \frac{i_1 + i_2}{2}. \quad (52)$$

Формула (52) получается из (37) при учете малости величины $\Delta\Omega$. Взаимную энергию колец в этом случае мы получим подстановкой $\Delta i'^2$ из (52) в основную формулу (35).

С помощью уравнений (38), по аналогии с (41), получаем уравнения вековой эволюции круглых колец в данном варианте теории

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega_1}{dt} &= \sigma_1 \frac{\Delta i}{\sin i}; & \frac{di_1}{dt} &= -\sigma_1 \sin i \Delta\Omega; \\ \frac{d\Omega_2}{dt} &= -\sigma_2 \frac{\Delta i}{\sin i}; & \frac{di_2}{dt} &= \sigma_2 \sin i \Delta\Omega. \end{aligned} \quad (53)$$

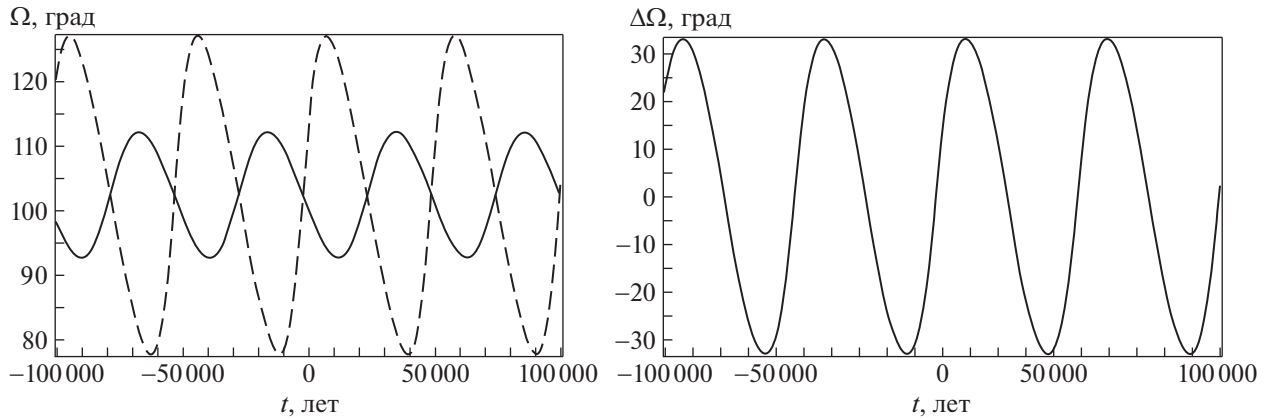


Рис. 4. Слева: зависимость изменения долготы восходящего узла для Юпитера (сплошная линия) и Сатурна (штрихи), представляющие вековую прецессию плоскостей орбит планет-гигантов под действием взаимного возмущения; справа: разность долгот узлов орбиты Юпитера и Сатурна как функция времени.

Введем новые переменные

$$p = \sin i \Delta\Omega, \quad q = \Delta i, \quad (54)$$

к которым добавятся средний наклон колец из (52) и средняя долгота восходящего узла

$$\Omega = \frac{\Omega_1 + \Omega_2}{2}, \quad (55)$$

тогда уравнения эволюции двух круглых колец приводятся к виду

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= -(\sigma_1 + \sigma_2)q; & \frac{dq}{dt} &= (\sigma_1 + \sigma_2)p; \\ \frac{di}{dt} &= -\frac{1}{2} \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \frac{dq}{dt}; & \frac{d\Omega}{dt} &= -\frac{1}{2} \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\sin i} \right). \end{aligned} \quad (56)$$

Эти уравнения имеют решения

$$\begin{aligned} p(t) &= (\sigma_1 + \sigma_2) [-C_1^2 \sin((\sigma_1 + \sigma_2)t) + C_2^2 \cos((\sigma_1 + \sigma_2)t)]; \\ q(t) &= (\sigma_1 + \sigma_2) [C_1^2 \cos((\sigma_1 + \sigma_2)t) + C_2^2 \sin((\sigma_1 + \sigma_2)t)]; \\ i(t) &= C_3^2 - \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_2) [C_1^2 \cos((\sigma_1 + \sigma_2)t) + C_2^2 \sin((\sigma_1 + \sigma_2)t)]; \\ \Omega(t) &= C_4^2 - \frac{1}{2} \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)}{\sin i(t)} [-C_1^2 \sin((\sigma_1 + \sigma_2)t) + C_2^2 \cos((\sigma_1 + \sigma_2)t)], \end{aligned} \quad (57)$$

где константы, выраженные через начальные условия

$$\begin{aligned} i_0 &= \frac{i_1^0 + i_2^0}{2} = i(0); & \Delta i_0 &= i_2^0 - i_1^0 = \Delta i(0); \\ \Omega_0 &= \frac{\Omega_1^0 + \Omega_2^0}{2} = \Omega(0); \end{aligned} \quad (58)$$

$$\Delta\Omega_0 = \Omega_2^0 - \Omega_1^0 = \Delta\Omega(0),$$

записываются в виде

$$\begin{aligned} C_1^2 &= \frac{\Delta i_0}{\sigma_1 + \sigma_2}; & C_2^2 &= \frac{\sin i^0 \Delta\Omega_0}{\sigma_1 + \sigma_2}; \\ C_3^2 &= \frac{\sigma_1 i_2^0 + \sigma_2 i_1^0}{\sigma_1 + \sigma_2}; & C_4^2 &= \frac{\sigma_1 \Omega_2^0 + \sigma_2 \Omega_1^0}{\sigma_1 + \sigma_2}. \end{aligned} \quad (59)$$

Из полученного решения (57), с учетом (52), следует (как и в первом варианте (51)), что при эволюции угол взаимного наклона орбит в линейном приближении остается постоянным

$$\Delta i' = \sqrt{p^2 + q^2} = \text{const}. \quad (60)$$

7. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КРУГЛЫХ КОЛЕЦ

7.1. Применение первого варианта метода к двухпланетной задаче “Солнце—Юпитер—Сатурн”

По начальным параметрам орбит Юпитера и Сатурна, взятых, например, из [13], мы рассчитали с помощью полученных выше решений (41) эволюцию долгот восходящих узлов и наклонов орбит планет Юпитер и Сатурн на интервале 200 000 лет. Результаты представлены на рис. 4 и рис. 5.

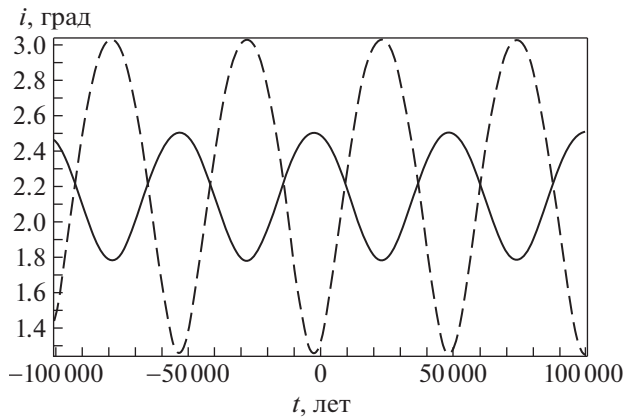


Рис. 5. Зависимость от времени наклона (к эклиптике) кольца Юпитера (сплошная линия) и Сатурна (штрихи).

Период либраций орбит для наклона и движения узлов одинаков и составляет примерно 50 950 лет (в [10] в случае совпадения узлов, было получено 50625 лет).

7.2. Применение второго варианта теории для расчета вековой эволюции системы экзопланет в Kepler-10

Звезда Kepler-10 очень похожа на Солнце, ее масса $M \approx 0.91 M_{\text{Sun}}$. Вокруг этой звезды обращаются две планеты Kepler-10b и Kepler-10c (существование третьей планеты в этой системе не подтверждено). Данные об этих планетах приводятся в табл. 1.

Для планет в системе Kepler-10 долготы восходящих узлов не определены, поэтому, без ограничения в общности, положим среднеарифметическую долготу восходящего узла на начальный момент времени равной

$$\Omega_0 = 0. \quad (61)$$

Полагая, что угол взаимного наклона орбит планет в системе Kepler-10 мал, тогда, с учетом близких по значению наклонов орбит этих планет к лучу зрения наблюдателя ($\Delta i \approx 4.49^\circ$), малой будет и величина $\Delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1$. Для разности долгот восходящих узлов для наглядности возьмем три значения, например,

$$\Delta\Omega_0 = \{-\Delta i_0, 0, \Delta i_0\}. \quad (62)$$

Результаты расчетов изменений долгот восходящих узлов и наклонов по формулам (57) показаны на рис. 6, рис. 7.

Период либрационных колебаний орбит оказывается примерно в два раза меньше, чем у Юпитера и Сатурна и составляет

$$T_{\text{libr}} = 2.90 \times 10^5 \text{ лет}. \quad (63)$$

Приведем на рис. 8 и рис. 9 также графики зависимостей максимумов и минимумов параметров орбит планет от начальной разности долгот восходящих узлов $\Delta\Omega_0$.

Заметим, что зависимости амплитуд либраций ориентационных углов орбит планет от малой разностной долготы восходящего узла на рис. 8 и 9 получены в квадратичном приближении.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе был дополнен и расширен метод круглых колец Гаусса. В новой формулировке метод позволяет учитывать известный из наблюдений факт несовпадения узлов орбит планет. На кольца переносятся массы, большие полуоси и углы наклона орбит, а также орбитальные угловые моменты планет. Особенностью метода является то, что роль функции возмущений играет взаимная гравитационная энергия колец W_{mut} . Эта функция взаимной энергии получена не только в интегральном виде, но также в виде ряда в квадратичном приближении по степеням углов наклона орбит, причем коэффициенты этого ряда получены в конечном виде и выражаются через эллиптические интегралы.

Учет несовпадения узлов потребовал значительной перестройки всего математического аппарата. Если в работе [10] единственной неизвестной функцией времени была долгота общего узла двух орбит планет, то теперь от времени зависят уже четыре неизвестные функции: два узла и два угла наклона обеих орбит. Целесообразно было разработать два варианта метода: с большим и с малым углом между узлами орбит. Для каждого варианта были впервые составлены и в конечном аналитическом виде решены системы из 4 дифференциальных уравнений, описывающих вековую эволюцию орбит. Установлен нетривиальный динамический факт: в обоих вариантах

Таблица 1. Параметры экзопланет вокруг звезды Kepler-10: Kepler-10b [15–17]); Kepler-10c [17, 18]

Планета	a	e	T	i	m	R
Kepler-10b	0.0172 au	$0.06^{+0.16}_{-0.06}$	0.837491 d	$85^\circ 1$	$0.0145 m_J$	$0.132 R_J$
Kepler-10c	0.241 au	0	45.2946 d	$89^\circ 59$	$7.37 m_\oplus$	$2.35 R_\oplus$

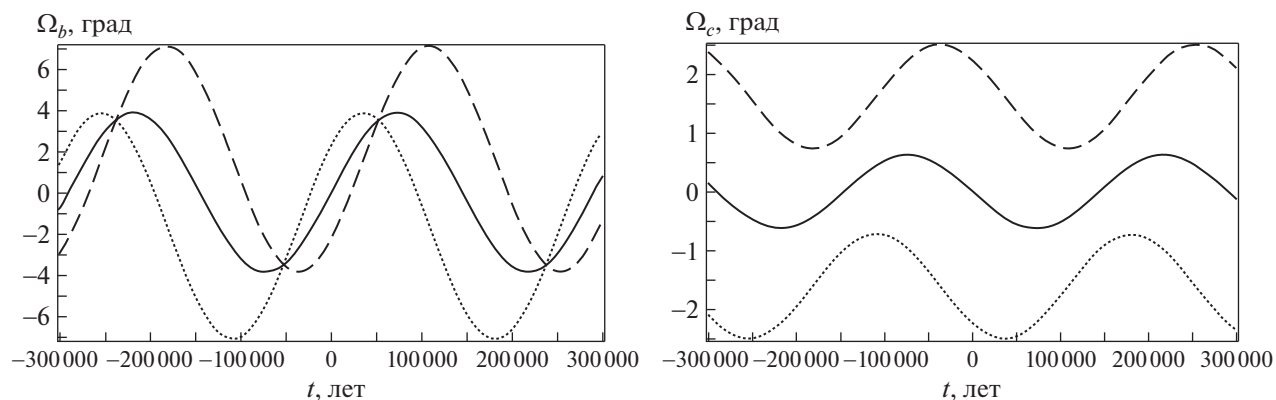


Рис. 6. Зависимость долгот восходящих узлов для планеты b (левый график) и планеты c (правый график) от времени. Пунктирная линия соответствует значению $\Delta\Omega_0 = -\Delta i_0$, сплошная линия – значению $\Delta\Omega_0 = 0$, а штрихованная – значению $\Delta\Omega_0 = \Delta i_0$.

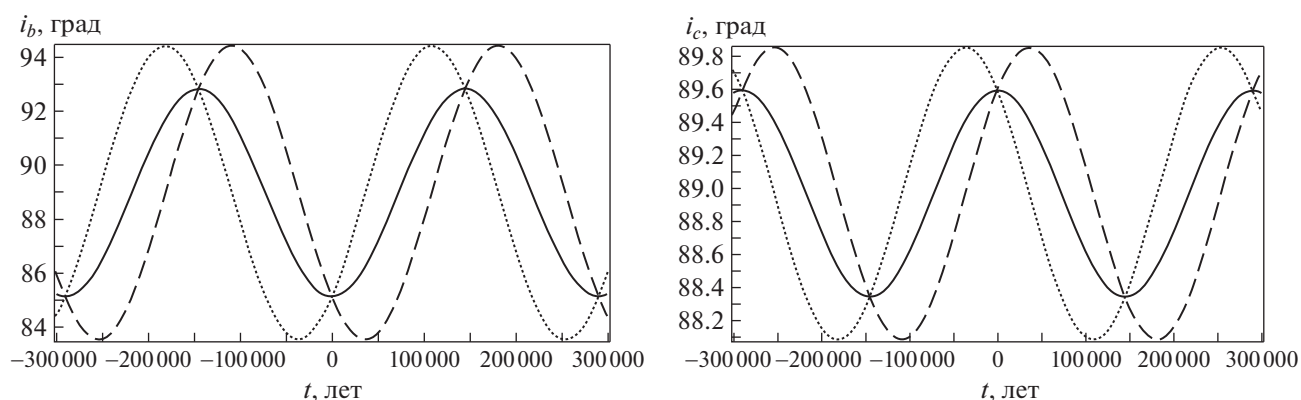


Рис. 7. Зависимость наклонов орбит планеты b (левый график) и планеты c (правый график) к картинной плоскости от времени. Пунктирная линия соответствует значению $\Delta\Omega_0 = -\Delta i_0$, сплошная линия – значению $\Delta\Omega_0 = 0$, а штрихованная – значению $\Delta\Omega_0 = \Delta i_0$.

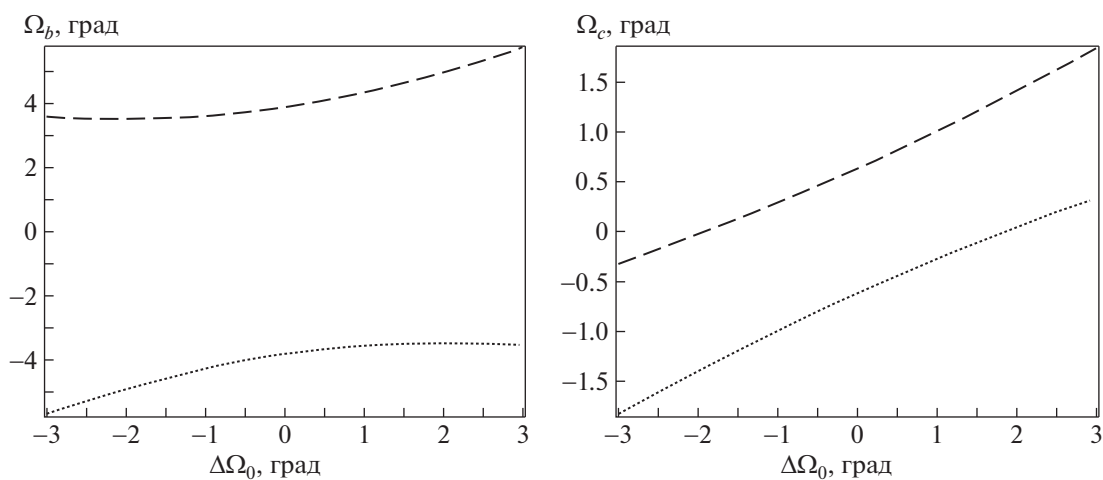


Рис. 8. Зависимость максимального (штрихи) и минимального (точки) либрационных значений долгот восходящих узлов планеты b (левый график) и планеты c (правый график) от малой разностной долготы восходящего узла планет.

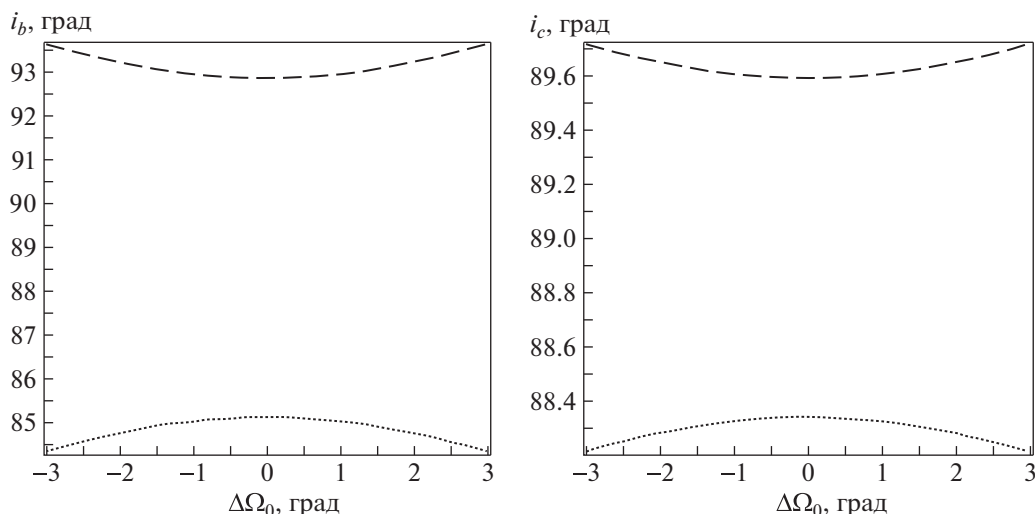


Рис. 9. Зависимость максимального (штрихи) и минимального (точки) либрационных значений наклонов орбит планеты b (левый график) и планеты c (правый график) к картинной плоскости от малой разностной долготы восходящего узла планет.

угол взаимного наклона орбит в линейном приближении остается постоянным.

Для проверки полученных решений в первом варианте была рассмотрена система Солнце—Юпитер—Сатурн. Здесь наши результаты расчетов вносят определенные поправки к тем, которые ранее были получены классическим общим методом через функцию возмущений Лагранжа [12, 13].

Проведенные расчеты весьма трудоемки, но это — характерная черта многих задач небесной механики. Подчеркнем, что оба представленных здесь варианта теории с круговыми кольцами Гаусса разработаны впервые.

Решения уравнений вековой эволюции орбит во втором варианте также были получены в аналитическом виде и затем протестированы на примере системы экзопланет Kepler-10b и Kepler-10c. Показано, что и в этой системе возмущающий момент сил вызывает прецессию и поворот плоскостей орбит планет. Почти все известные на сегодня двупланетные системы у других звезд имеют большие, близкие к 90° углы наклона плоскостей орбит. Это подчеркивает актуальность разработанного здесь двух вариантов метода изучения вековой эволюции орбит в двупланетных задачах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г. Н. Дубошин, *Небесная механика. Основные задачи и методы* (М.: Наука, 1975).
2. М. Ф. Субботин, *Введение в теоретическую астрономию* (М.: Наука, 1968).
3. J. L. Laskar, *Astron. and Astrophys.* **198**, 341 (1988).
4. J. L. Simon, P. Bretagnon, J. Chapront, et al., *Astron. and Astrophys.* **282**, 663 (1994).
5. К. В. Хошевников, Э. Д. Кузнецов, *Астрон. вестник* **41**, № 4, 291 (2007).
6. Б. П. Кондратьев, *Астрон. вестник* **46**, № 5, 380 (2012).
7. Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов, *Астрон. журн.* **97**, №5, 408 (2020).
8. B. P. Kondratyev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **442**, 1755 (2014).
9. Б. П. Кондратьев, В. С. Корноухов, *Астрон. журн.* **98**, №7, 571 (2021).
10. Б. П. Кондратьев, *Астрон. вестник* **48**, № 5, 396, (2014).
11. Х. Альвен, Г. Аррениус, *Эволюция Солнечной системы* (М.: Мир, 1979).
12. К. Шарлье, *Небесная механика* (М.: Наука, 1966).
13. К. Мюррей, С. Дермотт, *Динамика Солнечной системы* (М.: Физматлит, 2009).
14. А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев, *Интегралы и ряды* (М.: Физматлит, Т. 1, 2003).
15. Б. П. Кондратьев *Теория потенциала. Новые методы и задачи с решениями* (М.: Мир, 2007).
16. V. Singh, et al., *Astron. and Astrophys.* **658**, A132 (2022).
17. N. M. Batalha, et al., *Astrophys J.* **729**, 27 (2011).
18. L. M. Weiss, L. A. Rogers, H. T. Isaacson, et al., *Astrophys J.* **819**, 83 (2016).
19. X. Dumusque, et al., arXiv: 1405.7881, 2014, [astro-ph.ER].

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ КРАТКОСРОЧНОГО ПРОГНОЗА ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ БСА ФИАН

© 2023 г. В. Р. Лукманов^{1,*}, И. В. Чашей¹, С. А. Тюльбашев¹, И. А. Субаев¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Пушкино, Московская обл., Россия

*E-mail: lukmanov@prao.ru

Поступила в редакцию 07.03.2023 г.

После доработки 18.04.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

В мониторинговых данных, ежедневно получаемых на радиотелескопе Большая Синфазная Антенна (БСА), с апреля 2021 г. по октябрь 2022 г. выделено 11 событий, для которых после рентгеновских вспышек в солнечной короне на Земле происходили магнитные бури. Данные мониторинга межпланетных мерцаний рассматривались совместно с данными о вспышечной активности Солнца и простой кинематической моделью распространения выброса. На основании найденных оценок скорости выброса между Солнцем и зондируемой областью в предположении постоянства скорости вычислялось время прихода выброса к Земле. Из 11 рассмотренных событий 7 связаны с уединенными вспышками, с последующим выбросом корональной массы (СМЕ), а 4 имеют более сложный характер и, возможно, связаны с коротящими возмущениями или наложением коротящих и вспышечных возмущений. Для всей совокупности событий среднее время реального начала магнитной бури после времени, предсказанного моделью, составило 3.6 ч, а среднее время между началом усиления мерцаний и началом магнитной бури составило 20.1 ч. Для событий, связанных с уединенными вспышками, магнитная буря в среднем начиналась через 0.8 ч после предсказанного времени и через 15.6 ч после начала усиления мерцаний. Запаздывание магнитных бурь относительно предвычисленного времени, по-видимому, связано с торможением выброса между зондируемой областью солнечного ветра и орбитой Земли.

Ключевые слова: солнечный ветер, выбросы корональной массы, межпланетные мерцания

DOI: 10.31857/S0004629923060063, **EDN:** VCBPVBX

1. ВВЕДЕНИЕ

Корональные выбросы массы (СМЕ) наряду с коротящими структурами (CIR) при воздействии на магнитосферу Земли могут вызывать магнитные бури. Для краткосрочного прогноза космической погоды важны наблюдения таких крупномасштабных возмущений до их прихода к Земле. В разное время предпринимались попытки предсказания времени прихода возмущения с помощью эмпирических моделей (например, в работе [1]) и глобальных магнитогидродинамических моделей, таких как ENLIL [2], SUSANOO [3, 4] и EUNFORIA [5]. При расчете магнитогидродинамических моделей [1–5] обычно задается распределение магнитных полей, скорости и плотности солнечного ветра на исходной окружающей Солнце сферической поверхности радиуса около 0.1 а.е.

В данной работе рассматривается простая кинематическая модель распространения СМЕ.

В рамках модели строятся двумерные теоретические карты индексов мерцаний, которые сравниваются с картами, полученными по наблюдениям мерцаний. По данным о вспышечной активности Солнца в рентгеновском диапазоне подбирается вспышка, которая вызвала выброс, далее по сравнению модели с наблюдательными картами оценивается средняя скорость распространения выброса между короной и зондируемой областью солнечного ветра и в предположении о постоянстве скорости выброса рассчитывается время прихода выброса к Земле. Рассматриваемая кинематическая модель не учитывает возможную эволюцию выброса. Такое предположение может быть обосновано тем, что в промежутке между областью усиленных мерцаний и орбитой Земли движущийся практически радиально сформировавшийся солнечный ветер заведомо является сверхзвуковым и сверхальвеновским.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Распространение СМЕ можно выявить по наблюдениям мерцаний компактных радиоисточников на межпланетной плазме. При прохождении выброса поперек луча зрения изменяется степень мерцаний источников, что и позволяет фиксировать выбросы [6–11]. Наблюдения межпланетных мерцаний в Пушинской радиоастрономической обсерватории начались сразу после их обнаружения Хьюишем в 1964 г. [12]. В настоящее время наблюдения мерцаний проводятся на радиотелескопе Большая Синфазная Антенна Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (БСА ФИАН). БСА ФИАН – это радиотелескоп меридионального типа. Наблюдения на нем идут в круглосуточном режиме на центральной частоте 111 МГц, с используемой полосой частот 2.5 МГц. 96 неуправляемых лучей БСА ФИАН перекрывают склонения от -8° до $+42^\circ$.

Характерный пространственный масштаб неоднородностей в солнечном ветре, возбуждающий мерцания на частоте 111 МГц, порядка сотен километров, временной порядка 1 с. Распространяющиеся возмущения можно регистрировать по усилению мерцаний на расстояниях больше 0.4–0.5 а.е. от Солнца, так как на более близких расстояниях мерцания переходят в режим насыщения и подавляются размером источника. Таким образом, имеется возможность детектирования СМЕ до прихода возмущения к Земле. В работе [13] продемонстрирован пример наблюдения усиления мерцаний перед приходом СМЕ к Земле, сопровождавшимся магнитной бурей 4 ноября 2021 г. На двумерных (по времени и склонению) цветовых суточных картах в настоящей работе усиление мерцаний отражается красным цветом и оттенками красного, не возбужденная среда – оранжевым цветом, а ослабление мерцаний – желтым цветом. При просмотре последовательных дней на картах видны области, где мерцания усилены по сравнению с днями, когда вспышки не наблюдаются.

3. РАСЧЕТ ДВУМЕРНЫХ КАРТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДЕКСОВ МЕРЦАНИЙ НА ОСНОВЕ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СМЕ

В настоящей работе СМЕ представляется как область с повышенной концентрацией плазмы, распространяющаяся радиально от Солнца с постоянной скоростью. Эта область ограничена двумя сферическими поверхностями, находящимися на расстояниях R_1 и R_2 , от центра Солнца, а внешняя граница этой области представляет собой коническую поверхность с вершиной в центре Солнца (на рис. 1 затемненная область).

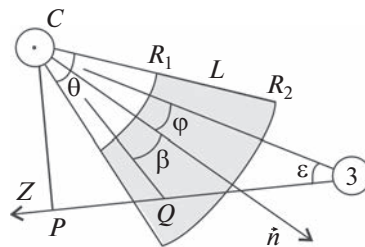


Рис. 1. Схематическое изображение модели выброса. θ – угловой раскрыт конуса возмущения, L – толщина области повышенной концентрации плазмы, $R_{1,2}$ – внутренняя и внешняя границы, P – прицельная точка луча зрения на просвечивающий источник, ϕ – угол между осью СМЕ и направлением на Землю, β – текущая угловая координата, C – Солнце, 3 – Земля, ϵ – элонгация (угол между направлением на Солнце и на наблюдаемый источник при наблюдениях с Земли).

Предполагается, что все части области СМЕ двигаются с одинаковой скоростью радиально от Солнца, а значит движутся с одинаковой скоростью и сферические границы области. Таким образом, сохраняется расстояние между сферическими границами области или толщина области L . При этом концентрация частиц в области убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца. Параметрами используемой модели, при определении влияния распространения СМЕ на магнитосферу Земли, являются толщина выброса (L), угол раскрытия (θ), направление распространения выброса по отношению к Земле (угол ϕ между центральной осью СМЕ (направляющий единичный вектор $\vec{n}$ в направлении распространения СМЕ) и линией “центр Солнца–центр Земли”). Наиболее опасные случаи возникают в случае центрального распространения СМЕ на Землю ($\phi = 0$, СМЕ типа гало).

Индекс межпланетных мерцаний при распространении СМЕ вычисляется в предположении, что внутри области СМЕ электронная плотность в некоторое фиксированное количество N раз больше, чем вне ее. Формула для вычисления индекса мерцаний в режиме слабых мерцаний следующая [14]:

$$m^2 = 2\pi \int_{-1AU \cos \epsilon}^{+\infty} dZ \int_0^{+\infty} \Phi_e(q) \sin^2 \left(\frac{q^2 Z'}{2k} \right) F^2(q) q dq, \quad (1)$$

где $\Phi_e(q) = Cq^{-n}$ – пространственный спектр флуктуаций электронной плотности межпланетной плазмы, $C \sim n_e^2(r)$ – структурная константа, $r = \sqrt{r_0^2 + Z^2}$ – расстояние от центра Солнца до точки на луче зрения, $r_0 = 1 AU \sin \epsilon$ – расстояние от центра Солнца до прицельной точки P , координата Z на луче зрения отсчитывается от при-

цельной точки, $n_e(r)$ – электронная плотность (в невозмущенной межпланетной среде $n_e \sim r^{-2}$), n – индекс турбулентности (в рамках данной работы предполагается, что $n = 3.6$); $\sin^2\left(\frac{q^2 Z'}{2k}\right)$ – фильтр Френеля, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, длина волны $\lambda = 2.7$ м; $F(q) \sim \exp\left(-\frac{1}{4}\theta_0^2 k^2 Z'^2\right)$ – пространственный спектр радиоисточника, θ_0 – радиус источника по уровню $\frac{1}{e}$ (все наблюдаемые мерцающие источники предполагаются точечными, т.е. $\theta_0 = 0$ и $F(q) \equiv 1$); $Z' = Z + 1 \text{ AU} \cos \varepsilon$ – расстояние от точки на луче зрения до наблюдателя, ε – элонгация.

Структурная константа при предположении, что внутри СМЕ электронная плотность выше в N раз, чем была бы, если бы в этой точке не было СМЕ, модифицируется следующим образом:

$$C = \begin{cases} \frac{C_0}{r^4} & \text{вне СМЕ,} \\ \frac{C_0}{r^4} N^2 & \text{внутри СМЕ.} \end{cases} \quad (2)$$

Константа C_0 *a priori* неизвестна, она введена, чтобы показать, что индекс мерцаний по формуле (1) определяется с точностью до постоянного множителя. Для определения данной константы предполагается, что индекс мерцаний в отсутствие СМЕ принимает свое наибольшее возможное значение 0.6 на элонгации 25° . Согласно [14] именно на этой элонгации наблюдаемый индекс мерцаний наибольший, на меньших элонгациях мерцания переходят в режим насыщения и подавляются размером источников.

Для оценки индекса мерцаний в данном направлении (α, δ) нужно знать положение СМЕ в данный момент времени. Если известен момент вспышки, которая сопровождалась рассматриваемым СМЕ, то через время Δt внешняя граница СМЕ при заданной скорости распространения СМЕ v будет на расстоянии от центра Солнца, равном $R_2 = v\Delta t$. Критериями нахождения точки Q на луче зрения внутри СМЕ являются следующими. Во-первых, очевидно, что расстояние от центра Солнца до точки Q должно быть заключено в пределах от R_1 до R_2 . Во-вторых, угол β между векторами $\vec{CQ}$ и $\vec{n}$ должен быть меньше, чем половина угла раскрыва $\frac{\theta}{2}$. Иначе, критерии попадания точки Q в СМЕ можно выразить формулой:

$$\begin{cases} R_1 \leq CQ \leq R_2, \\ \cos \beta = \frac{(\vec{CQ}, \vec{n})}{CQ} \geq \cos \frac{\theta}{2}. \end{cases} \quad (3)$$

Направление вектора $\vec{n}$ может быть определено по солнечным координатам активных областей Солнца, где возникают вспышки. Информация о времени вспышек, активных областях, из которых они исходят, координаты активных областей содержатся по адресу <https://tesis.xras.ru>. Солнечные координаты даны в виде широты, отсчитываемой от солнечного экватора, и солнечной долготы, отсчитываемой от меридиана, в плоскости которого расположена Земля (таким образом, солнечная долгота Земли равна нулю). Так как известно время возникновения вспышки, а также угловая скорость вращения Солнца, можно оценить угол ϕ , и, следовательно, направление вектора $\vec{n}$.

Как сказано выше, для более ясного выделения выброса используются динамические карты, когда производится попиксельное деление карт предыдущего и текущего дней. При счете индекса мерцаний по формуле (1) мы просчитываем ожидаемый индекс мерцаний как для спокойного Солнца, так и внутри выброса. Однако для теоретической модели значения индексов мерцаний за два последовательных дня в областях, не затронутых выбросом, совпадают. Поэтому при попиксельном делении для таких областей частное получается равным единице. Таким образом, в модельных динамических картах фактически исчезает “спокойное” Солнце и виден лишь выброс. Для реальных динамических карт это, конечно, не так. В любой данной точке на небе в солнечном ветре постоянно меняются скорость и концентрация даже для “спокойного” Солнца и поэтому значение индексов мерцаний в пикселях за разные дни слегка не совпадает. Это приводит к пятнистости цветов в реальных картах индексов мерцаний, в отличие от теоретических карт.

4. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ С ДАННЫМИ НАБЛЮДЕНИЙ

Оценку времени прихода СМЕ к Земле предлагается делать следующим образом. При наблюдении областей мерцаний на двумерной карте ищется вспышка за 2–3 сут до даты карты и подбираются параметры СМЕ таким образом, чтобы модельная и наблюдательная карты визуальным образом согласовывались наилучшим образом. При вычислениях модельных пространственных распределений уровня мерцаний предполагается, что усиление концентрации (параметр N) и угловой раскрыв конуса СМЕ фиксированы. Варьируется только скорость распространения СМЕ, которая считается ключевым параметром, наиболее суще-

ственным для оценок времени прихода выброса к Земле. По подобранной скорости распространения СМЕ (которая соответствует средней скорости выброса во внутренней области гелиоцентрических расстояний), рассчитывается время прихода возмущения к земной орбите, которое, как можно предположить, совпадает с началом магнитной бури. При этом скорость распространения возмущений предполагается постоянной на пути от Солнца до орбиты Земли. В работе [13] оценивалось замедление распространения выброса из-за нагребания фоновой плазмы на примере события в ноябре 2021 г. Средняя скорость выброса между Солнцем и зондируемой областью получилась 1060 км/с, а средняя скорость между Солнцем и Землей 990 км/с. В рамках данной работы эффектом замедления скорости выброса пренебрегается.

Всего в 2021–2022 гг. было найдено 11 событий, для которых удалось таким образом оценить время прихода возмущения к Земле. Проводилось сравнение двумерных карт динамических индексов мерцаний (отношение индекса мерцаний в текущий день к индексу мерцаний в предыдущий день в том же направлении) по данным наблюдений и модельных в дни, предшествовавшим магнитным бурям. Методика построения двумерных карт распределения уровня мерцаний подробно описана в работе [13]. Индекс мерцаний индивидуального источника в наблюдениях определяется как $m^2 = \langle dI^2 \rangle / \langle I \rangle^2$. В наших наблюдениях в течение суток наблюдается несколько тысяч мерцающих источников. Вся полоса неба разбивается на квадратные пиксели размером $3^\circ \times 3^\circ$, подсчитывается количество мерцающих источников n в каждом пикселе. В соответствии с [13] и цитируемыми там работами эта величина пропорциональна среднему квадрату индекса мерцаний в данном направлении, $n \sim \langle m^2 \rangle$.

Дуги на приведенных ниже наблюдательных картах показывают гелиоцентрическое расстояние до прицельной точки (ближайшей к Солнцу точки на луче зрения). При построении модельных карт считалось, что индекс мерцаний не превышает значения 0.6 (если при подсчете по формуле (1) получалось выше этого значения, то данное значение менялось на 0.6). Самая внутренняя дуга, соответствующая расстоянию 0.4 а.е., является границей областей сильных и слабых мерцаний и соответствует элонгации 23° . В рамках данной работы мерцания рассматривались в зоне слабых мерцаний, когда $\epsilon > 23^\circ$.

На рис. 2–12 приведены карты в периоды, соответствующие магнитным бурям, вызванным СМЕ. На автоматически генерируемых картах, отображающих динамические индексы мерцаний, в верхней части показана дата наблюдений. На модельных картах в верхней части дана слева

направо следующая информация: дата, для которой строилась данная модельная карта; увеличение электронной концентрации внутри СМЕ (принимается $N^2 = 9$); угол раскрыва СМЕ (θ предполагается равным 100°); толщина СМЕ (L предполагается равной 0.1 AU); начальное положение СМЕ (R_2 в момент корональной вспышки предполагается равным 0.0046 AU, что соответствует поверхности Солнца); скорость распространения СМЕ (определяется через время запаздывания прихода возмущения в зондируемую область по отношению ко времени вспышки); гелиографические координаты места вспышки; время UT вспышки; время, когда СМЕ достигает границы областей сильных и слабых мерцаний; время, когда СМЕ достигает орбиты Земли; угол ϕ между осью выброса и направлением на Землю (см. рис. 1). На приведенных далее рисунках для всех рассмотренных событий верхняя панель — это наблюдательные карты, нижняя панель — модельные карты.

В табл. 1 приведены результаты моделирования и сравнения предсказанного и реального времени магнитной бури.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Колонки в табл. 1 с данными по обнаружению усиления мерцаний на динамических картах и временем начала магнитной бури однозначно указывают, что обнаружение выброса в радиодиапазоне для всех вспышек наблюдалось раньше, чем приход выброса на Землю. Этот результат говорит о правильности модельного подхода к анализу двумерных карт с динамическими индексами мерцаний. В то же время следует отметить, что краткосрочный прогноз космической погоды рассматриваемым методом не всегда возможен и точен по ряду причин:

1) Неизвестна точная модель межпланетной среды. В рамках данной работы модель межпланетной плазмы предполагается сферически симметричной, в то время как в работе [14] показано, что солнечный ветер в среднем отличается от сферически-симметричного случая, объясняется это существованием плотного приэкваториального токового слоя.

2) Также неизвестна точная модель СМЕ. Неизвестна реальная форма выбросов, неизвестно распределение электронной плотности внутри выброса. Неизвестны реальные размеры выброса (угол раскрыва и толщина) и как они меняются с удалением СМЕ от Солнца. Возможно, электронная плотность убывает при отклонении от центральной оси СМЕ: в центральной оси плотность максимальная, а при приближении к коническим краям она плавно переходит к плотности за пределами выброса.

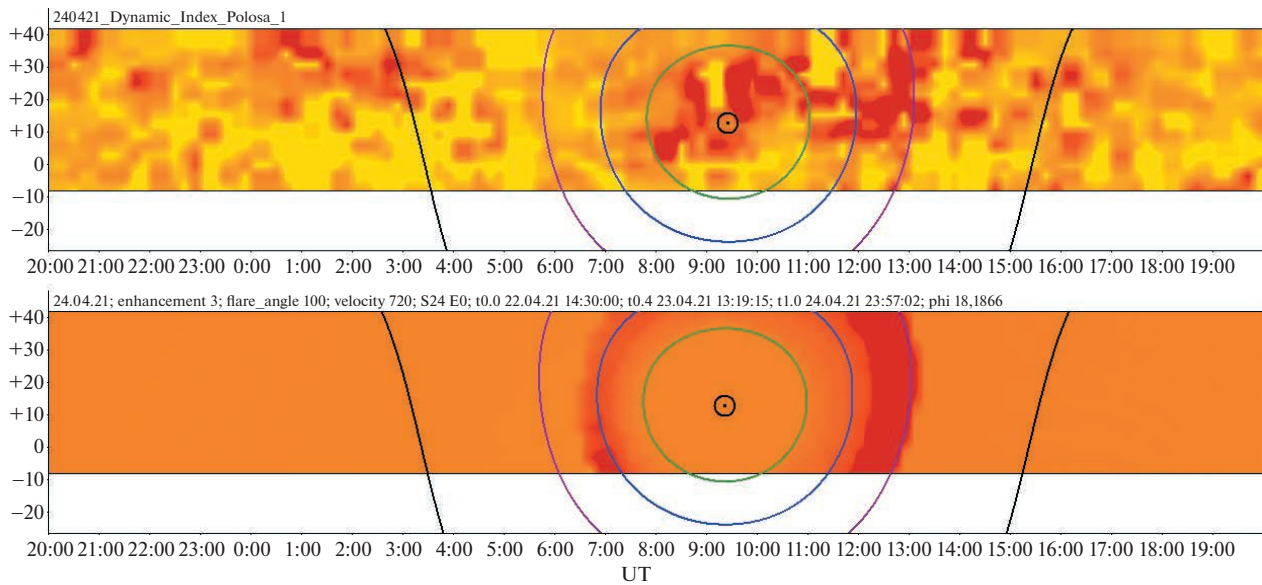


Рис. 2—12. Верхняя панель — наблюдательные карты распределения отношения уровней мерцаний за данный день к предыдущему, нижняя панель — модельные карты. По оси ординат — склонение от -8° до $+42^\circ$, по оси абсцисс — локальное (московское) время суток, кульминация Солнца в 12:30 мск. Желтый цвет соответствует спокойным условиям, а насыщенный красный — усиленным по сравнению с предыдущим днем мерцаниям; Рис. 2. Буря 25.04.2021.

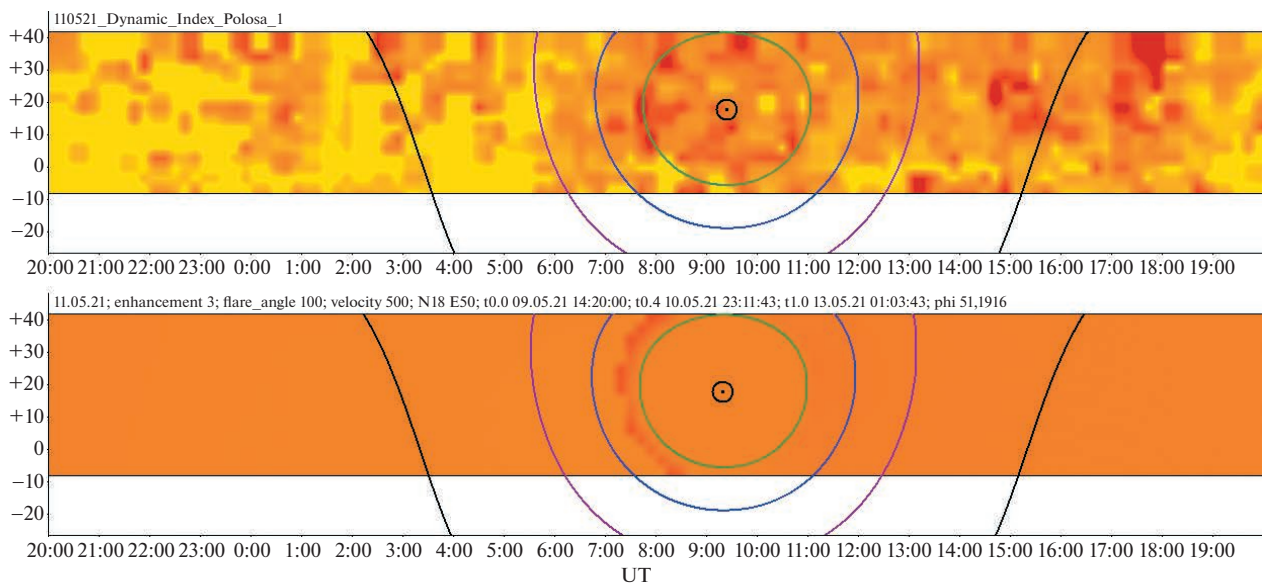


Рис. 3. Буря 12.05.2021.

3) Данная модель рассматривает только случай распространения одного СМЕ в межпланетном пространстве, пренебрегая наличием остальных СМЕ. Иногда происходит наложение СМЕ после серии вспышек, при этом неизвестно распределение электронной плотности в каждом из них, и в наблюдаемые мерцания каждый выброс может вносить сравнимый вклад. Тогда становится

сложным выделить конкретный выброс, который приведет к магнитной буре, и оценка времени прихода бури к Земле становится неточной. Кроме того, возможно взаимное влияние СМЕ и CIR (коротирующих структур).

4) Не обнаружение СМЕ ввиду ограниченности наблюдений радиотелескопа и распространение СМЕ с высокой скоростью, когда СМЕ до-

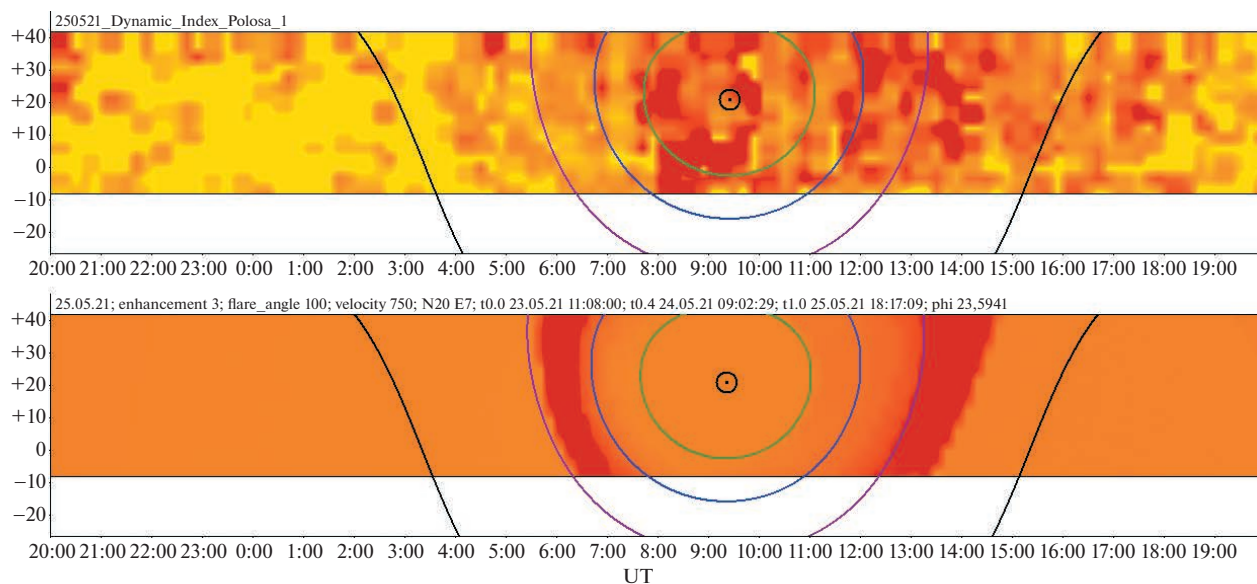


Рис. 4. Буря 26.05.2021.

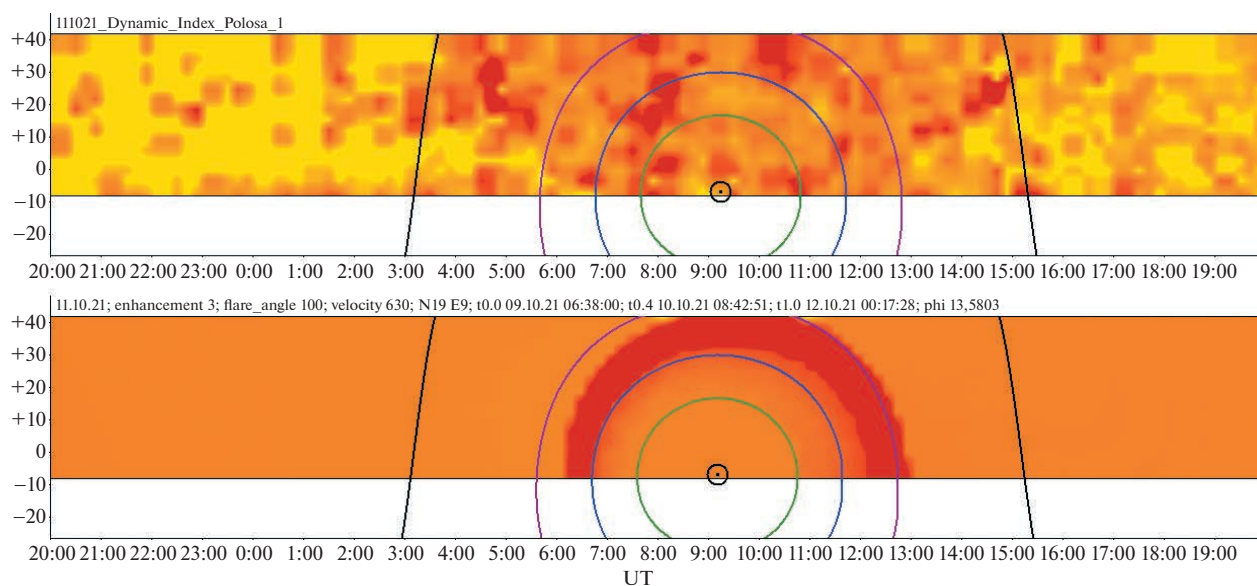


Рис. 5. Буря 12.10.2021.

стигает Земли менее или чуть более, чем за 24 ч, и мерцания не успевают фиксироваться. Так как БСА ФИАН в каждый момент времени “смотрит” только в определенные участки неба, то выброс может еще не достигнуть зоны слабых мерцаний (на расстоянии 0.4 а.е. от Солнца), когда радиотелескоп “смотрит” на выброс, а когда выброс войдет в зону слабых мерцаний, то радиотелескоп направлен на другие участки неба. Таким образом, возможна магнитная буря без наблюдаемых мерцаний на картах.

Пункты 3–4 и, частично, пункт 2 решаются использованием для наблюдений межпланетных мерцаний с помощью другого вида радиотелескопов. Антенные решетки типа LOFAR/MWA имеют поле зрения несколько сотен квадратных градусов и диаграммы направленности, управляемые как по прямому восхождению, так и по склонению. Следовательно, на таких решетках, переключая их поле зрения в разных направлениях, можно строить квазиодновременную карту мерцаний по всему небу за примерно полчаса-час

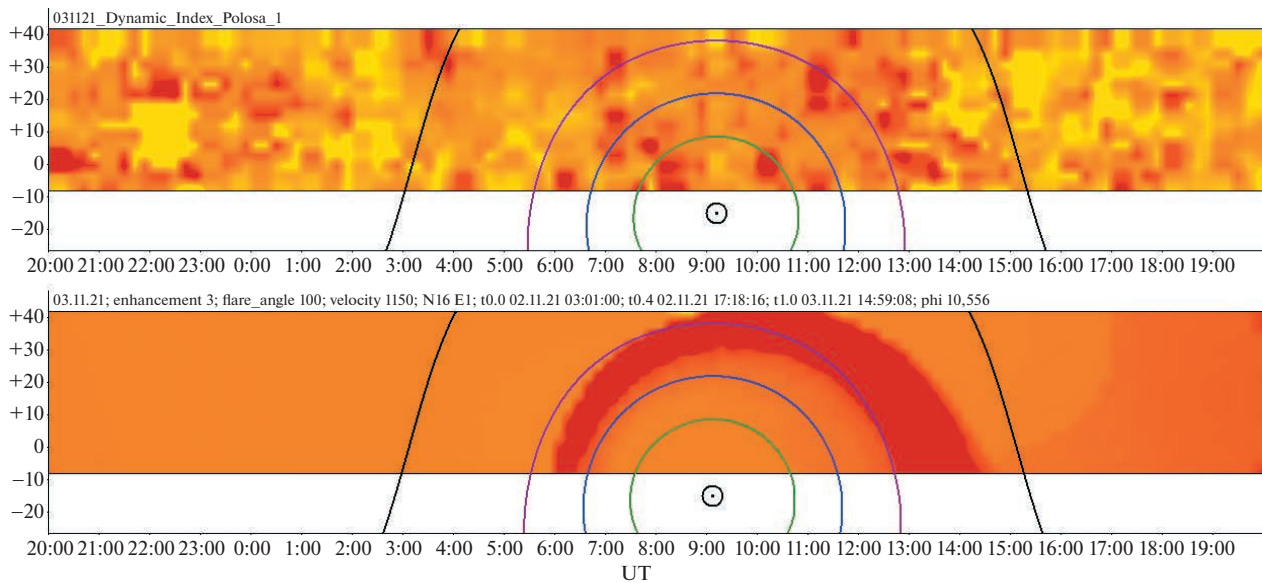


Рис. 6. Буря 03.11.2021.

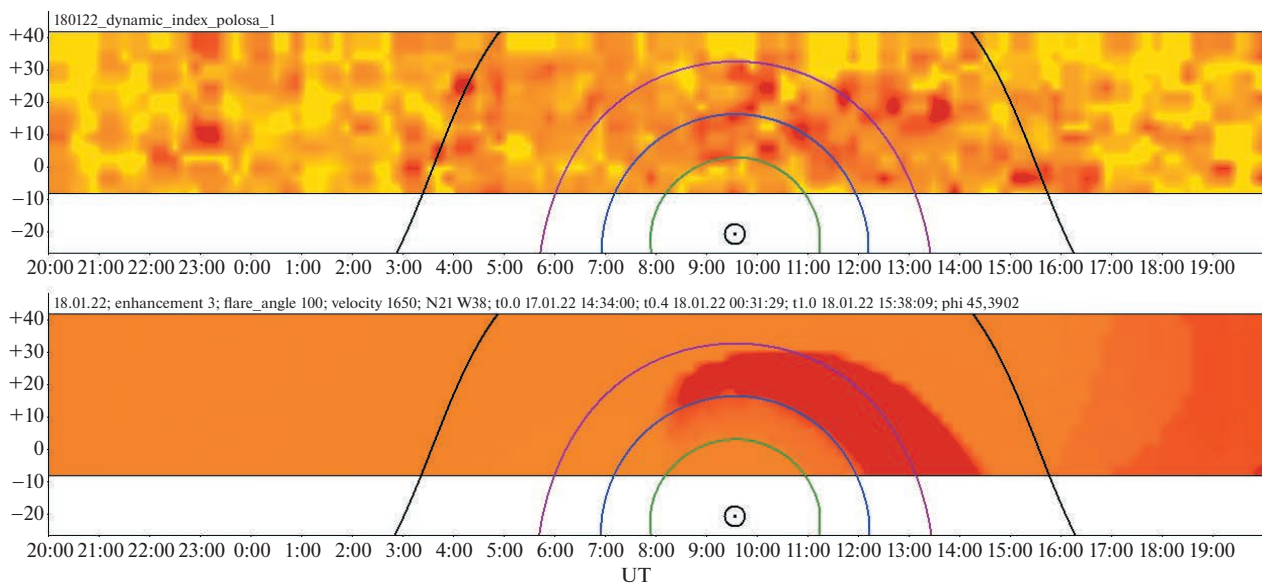


Рис. 7. Буря 19.01.2022.

с учетом их реальной чувствительности. Имея ежечасные карты, а не ежесуточные, как для БСА ФИАН, можно будет увидеть в деталях распространение выброса во времени, форму выброса, размер выброса. Даже самые быстрые выбросы, имеющие скорость 2000 км/с, распространяются от 0.4 а.е. до 1 а.е. за 12.5 ч. За время распространения выброса может быть построено несколько карт, позволяющих отследить и точно рассчитать скорость выброса, даже для случаев, когда вспышка в рентгене не фиксируется. Несколько радиотелескопов типа антенных решеток, распо-

лагающихся на различных долготах, позволяют страховать риски непогоды и возникающих локальных помех. Такие ежечасные карты могут также отслеживать и слияние выбросов разной природы. Пункт первый не решается напрямую в наблюдениях, но и не влияет кардинально на возможность предсказания. Будь то превалирование сферического слоя межпланетной плазмы (в годы максимальной активности Солнца) или превалирование приэкваториального токового слоя (в годы минимальной активности Солнца) изменения индексов мерцаний компактных радиоисточни-

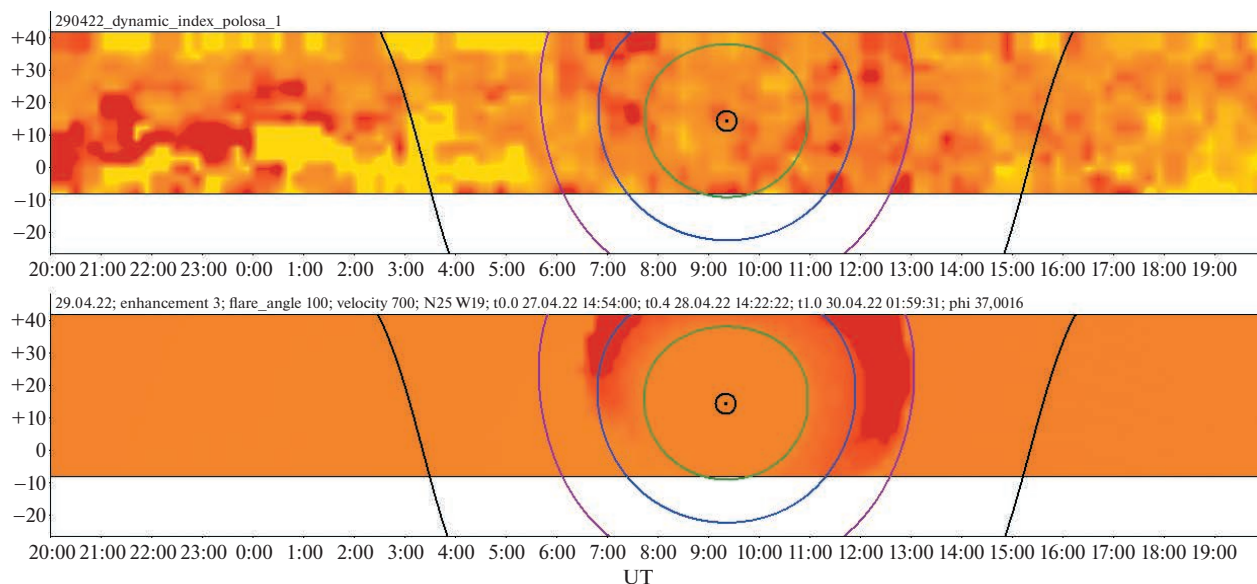


Рис. 8. Буря 30.04.2022.

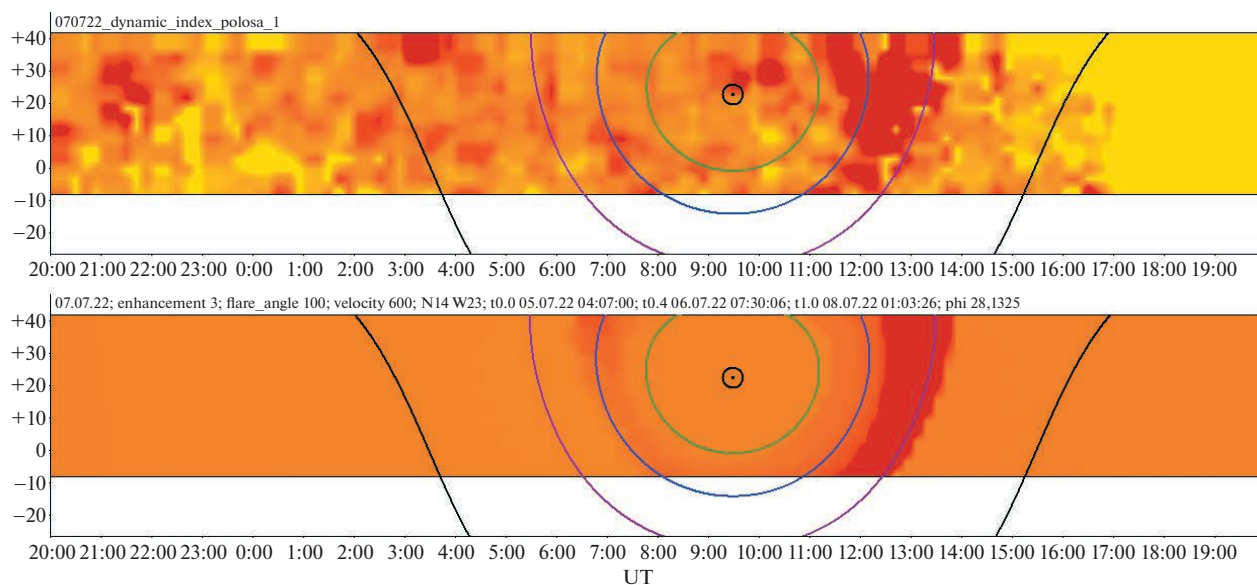


Рис. 9. Буря 07.07.2022.

ков при прохождении выброса будут наблюдаться, и, следовательно, возможности краткосрочного прогноза “Космической Погоды” существенно возрастут.

В табл. 1 и на рис. 2–12 приведены те случаи, когда мерцания наблюдались после вспышек, которые затем привели к магнитной буре. Среднее время реального начала магнитной бури после предсказанного составило 3.6 ч. Среднее время между началом наблюдения усиления мерцаний и началом магнитной бури составило 20.1 ч. Та-

ким образом, описанная методика позволяет в большинстве случаев заблаговременно предупредить о приходе возмущения к Земле.

Отдельно следует рассмотреть события 2, 3, 6 и 9, помеченные в первом столбце табл. 1 звездочкой. В случае 2 магнитная буря наступила на 13 ч раньше прогнозируемого времени. Отметим, что приход возмущения к Земле не всегда сопровождается магнитной бурей, возмущение после рассматриваемой вспышки могло прийти уже после магнитной бури, при этом новую бурю придется

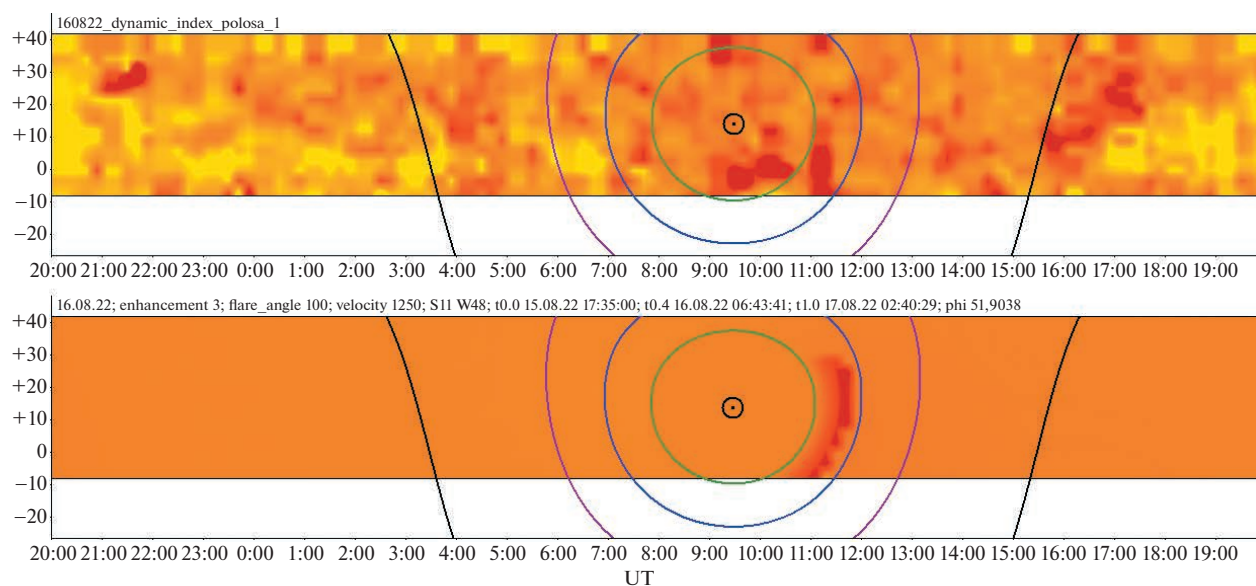


Рис. 10. Буря 17.08.2022.

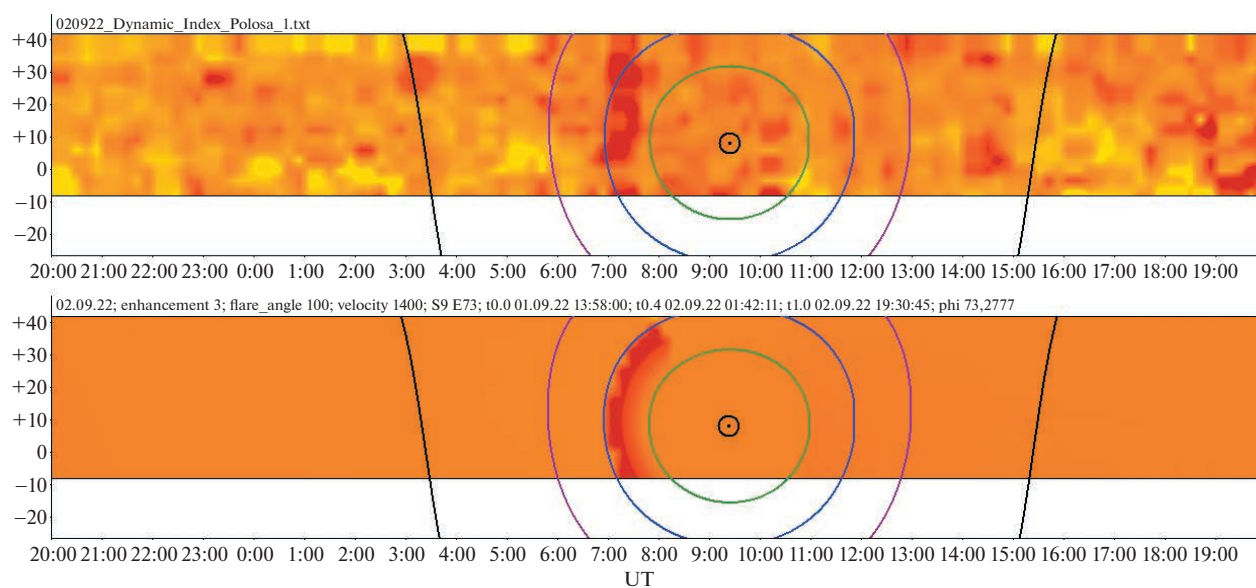


Рис. 11. Буря 03.09.2022.

шее возмущение не вызвало. А сама магнитная буря 12 мая 2021 г. могла быть вызвана приходом корототирующей структуры к Земле. Корототирующие структуры вращаются вместе с Солнцем и приходят на Землю с периодом примерно 27 дней. Магнитные бури фиксировались 25.01.2021, 20.03.2021, 15.04.2021, 02.08.2021, 28.08.2021, т.е. через промежутки времени, кратные 27 дням, относительно события 2. В случае 3 магнитная буря была через сутки после прогнозируемого времени. Бури были 07.02.2021 и 01.12.2021, что соответствует времени, кратному 27 сут между указанными

ми датами и рассматриваемой бурей 26.05.2021. В случае 6 буря 19.01.2022 пришла через 8.4 ч после предсказанного времени. Через временные промежутки, кратные 27 сут относительно события 6, магнитные бури были зафиксированы 13.03.2022, 10.04.2022, 15.10.2022. В случае 9 для бури 17.08.2022, которая пришла через 15.5 ч после предсказанного времени, бури, даты которых отстоят от бури 17.08.2022 на интервалы, кратные 27 сут, происходили 30.04.2022, 28.05.2022, 25.06.2022, 21.07.2022, а также 30.12.2022. Кроме того, перед бурей 17.08.2022 фиксировалась серия

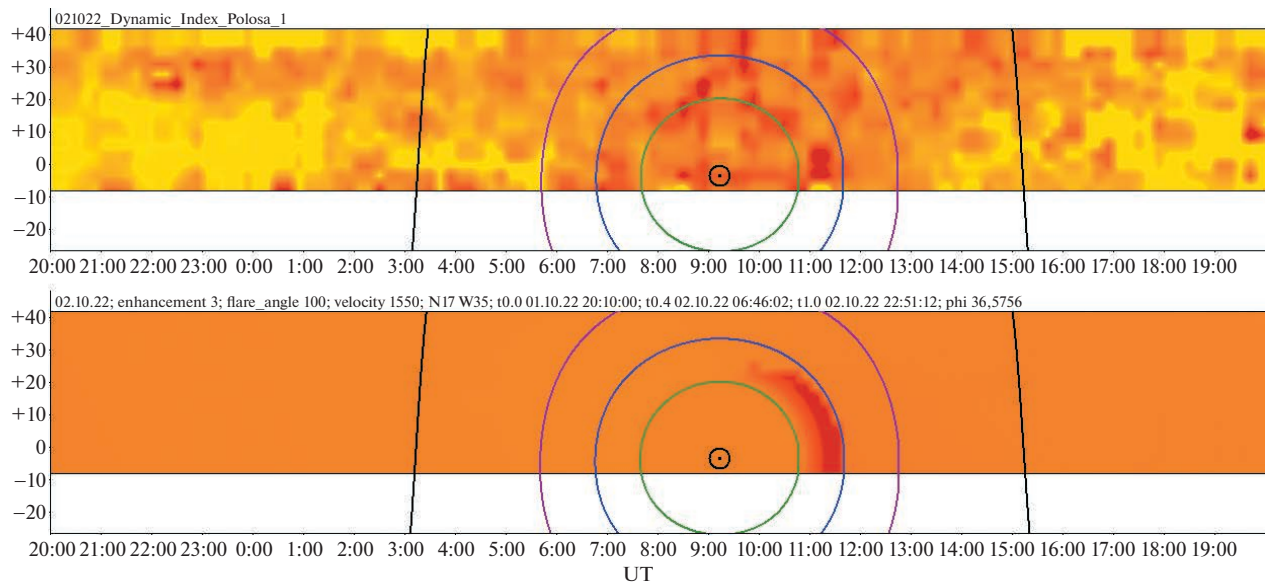


Рис. 12. Буря 02.10.2022.

Таблица 1. Информация о рентгеновских вспышках на Солнце, ассоциированных с ними магнитных бурях на Земле и результатах модельных расчетов времени прихода выбросов к Земле

№	Вспышка			v , км/с	ϕ , град	Буря				
	Класс вспышки	Место вспышки	Время вспышки, UT			Оценочное время прихода, UT	Интервал времени прихода, UT	Время между началом обнаружения мерцаний и началом бури, ч	Разница реального и предсказанного времени, ч	G-индекс
1	C2.5	S24 E00	22.04.2021 14:30	720	18.2	24.04.2021 23:57	25.04.2021 00:00–03:00	13.5	0.05	G1
2*	C4.0	N18 E50	09.05.2021 14:20	500	51.2	13.05.2021 01:04	12.05.2021 12:00–15:00	28.25	–13.07	G3
3*	M1.1	N20 E07	23.05.2021 11:08	750	23.6	25.05.2021 18:17	26.05.2021 18:00–21:00	35.5	23.72	G1
4	M1.6	N19 E09	09.10.2021 06:38	630	13.6	12.10.2021 00:17	12.10.2021 00:00–03:00	18	–0.28	G2
5	M1.7	N16 E01	02.11.2021 03:01	1100	10.6	03.11.2021 14:59	03.11.2021 21:00–24:00	13.5	6.02	G3
6*	C2.8	N21 W38	17.01.2022 14:34	1600	45.4	18.01.2022 15:38	19.01.2022 00:00–03:00	14.25	8.37	G2
7	C7.6	N25 W19	27.04.2022 14:54	700	37.0	30.04.2022 02:00	30.04.2022 03:00–06:00	20.5	1	G1
8	C9.8	N14 W23	05.07.2022 04:07	600	28.1	08.07.2022 01:03	07.07.2022 21:00–24:00	14	–4.05	G1
9*	C9.0	S11 W48	15.08.2022 17:35	1250	51.9	17.08.2022 02:40	17.08.2022 18:00–21:00	34	15.33	G2
10	C4.1	S09 E73	01.09.2022 13:58	1400	73.2	02.09.2022 19:31	03.09.2022 00:00–03:00	17	4.48	G1
11	M5.8	N17 W35	01.10.2022 20:10	1550	36.6	02.10.2022 2:51	02.10.2022 21:00–24:00	13	–1.85	G1

* Помечены случаи, когда роль указанных вспышек в магнитных бурях неочевидна.

вспышек, которые могли вызвать несколько взаимодействующих друг с другом выбросов, поэтому трудно выделить именно тот выброс, который вызвал магнитную бурю. Без учета 4 указанных случаев, которые, возможно, связаны с CIR или наложением СМЕ и CIR, магнитная буря в среднем начиналась через 0.8 ч после предсказанного времени начала бури и через 15.6 ч после начала наблюдения усиления мерцаний.

Для более точного прогноза космической погоды желательно проведение аналогичных наблюдений за мерцаниями в разных точках планеты. Кроме того, так как приход возмущений не всегда сопровождается магнитной бурей, желательно данные о B_z компоненте межпланетного магнитного поля [15]. Также необходимо учитывать магнитные бури, вызванные CIR. В настоящее время модель CIR находится в стадии разработки. Но известно, что CIR приходят каждые 27 сут к Земле. Поэтому если какая-то магнитная буря, вызванная CIR, уже произошла, то можно ожидать, что примерно через 27 сут (или через время, кратное 27 сут) магнитная буря, вызванная тем же CIR, может снова повториться.

6. ВЫВОДЫ

Проведенный анализ показывает, что регулярный мониторинг межпланетных мерцаний совместно с простой моделью и данными о вспышечной активности солнечной короны позволяет с опережением 15–20 ч предсказывать приход к Земле возмущений типа СМЕ. Надежность краткосрочного прогноза оказывается выше в случае уединенных вспышек. Для совокупности рассмотренных событий магнитные бури в среднем начинаются позже прогнозируемого времени их начала. Такое запаздывание, по-видимому, объясняется торможением выбросов в области гелиоцентрических расстояний между 0.5 и 1 а.е. Сходная картина имела место и для рассмотренного в работе [13] события в ноябре 2021 г.: средняя скорость выброса между Солнцем и зондируемой областью составляла 1060 км/с, а средняя скорость между Солнцем и орбитой Земли была несколько меньше, 990 км/с. Торможение выброса обусловлено нагреванием фоновой плазмы и достаточно хорошо описывается эмпирической моделью drag force [16]. Пространственные распределения наблюдаемых и моделируемых усиленных мерцаний не всегда детально совпадают.

Более точное соответствие может быть достигнуто варьированием не только скорости выброса, но и других параметров модели.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят антенную группу БСА ФИАН за обеспечение непрерывности наблюдений в мониторинговом режиме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Gopalswamy, A. Lara, S. Yashiro, M. L. Kaiser, and R. A. Howard, *J. Geophys. Res.* **106**, 29207 (2001).
2. D. Odstrcil, *Adv. Space Res.* **32**, 497 (2003).
3. D. Shiota, R. Kataoka, Y. Miyoshi, T. Hara, C. Tao, K. Masunaga, Y. Futaana, and N. Terada, *Space Weather* **12**, 187 (2014).
4. D. Shiota and R. Kataoka, *Space Weather* **14**, 56 (2016).
5. J. Pomoell and S. Poedts, *J. Space Weather Space Climate* **8**, A35 (2018).
6. M. Tokumaru, K. Fujiki, K. Iwai, S. Tyul'bashev, and I. Chashei, *Solar Phys.* **294**, 15 (2019).
7. M. M. Bisi, A. R. Breen, B. V. Jackson, R. A. Fallows, A. P. Walsh, Z. Mikic, P. Riley, C. J. Owen, A. Gonzalez-Esparza, E. Aguilar-Rodriguez, H. Morgan, A. G. Wood, M. Tokumaru, P. K. Manoharan, I. V. Chashei, A. Giunta, E. A. Jensen, J. A. Linker, V. I. Shishov, S. A. Tyul'bashev, S. K. Glubokova, M. S. Hamilton, J. M. Clover, K. Fujiki, S. E. Pribe, B. Pinter, P. P. Hick, and A. Buffington, *Solar Physics* **265**, 49 (2010).
8. M. M. Bisi, A. Gonzalez-Esparza, B. V. Jackson, M. Tokumaru, and J. Leibacher, *Solar Physics* **290**, 2393 (2015).
9. Iju, M. Tokumaru, and K. Fujiki, *Solar Physics* **289**, 2157 (2014).
10. Johri and P. K. Manoharan, *Solar Physics* **291**, 1433 (2016).
11. K. Iwai, D. Shiota, M. Tokumaru, K. Fujiki, M. Den, and Y. Kubo (2022). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.12486>
12. A. Hewish, P. E. Scott, and D. Wills, *Nature* **203**, 1214 (1964).
13. I. V. Chashei, S. A. Tyul'bashev, V. R. Lukmanov, and I. A. Subaev. *Adv. Space Res.* (2022). <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.05.050>
14. В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, *Астрон. журн.* **99**, 160 (2022).
15. B. V. Jackson, H. S. Yu, P. P. Hick, A. Buffington, M. M. Bisi, M. Tokumaru, J. Kim, S. Hong, B. Lee, J. Yi, and J. Yun, *Astrophys. J. Lett.* **803**, No. 1, L1, 5p (2015).
16. P. J. Cargill, *Solar Phys.* **221**, 135 (2004).

КОРОТИРУЮЩИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ДАННЫХ МОНИТОРИНГА МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ: МОДЕЛИРОВАНИЕ И НАБЛЮДЕНИЯ

© 2023 г. В. Р. Лукманов^{1,*}, И. В. Чашей¹, С. А. Тюльбашев¹, И. А. Субаев¹

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

*E-mail: lukmanov@prao.ru

Поступила в редакцию 30.05.2023 г.

После доработки 18.06.2023 г.

Принята к публикации 20.06.2023 г.

Предложена простая модель ведущей части области взаимодействия разноскоростных потоков солнечного ветра, в которой повышенная концентрация плазмы задается в виде спиральной струи с прямоугольным сечением. В рамках модели рассчитаны двумерные динамические карты распределения уровня межпланетных мерцаний, адаптированные к конфигурации радиотелескопа БСА ФИАН. Для четырех магнитных бурь 2022 и 2023 г., вызванных коротирующими возмущениями, проведено сравнение модельных расчетов с данными серий наблюдений межпланетных мерцаний, содержащих период геомагнитного возмущения. В целом имеется качественное соответствие между расчетами и наблюдательными данными. Показано, что коротирующие возмущения проявляются в усилениях мерцаний за три дня до магнитной бури около 15–16 ч московского времени. В последующие двое суток усиление мерцаний смещается к более позднему времени. При этом усиления мерцаний в утреннем секторе отсутствуют. В период магнитной бури происходит усиление ночных мерцаний. Такая последовательность усиления мерцаний соответствует приближению возмущения к Земле с восточной стороны при вращении с Солнцем. Обсуждается качественное различие между данными наблюдений для коротирующих и распространяющихся крупномасштабных возмущений.

Ключевые слова: солнечный ветер, коротирующие структуры, межпланетные мерцания

DOI: 10.31857/S0004629923070058, **EDN:** AAKXHN

1. ВВЕДЕНИЕ

В областях взаимодействия истекающих из корональных дыр быстрых потоков плазмы с медленным солнечным ветром формируются зоны с повышенной концентрацией плазмы (stream interaction regions, SIR). Если структуры типа SIR существуют более одного оборота Солнца и обладают 27-дневной повторяемостью, то они классифицируются как коротирующие структуры (co-rotating interaction regions, CIR). Структуры типа SIR/CIR, как и корональные выбросы массы послевспышечного происхождения (interplanetary coronal mass ejections, ICME), при взаимодействии с земной магнитосферой могут вызвать магнитные бури. При этом, как известно [1], геомагнитные возмущения в периоды вблизи минимума солнечной активности чаще связаны с SIR/CIR, а вблизи максимума активности — с ICME. Для обнаружения и исследования крупномасштабных возмущений до их прихода к Земле можно использовать наблюдения межпланетных мерцаний [2–6]. Наблюдения межпланетных мерцаний в Пушинской радиоастрономической

обсерватории (ПРАО) начались сразу после их обнаружения Хьюишем в 1964 г. [7]. Одной из основных характеристик мерцаний является индекс мерцаний, который примерно пропорционален средней концентрации межпланетной плазмы в области, ответственной за модуляцию амплитуды просвечивающих радиоволн [8]. В работах [9–13] на основе анализа данных наблюдений межпланетных мерцаний было замечено, что коротирующие структуры могут быть обнаружены по ослаблению ночных мерцаний за 2–3 сут до прихода CIR к Земле.

В данной работе предложена простая модель распределения уровня концентрации плазмы в коротирующих структурах. В рамках предположения о чисто вращательной кинематике CIR строятся модельные динамические карты индексов мерцаний, которые сравниваются с наблюдательными картами для четырех событий, вызвавших достаточно сильные геомагнитные возмущения.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Коротирующие структуры выявляются по наблюдениям за большим количеством мерцающих радиоисточников по всей небесной сфере. В настоящее время наблюдения проводятся на Большой синфазной антенне Физического института Российской академии наук (БСА ФИАН) в Пушчинской радиоастрономической обсерватории (ПРАО). БСА ФИАН является радиотелескопом меридионального типа. Наблюдения ведутся в круглосуточном режиме на центральной частоте 111 МГц в полосе частот 2.5 МГц, на 96 лучах диаграммы направленности, перекрывающих область склонений (угловых расстояний областей наблюдения на небесной сфере от плоскости небесного экватора, при этом склонение положительно, если наблюдаемый объект в северном полушарии, и отрицательно — если в южном полушарии) от -8° до $+42^\circ$.

Характерный пространственный масштаб дифракционной картины на частоте 111 МГц порядка сотен километров, характерный временной масштаб — порядка секунды. О крупномасштабных возмущениях можно судить по изменениям индекса мерцаний на элонгациях (угловых расстояниях между наблюдаемой областью на небесной сфере и Солнцем при наблюдениях с Земли) больше 25° и гелиоцентрических расстояниях прицельной точки на луче зрения на источники больше 0.4 а.е. В областях, расположенных ближе к Солнцу, получение информации о крупномасштабных возмущениях затруднено, так как мерцания переходят в режим насыщения и подавляются за счет влияния собственных угловых размеров источника. В области элонгаций более 90° модуляция интенсивности радиоисточников определяется областями солнечного ветра, примыкающими к орбите Земли. Таким образом, наблюдения дают возможность фиксировать связанные с крупномасштабными возмущениями, в частности SIR/CIR, изменения в уровне мерцаний в областях между 0.4 а.е. и орбитой Земли. На двумерных (по времени и склонению) приведенных ниже цветовых суточных картах усиление мерцаний отражается красным и оттенками красного цветами, невозбужденная среда — оранжевым цветом, а ослабление мерцаний — желтым цветом. Двумерные карты строятся следующим образом. Вся наблюдаемая полоска неба разбивается на квадратные пиксели размером $3^\circ \times 3^\circ$, в каждом из которых определяется средний квадрат индекса мерцаний. На динамических картах изображается отношение среднего квадрата индекса мерцаний в данный день к соответствующему значению за предыдущий день в то же время. Всего в течение суток наблюдается около 5000 мерцающих источников, и в каждый пиксель попадает до 10 компактных (мерцающих) ра-

диоисточников. Подробнее процедура построения карт описана в работе [14].

3. РАСЧЕТ ДВУМЕРНЫХ КАРТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДЕКСОВ МЕРЦАНИЙ НА ОСНОВЕ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ CIR

В рамках настоящей работы CIR представляет из себя область с повышенной концентрацией плазмы, вращающаяся вместе с Солнцем, центральная ось которой находится в плоскости солнечного экватора (рис. 1). Центральная ось CIR представляет собой архимедову спираль $r = a(\theta_0 - \theta)$. Предполагается, что на расстоянии $r = 1$ а.е. от центра Солнца $\theta_0 - \theta = \frac{\pi}{4}$, таким образом $a = \frac{4}{\pi}$ а.е. $^{-1}$. На рис. 1 ось X направлена к положению Земли в момент летнего солнцестояния, ось Y — к проекции Земли на плоскость солнечного экватора в момент осеннего равноденствия, ось Z — к солнечному северному полюсу (на рисунке направлена “на нас”), начало координат в центре Солнца. При построении карт учитывался наклон орбиты Земли к солнечному экватору, который равен 7.25° , моменты пересечения орбиты Земли и плоскости экватора в дни солнцестояний. Сечение области CIR плоскостью нормальной к центральной оси CIR в каждой точке является прямоугольником, размеры пропорциональны расстоянию точки r на центральной оси от центра Солнца, если это расстояние меньше 1 а.е., и равны $2l = 0.2$ а.е. в плоскости солнечного экватора и $2h = 0.6$ а.е. в направлении, параллельном оси Z, если расстояние r равно или превышает 1 а.е. Предполагается, что CIR вращается вместе с Солнцем в направлении движения Земли с постоянной угловой скоростью и “настигает” Землю каждые 27 сут. Геометрия используемой модели схематически изображена на рис. 1. Отметим, что нами рассматривалась и другая модель, в которой область повышенной концентрации представляла собой спиральную струю круглого сечения. Однако анализ показал, что струя с прямоугольным сечением лучше согласуется с данными наблюдений.

Индекс межпланетных мерцаний при распространении CIR вычисляется в предположении, что электронная плотность внутри области CIR превышает соответствующее значение вне ее в фиксированное количество $N = 3$ раз. В режиме слабых мерцаний индекс мерцаний вычисляется по формуле [15–17]:

$$m^2 = 2\pi \int_{-1 \text{ а.е. } \cos \varepsilon}^{+\infty} dZ \int_0^{+\infty} \Phi_e(q) \sin^2 \left(\frac{q^2 Z'}{2k} \right) F^2(q) q dq, \quad (1)$$

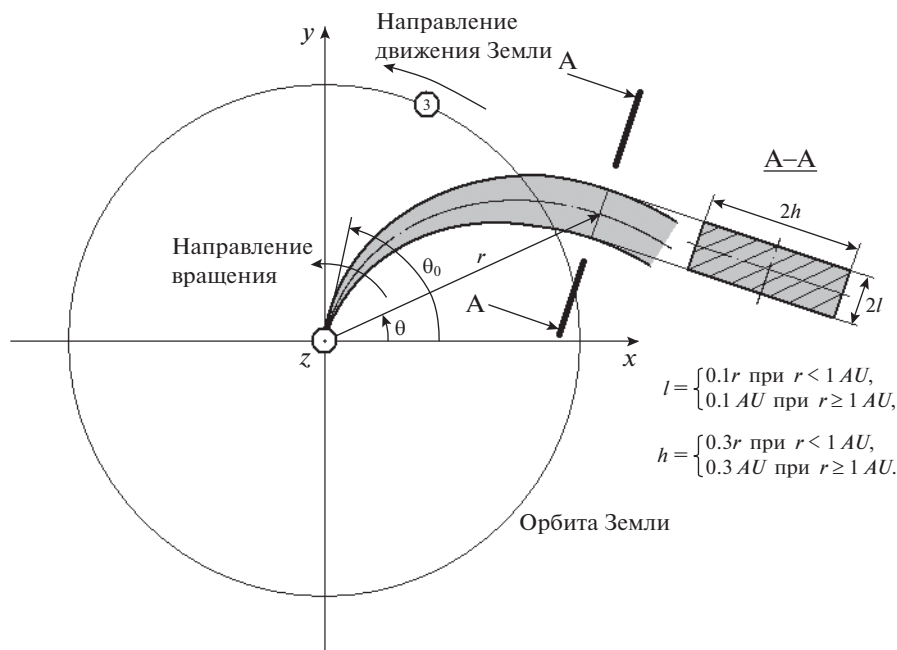


Рис. 1. Схематическое изображение модели CIR.

где $\Phi_e(q) = Cq^{-n}$ – пространственный спектр флуктуаций электронной плотности межпланетной плазмы, $C \sim n_e^2(r)$ – структурная константа, $r = \sqrt{r_0^2 + Z^2}$ – расстояние от центра Солнца до точки на луче зрения, $r_0 = 1 \text{ a.e.} \sin \varepsilon$ – расстояние от центра Солнца до прицельной точки P, координата Z на луче зрения отсчитывается от прицельной точки, $n_e(r)$ – электронная плотность (в невозмущенной межпланетной среде $n_e \sim r^{-2}$), n – индекс турбулентности (в рамках данной работы предполагается, что $n = 3.6$); $\sin^2\left(\frac{q^2 Z'}{2k}\right)$ – фильтр Френеля, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, длина волны $\lambda = 2.7$ м; $F(q) \sim \exp\left(-\frac{1}{4}\theta_0^2 k^2 Z'^2\right)$ – пространственный спектр радиоисточника, θ_0 – радиус источника по уровню $\frac{1}{e}$ (все наблюдаемые мерцающие источники предполагаются точечными, т.е. $\theta_0 = 0$ и $F(q) \equiv 1$); $Z' = Z + 1 \text{ a.e.} \cos \varepsilon$ – расстояние от точки на луче зрения до наблюдателя, ε – элонгация.

Структурная константа C с учетом упомянутого выше предположения о повышении значения электронной плотности внутри области CIR вычисляется по формуле:

$$C = \begin{cases} \frac{C_0}{r^4} & \text{вне CIR,} \\ \frac{C_0}{r^4} N^2 & \text{внутри CIR.} \end{cases} \quad (2)$$

Константа C_0 *a priori* неизвестна. Таким образом индекс мерцаний по формуле (1) определяется с точностью до постоянного множителя. Для определения этого множителя предполагается, что индекс мерцаний принимает свое наибольшее возможное значение на элонгации 25° , которое в отсутствие CIR предполагается равным 0.6. Это соответствует работе [17].

Реальное распределение концентрации солнечного ветра при прохождении коротирующего возмущения, конечно, будет значительно сложнее, и более точная модель должна содержать значительно больше задаваемых параметров. Здесь мы ограничиваемся заведомо упрощенной моделью, которая позволяет, во-первых, определить основные качественные отличия возмущений типа CIR от возмущений типа СМЕ, и, во-вторых, найти признаки, которые позволят по наблюдательным данным заблаговременно предсказать приход коротирующего возмущения к Земле. В рамках модели для различных расположений возмущения относительно Земли и Солнца рассчитывались динамические модельные карты, аналогичные тем, которые получаются из наблюдений. Далее модельные карты сравнивались с результатами наблюдений для серий длительностью 7 сут: трое суток до магнитной бури и трое суток после нее.

4. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ КАРТ С ДАННЫМИ НАБЛЮДЕНИЙ

Для детектирования возмущения CIR в наблюдательных данных используются динамические карты индексов мерцаний, которые получают попиксельным делением карт текущего дня на карты предыдущего дня. В областях, не затронутых CIR в последние 2 дня, индекс мерцаний, рассчитанный по теоретической формуле (1), совпадает и при попиксельном делении отношение индексов мерцаний равно 1. Поэтому в динамических картах “спокойная” межпланетная среда исчезает, видно только возмущение, вызванное CIR. Однако в реальной ситуации даже в случае “спокойного” солнечного ветра постоянно меняется его концентрация, соответственно меняется и индекс мерцаний, поэтому при попиксельном делении отношение индексов мерцаний часто отличается от единицы. Этим объясняется пятнистость цветов на приведенных ниже наблюдательных картах в отличие от модельных.

Далее проводится сравнение для нескольких, сопутствующих магнитным бурям, связанным с CIR, недавних (2022, 2023 г.) серий наблюдений с модельными сериями. Для сравнения были отобраны два простых (одногорбых по графикам концентрации WIND) события 8 января и 7 декабря 2022 г. Связь этих событий с CIR подтверждается аналогичными возмущениями, наблюдавшимися ранее в периоды, отстоящие от рассматриваемых на промежутки, кратные 27 дням. Так, перед событием 8 января 2022 г. возмущенная магнитосфера ($K_p = 4$ — это индекс, характеризующий геомагнитную активность, если $K_p < 4$, магнитосфера спокойная, если $K_p = 4$, магнитосфера возбужденная, $K_p \geq 5$ означает магнитную бурю) наблюдалась 22 сентября, 19 октября и 15–16 ноября 2021 г. После события магнитные бури G1 (G-индекс показывает силу магнитной бури и оценивается по 5-бальной шкале: G1 — слабая буря ($K_p = 5$), G2 — умеренная буря ($K_p = 6$), G3 — сильная буря ($K_p = 7$), G4 — очень сильная буря ($K_p = 8$), G5 — экстремальная буря ($K_p = 9$)) наблюдались 3–4 февраля, 31 марта, 27 апреля 2022 г., возбужденная магнитосфера 19 июня, 11 августа, 7–9 сентября, 4–6 октября 2022 г., затем бури G1 28 ноября и 26 декабря 2022 г. Перед событием 7 декабря 2022 г. магнитные бури G1 наблюдались 18 января, 12–13 февраля, 12 марта 2022 г., 13 марта 2022 г. магнитная буря G2, возбужденная магнитосфера 7–9 апреля, 27 июня, 26 июля, 20–21 августа 2022 г., магнитная буря G1 15 октября 2022 г., после события была магнитная буря G1 4 января 2023 г. Кроме того, рассмотрены два более сложных события (двугорбые по графикам концентрации WIND) 15 и 23–24 марта 2023 г., первый из которых также можно отнести к CIR, так как для него наблюдались предшествовавшие

аналоги, а второе, по-видимому, связано с SIR. Перед событием 15 марта 2023 г. возбужденная магнитосфера наблюдалась 11 августа, 7–9 сентября 2022 г., магнитные бури G1 3 октября и 28 ноября 2022 г., возбужденная магнитосфера 23–24 декабря 2022 г. и 21 января 2023 г., магнитная буря G1 15–16 февраля 2023 г. После события возбужденная магнитосфера была 8 мая 2023 г. Следует отметить, что события 8 января 2022 г. и 15 марта 2023 г., возможно, являются следствием воздействия одного и того же CIR, поскольку длина промежутка времени между ними близка к промежутку, длина которого кратна 27 сут. Перед событием 23–24 марта 2023 г. магнитная буря G2 наблюдалась 15 января 2022 г., затем буря G1 10–11 февраля 2022 г., затем возбужденная магнитосфера 10–11 марта и 7 апреля 2022 г., затем магнитная буря G1 26 июня, 23 июля, 19 августа 2022 г. (накануне 18 августа была G2), затем возбужденная магнитосфера была 15 сентября, 7 ноября, 4 декабря 2022 г., 1–2 января, 23–24 февраля 2023 г., а после события возбужденная магнитосфера была 18–19 апреля 2023 г. Заметим, что перед событием 23–24 марта 2023 г. последняя магнитная буря, отстоящая от данного события на время, кратное 27 сут, произошла 19 августа, т.е. более, чем за полгода. Перед данным событием наблюдалась крупная корональная дыра на Солнце, из которой истекал быстрый поток солнечного ветра, в который затем попала Земля, поэтому данное событие связано, по-видимому, с SIR. Таким образом, три из четырех рассмотренных событий можно считать связанными с долгоживущими структурами типа CIR в солнечном ветре, а одно, по-видимому, с SIR. Следует отметить, что повторяющиеся структуры могут не быть полностью идентичными из-за возможной эволюции при коротации.

Событие 8 января 2022 г. Согласно данным по индексу K_p на сайте https://kp.gfz-potsdam.de/app/files/Kp_ap_since_1932.txt в этот день в период с 18:00 до 24:00 UT произошла кратковременная магнитная буря уровня G1. За 3 сут до события не было вспышек класса M и X, зафиксированы только две слабых вспышки C1.1. Поэтому маловероятно, что данная магнитная буря была вызвана СМЕ. При моделировании мы рассматривали 7 дней (3 дня до бури, день бури, 3 дня после бури), но на рис. 2а для иллюстрации приводим карты для дат с 7 по 9 января 2022 г. (день до бури, день бури, день после бури): верхняя панель — наблюдательные динамические карты, средняя панель — динамические индексы мерцаний, усредненные по всем склонениям и по часовым интервалам на наблюдательных картах, нижняя панель — модельная карта в предположении, что центральная ось CIR проходит через проекцию Земли на плоскость солнечного экватора в середине интервала длительности магнитной бу-

ри. На рис. 26 показано изменение концентрации межпланетной плазмы и скорости солнечного ветра с 05.01.2022 (DOY 5) по 11.01.2022 (DOY 11) по данным спутника WIND. Для трех оставшихся случаев приведены карты на момент прохождения бури, как иллюстрация работоспособности предлагаемой модели.

Из данных рис. 2а видно, что наблюдательные карты качественно соответствуют модельным за 7–9 января. Таким образом, в момент прихода CIR к Земле модель в целом соответствует данным наблюдений.

Событие 7 декабря 2022 г. Согласно сайту https://kp.gfz-potsdam.de/app/files/Kp_ap_since_1932.txt в этот день в период с 12:00 до 15:00 UT была кратковременная магнитная буря G1, после в период с 15:00 до 18:00 UT магнитосфера Земли все еще оставалась возбужденной. За 3 сут до магнитной бури не наблюдалось вспышек классов M и X, наблюдалась серия кратковременных C вспышек из разных активных областей, поэтому маловероятно, что данная магнитная буря была вызвана СМЕ. Ниже на рис. 3а приведены данные за 7 декабря. Рисунок аналогичен рис. 2а. Данные по концентрации протонов и скорости солнечного ветра показаны на рис. 3б.

На рис. 3а видно, что на качественном уровне наблюдательные динамические карты мерцаний в целом соответствуют модельным на момент бури.

Событие 15 марта 2023 г. Согласно данным сайта https://kp.gfz-potsdam.de/app/files/Kp_ap_since_1932.txt магнитные бури произошли 15 марта 2023 г. в периоды 03:00–06:00 UT и 21:00–24:00 UT (двухгорбое событие). Сильных и длительных вспышек в период за 3 сут до бури не наблюдалось. Аналогично предыдущему случаю построены динамические карты индексов мерцаний, построен график усредненного значения динамического индекса мерцаний за 15 марта (рис. 4а). Данные по концентрации протонов и скорости солнечного ветра показаны на рис. 4б.

Из рис. 4а видно, что наблюдательные и модельные карты за 15 марта визуально соответствуют друг другу. Таким образом, вблизи события прихода CIR к Земле для более сложного (двухгорбого) события модель также качественно подтверждается.

Событие 23–24 марта 2023 г. В данном случае сильная магнитная буря класса G3 продолжалась с 23.03.2023 12:00 UT до 24.03.2023 09:00 UT. Событие произошло в результате попадания Земли в поток быстрого солнечного ветра (событие, вызванное SIR). На рис. 5а приведены данные за 23–24 марта 2023 г. На рис. 5б показаны концентрация и скорость солнечного ветра.

Соответствие наблюдательных и модельных карт за 23 и 24 марта хорошо соотносится на качественном уровне, что вновь подтверждает мо-

дельные расчеты. Отметим, что в указанные даты отсутствуют данные на интервалах 6:00–7:00 UT и примерно 9:30–10:30 UT, данные области на картах показаны желтым цветом.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

По результатам анализа четырех событий прихода CIR и SIR к Земле можно сделать вывод, что наблюдательные карты динамических индексов мерцаний на качественном уровне соответствуют модельным картам до прихода возмущения к Земле, а также в течение суток, включающих магнитную бурю. Следует отметить, что в отдельные дни соответствие наблюдательных карт модельным не является полным, что может быть связано с несколькими причинами:

1) Реальная пространственная структура индивидуального возмущения может отличаться от использованной упрощенной модели.

2) Распределение параметров фонового солнечного ветра может отличаться от сферически симметричного, что отмечалось в работах [16, 17]. В частности, в работе [17] была продемонстрирована возможность существенного влияния плотного приэкваториального токового слоя.

3) Возможно также наложение других крупномасштабных возмущений межпланетной плазмы.

Очевидно, что индивидуальные корототирующие возмущения могут отличаться друг от друга, даже при 27-дневной повторяемости структура возмущений может изменяться за счет эволюции. Тем не менее использование простой “унифицированной” модели и ее сравнение с наблюдательными данными позволяют выявить характерные особенности временной динамики уровня межпланетных мерцаний, связанные с прохождением CIR или SIR. Выявление таких особенностей, наряду с 27-дневной повторяемостью, может быть использовано для краткосрочного прогноза прихода к Земле возмущений данного типа, а также сходных, но вновь возникших возмущений типа SIR. Отметим, что приход CIR к Земле, как и в случае СМЕ, не всегда приводит к магнитной буре. Для более точного прогноза геомагнитных возмущений желательны данные о северо-южной компоненте межпланетного магнитного поля B_z [18].

В работе [19] на основе моделирования и сравнения с наблюдениями исследованы характерные проявления межпланетных выбросов корональной массы в данных мониторинга межпланетных мерцаний. Выброс этого типа, как правило, фиксируется по усилению мерцаний сначала в утренние часы, а затем, в тот же день, в вечерние часы. Аналогичный анализ, проведенный в настоящей работе для корототирующих возмущений, показал иную последовательность усиления мер-

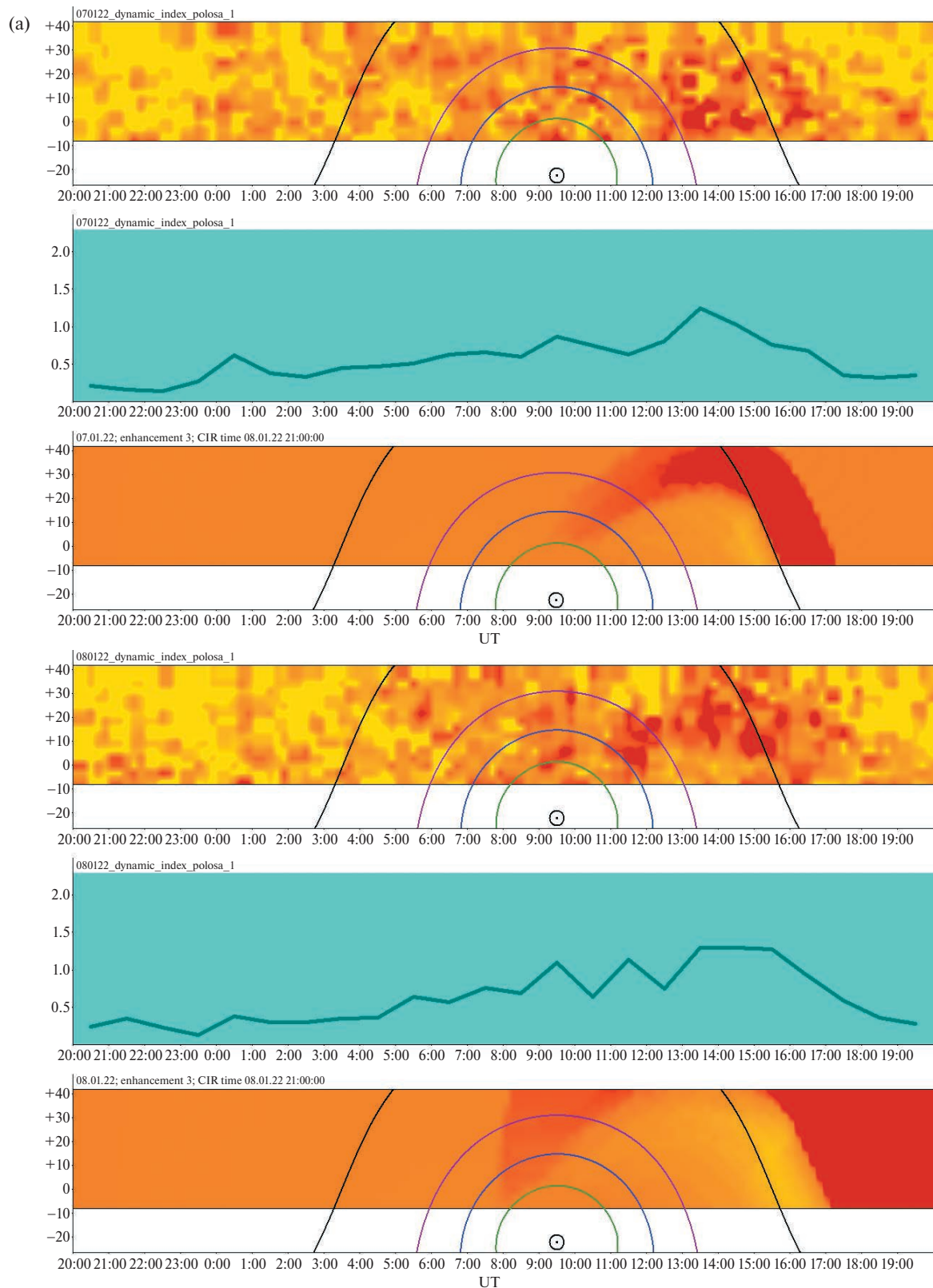


Рис. 2. а) Событие 08.01.2022. Динамические карты индексов мерцаний 07.01.2022–09.01.2022. Даты располагаются в верхних левых углах рисунков. По каждой дате: верхняя панель – наблюдательная карта, средняя панель – усредненные значения индексов мерцаний по всем склонениям и по часовым интервалам (в одной точке графика усреднено 80 пикселей), нижняя панель – модельные карты в предположении, что центральная ось CIR проходит через проекцию Земли на плоскость солнечного экватора в середине интервала длительности магнитной бури. б) Изменение концентрации протонов в межпланетной плазме и скорости солнечного ветра по данным спутника WIND с 05.01.2022 (DOY 5) по 11.01.2022 (DOY 11).

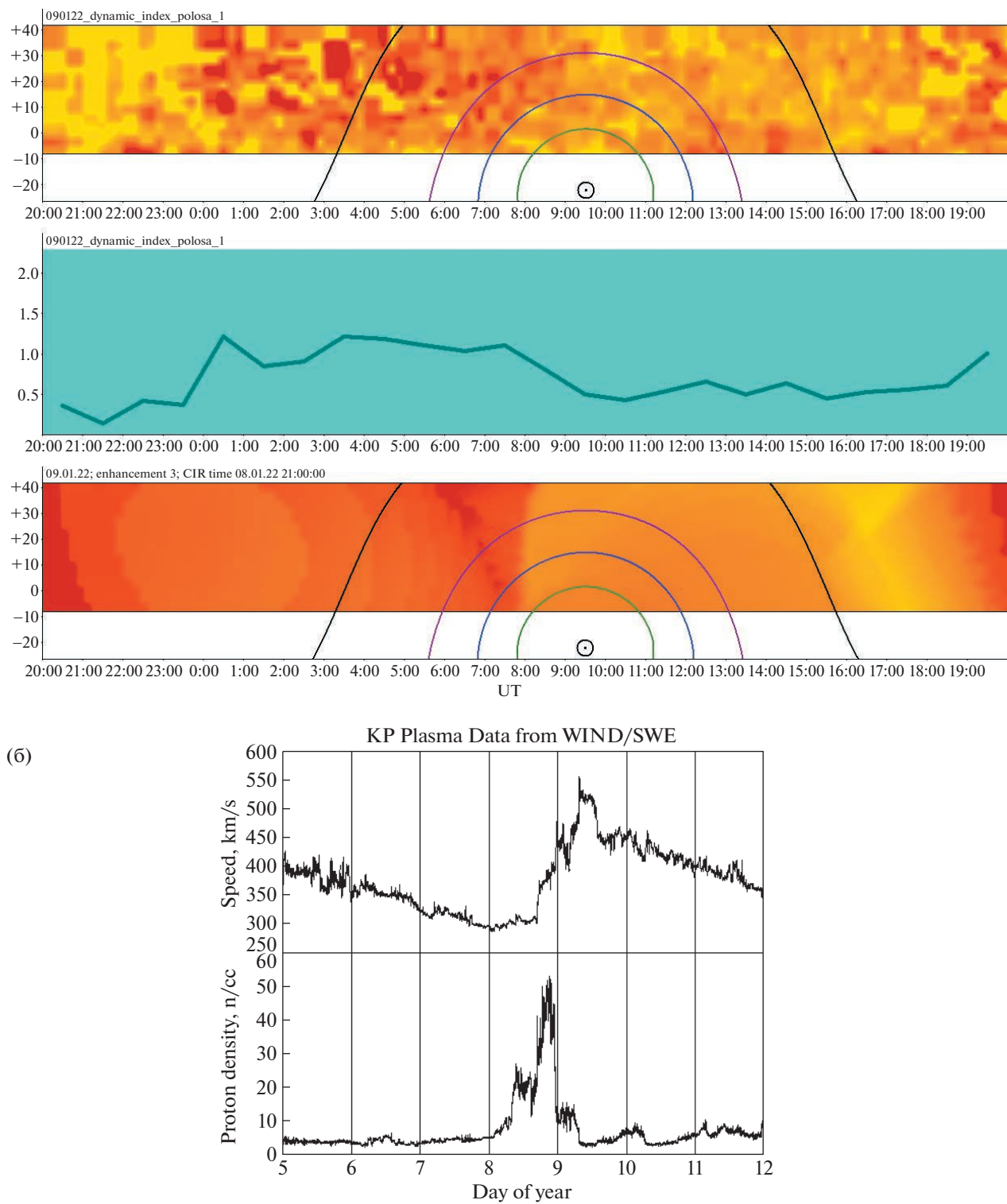


Рис. 2. Окончание

цаний на суточных динамических картах. Короткие возмущения проявляются в усилениях мерцаний за три дня до магнитной бури около 15–16 часов московского времени. В последую-

щие двое суток усиление мерцаний смещается к более позднему времени. При этом усиления мерцаний в утреннем секторе отсутствуют. Усиления мерцаний перед приходом возмущений видны в

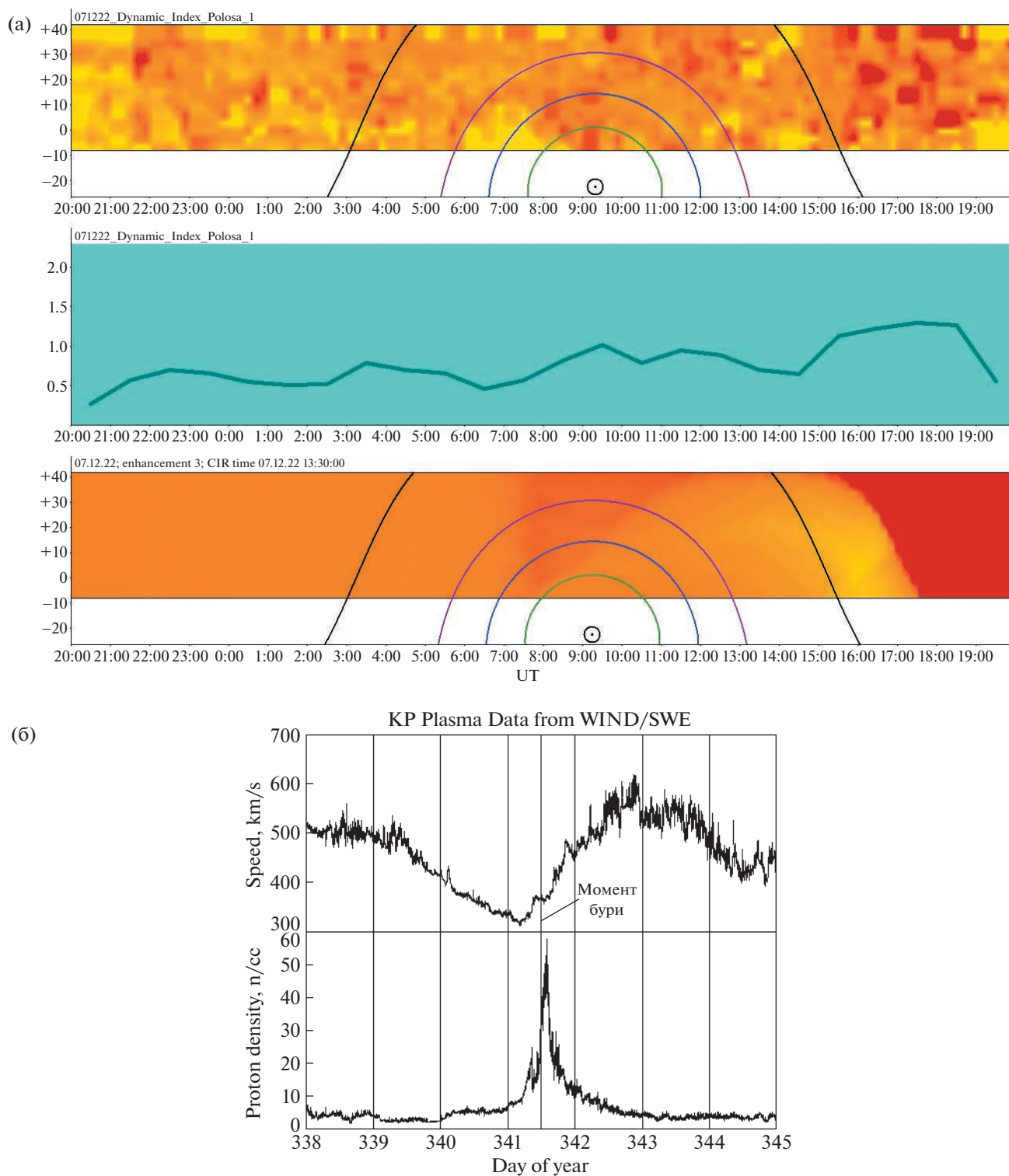


Рис. 3. а) Событие 07.12.2022. Аналогично рис. 2а, дата 07.12.2022. б) Аналогично рис. 2б, даты 04.12.2022–10.12.2022 (DOY 338–344).

правой части рис. 2а–5а. В период магнитной бури возмущенными оказываются ночные мерцания. Такая последовательность усиления мерца-

ний соответствует приближению возмущения к Земле с восточной стороны при вращении с Солнцем. Усиление ночных мерцаний в момент

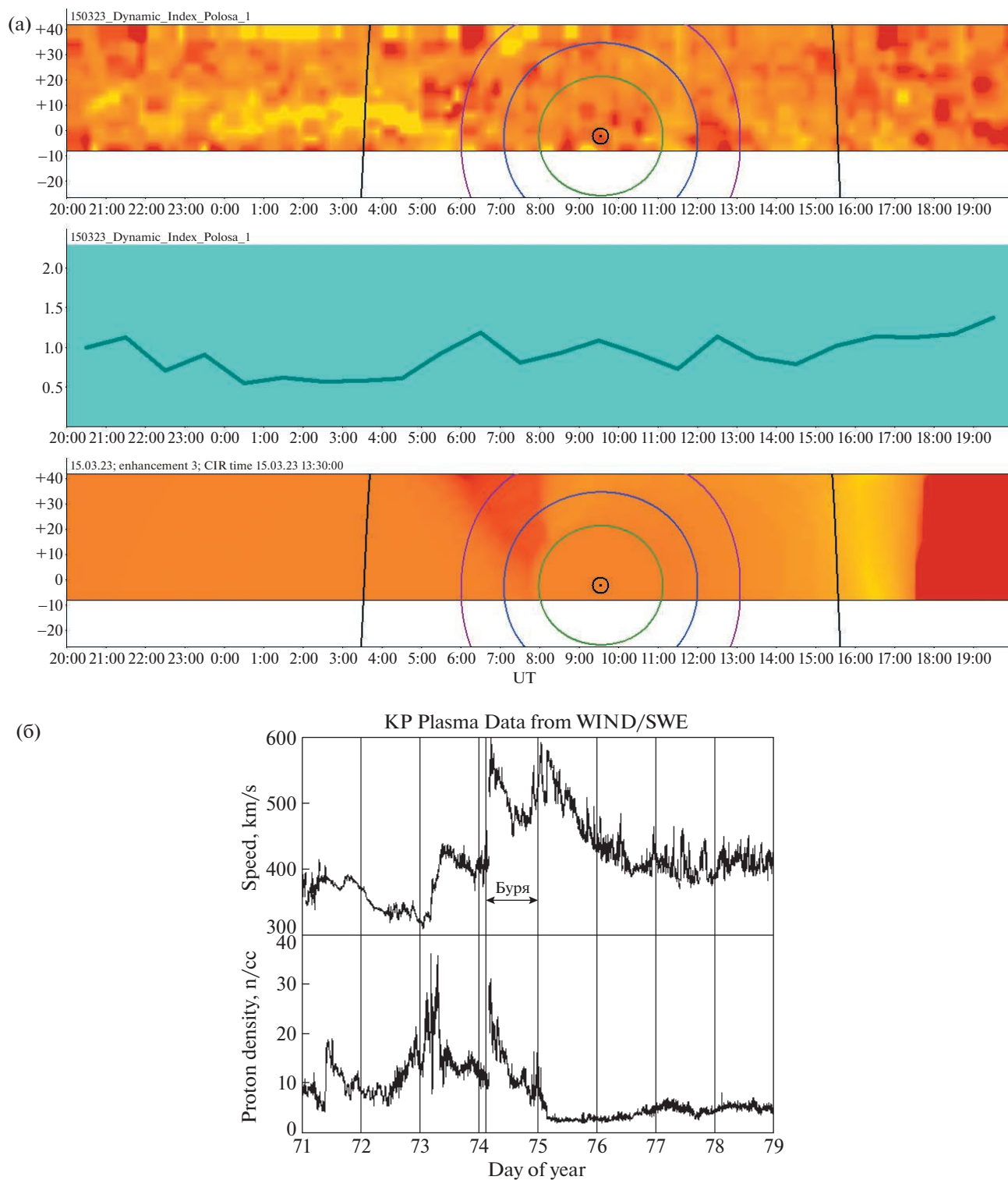


Рис. 4. а) Событие 15.03.2023. Аналогично рис. 2а–3а, дата 15.03.2023. б) Аналогично рис. 2–3б, даты с 12.03.2023–19.03.2023 (DOY 71–78).

магнитной бури связано с приходом возмущения в области межпланетной плазмы, примыкающие к земной орбите.

Еще одним из признаков прохождения коротирующей структуры является ослабление степени ночных мерцаний за 2–3 сут до прихода CIR к

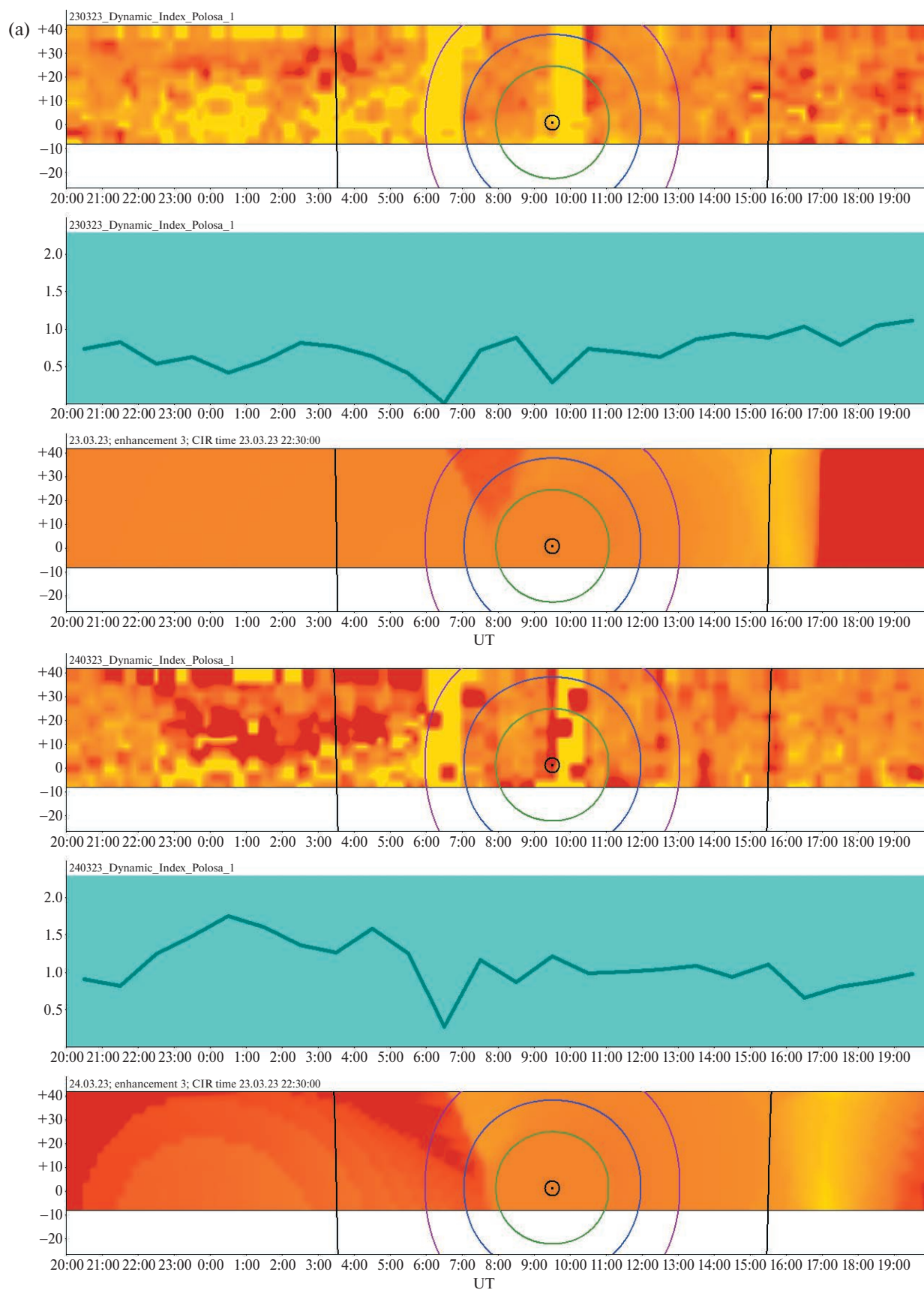


Рис. 5. а) Событие 23–24.03.2023. Аналогично рис. 2а–4а, даты 23.03.2023–24.03.2023. б) Аналогично рис. 2–4б, даты 20.03.2023 – 27.03.2023 (DOY 79–86).

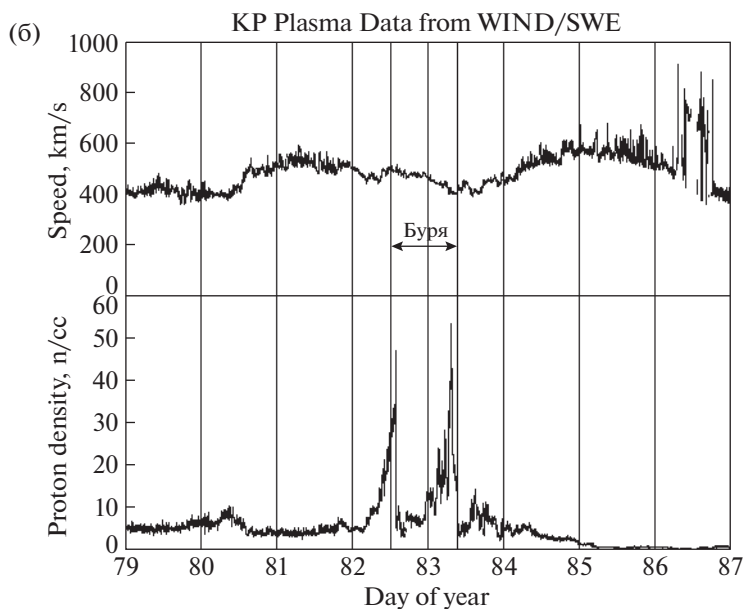


Рис. 5. Окончание

Земле. Эта особенность наблюдается и для всех четырех событий, рассмотренных в настоящей работе. Ослабление ночных мерцаний может быть объяснено пониженным абсолютным уровнем мелкомасштабной турбулентности в достаточно протяженной области перед сжатой частью CIR. Такое понижение в целях упрощения не было включено в рассмотренную выше модель CIR. Тем не менее ослабление ночных мерцаний (наряду с усилениями в вечерние часы) может рассматриваться как дополнительный предвестник прихода CIR к Земле.

Модельные расчеты, результаты которых приведены выше, адаптированы к наблюдениям на меридиональном радиотелескопе БСА ФИАН. Точность прогноза геомагнитной активности может быть улучшена при использовании нескольких инструментов, расположенных на разных географических долготах, или при использовании достаточно чувствительных радиотелескопов с управляемыми диаграммами направленности, таких как LOFAR или MWA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. И. Ермолаев, И. Г. Лодкина, Н. С. Николаева, М. Ю. Ермолаев, М. О. Рязанцева. Космич. Исслед. **55**, 189 (2017).
2. M. M. Bisi, A. R. Breen, B. V. Jackson, R. A. Fallows, A. P. Walsh, Z. Mikic, P. Riley, C. J. Owen, A. Gonzalez-Esparza, E. Aguilar-Rodriguez, H. Morgan, A. G. Wood, M. Tokumaru, P. K. Manoharan, I. V. Chashei, A. Giunta, E. A. Jensen, J. A. Linker, V. I. Shishov, S. A. Tyul'bashev, S. K. Glubokova, M. S. Hamilton, J. M. Clover, K. Fujiki, S. E. Prise, B. Pinter, P. P. Hick and A. Buffington, Solar Phys. **265**, 49 (2010).
3. M. M. Bisi, A. Gonzalez-Esparza, B. V. Jackson, M. Tokumaru, J. Leibacher, Solar Phys. **290**, 2393 (2015).
4. Iju, M. Tokumaru, K. Fujiki, Solar Phys. **289**, 2157 (2014).
5. Johri and P. K. Manoharan, Solar Phys. **291**, 1433 (2016).
6. M. Tokumaru, M. Kojima, K. Fujiki, A. Yakobe, J. Geophys. Res. **105**, 10435 (2000).
7. A. Hewish, P. E. Scott, D. Wills, Nature **203**, 1214 (1964).
8. S. J. Tappin, Planetary and Space Science **34**, 93 (1986).
9. И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, Ю. В. Писанко, Метеорология и гидрология **3**, 28 (2021).
10. И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, А. И. Чернышова, Астрон. журн. **96**, 407 (2019).
11. И. В. Чашей, Т. О. Лебедева, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, Астрон. журн. **97**, 73 (2020).
12. И. В. Чашей, Т. О. Лебедева, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев, Астрон. журн. **98**, 949 (2021).
13. И. А. Субаев, С. А. Тюльбашев, И. В. Чашей, Кратк. Сообщ. по физ. **6**, 50 (2021).
14. I. V. Chashei, S. A. Tyul'bashev, V. R. Lukmanov, I. A. Subaev. Adv. Space Res. (2022) <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.05.050>
15. В. И. Власов, И. В. Чашей, В. И. Шишов, Т. Д. Шишова, Геомагн. аэрон. **19**, 401 (1979).
16. I. V. Chashei, V. R. Lukmanov, S. A. Tyul'bashev, M. Tokumaru, Solar Phys. **296**, 63, 14 (2021).
17. В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, Астрон. журн. **99**, 160 (2022).
18. B. V. Jackson, H. S. Yu, P. P. Hick, A. Buffington, M. M. Bisi, M. Tokumaru, J. Kim, S. Hong, B. Lee, J. Yi, J. Yun, Astrophys. J. Lett. **803**, No. 1, L1, 5 (2015).
19. В. Р. Лукманов, И. В. Чашей, С. А. Тюльбашев, И. А. Субаев. Астрон. журн. **100**, в печати (2023).

НЕЙРОННЫЕ СЕТИ ДЛЯ ПОИСКА СИГНАЛОВ МЕТЕОРОВ В ДАННЫХ ОРБИТАЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА “УФ АТМОСФЕРА”

© 2023 г. М. Зотов^{1,*}, Д. Соколинский², А. Арифуллин²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: zotov@eas.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 01.11.2022 г.

После доработки 05.04.2023 г.

Принята к публикации 18.05.2023 г.

На Международной космической станции, начиная с 2019 г., работает российско-итальянский эксперимент “УФ атмосфера” (Mini-EUSO), основным инструментом которого является широкоугольный телескоп, направленный в надир. Главной целью эксперимента является получение карты излучения ночной атмосферы Земли в ультрафиолетовом диапазоне, что является необходимым элементом подготовки крупномасштабного эксперимента по изучению космических лучей предельно высоких энергий с помощью орбитального телескопа. Как и более ранний эксперимент ТУС, прибор “УФ атмосфера” регистрирует сигналы разнообразных процессов, происходящих в атмосфере в УФ диапазоне, и среди них — свечение метеоров. Мы описываем две простые нейронные сети, которые позволяют эффективно выделять сигналы метеоров в общем потоке данных. Реализованный подход может быть применен для поиска трекоподобных сигналов различной природы в данных флуоресцентных и черенковских телескопов.

Ключевые слова: телескоп “УФ атмосфера”, нейронные сети, распознавание образов, метеоры

DOI: 10.31857/S0004629923060105, **EDN:** VBIJWU

1. ВВЕДЕНИЕ

Международная научная коллаборация JEM-EUSO, в состав которой входят исследователи из 16 стран, включая Российскую Федерацию, разрабатывает программу по изучению космических лучей предельно высоких энергий (КЛ ПВЭ, энергии ≥ 50 ЭэВ) на основе регистрации в ночной атмосфере Земли флуоресцентного и черенковского излучения широких атмосферных ливней (ШАЛ), порождаемых этими КЛ, с помощью орбитального телескопа [1, 2]. Такой телескоп, обладающий широким полем зрения, помимо ШАЛ, может регистрировать и другие процессы, проявляющие себя в виде свечения в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне, что было продемонстрировано в 2016–2017 гг. в ходе эксперимента ТУС на борту спутника Ломоносов [3, 4]. К сигналам, регистрация которых возможна в ходе такого орбитального эксперимента, относится и свечение метеоров [5, 6], что также было подтверждено в ходе эксперимента ТУС [7]. С осени 2019 г. на борту российского сегмента (РС) Международной космической станции (МКС) проводится российско-итальянский эксперимент “УФ атмосфера” (Mini-EUSO), целью которого является

получение карты свечения ночной атмосферы Земли в полосе длин волн ближнего ультрафиолета (290–430 нм) в пределах широт, доступных наблюдениям с МКС [8–10]. Эта информация необходима для успешной подготовки и проведения полномасштабных орбитальных экспериментов по изучению космических лучей предельно высоких энергий с помощью телескопов, разрабатываемых коллаборацией JEM-EUSO в рамках проектов КЛПВЭ (K-EUSO) [11] и РОЕММА [12]. При этом, наряду с фоновым излучением атмосферы, в рамках эксперимента регистрируются самые разнообразные сигналы в УФ диапазоне: антропогенное свечение, транзитные атмосферные явления, ШАЛ-подобные события и многие другие. Регистрируется также значительное число сигналов от метеоров [13, 14].

Поскольку данные, получаемые с помощью телескопов, естественно рассматривать как изображения или анимации, одним из популярных инструментов их анализа стали т.н. сверточные нейронные сети (СНС), созданные в первую очередь именно для классификации изображений и продемонстрировавшие в этом классе задач высочайшую эффективность (см., напр., [15, 16]).

Здесь необходимо отметить, что различные методы машинного обучения, включая искусственные нейронные сети (НС), в последние годы находят все более широкое применение в астрономии и астрофизике [17–19], включая исследования, связанные с регистрацией метеоров (см., напр., работы [20–25]). Одной из типичных задач, решаемых в ходе таких исследований, является распознавание сигналов, на поиск которых нацелен тот или иной эксперимент. В простейшей постановке такая задача может сводиться к классификации данных на два класса: данные (“записи”, “события”), в которых содержится сигнал искомого типа, и данные, в которых такого сигнала нет. Ранее мы использовали СНС для распознавания двух типов событий, зарегистрированных в ходе эксперимента ТУС. Оказалось, что даже простейшие СНС при надлежащем представлении данных способны быстро и эффективно решать такую задачу [26, 27]. Более того, нейронные сети, обученные на выборках, подготовленных с помощью традиционных алгоритмов отбора сигналов по определенным заданным признакам, оказались в состоянии обнаруживать сигналы, примеры которых не входили в обучающие наборы данных. В частности, к ним относятся сигналы малой амплитуды с низким соотношением сигнала к шуму. Это позволило существенно расширить наши знания о сигналах рассмотренных типов и дало ответы на некоторые открытые вопросы. При этом важно отметить, что упомянутые результаты были получены с помощью НС, нетребовательных к вычислительным мощностям, что открывает возможность для их реализации в бортовой электронике орбитальных детекторов, которые не обладают высокопроизводительными процессорами.

В данной работе мы рассказываем о нашем опыте разработки нейронных сетей для распознавания сигналов от метеоров в данных орбитального эксперимента “УФ атмосфера”, основным инструментом которого является широкоугольный флуоресцентный телескоп. Мы покажем, какая архитектура нейронных сетей и какие способы организации данных позволили эффективно решить эту задачу. Работа носит методический характер: мы не представляем конкретные астрономические результаты нашего исследования, поскольку экспериментальные данные являются собственностью коллаборации и будут освещены в отдельной публикации. Тем не менее мы надеемся, что она может быть полезна специалистам, занимающимся анализом данных флуоресцентных и черенковских телескопов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ “УФ АТМОСФЕРА”

Основными элементами телескопа “УФ атмосфера” являются две линзы Френеля диаметром

25 см и фокальная плоскость (ФП), состоящая из 36 многоанодных ФЭУ (МАФЭУ) Hamamatsu R11265-M64, образующих матрицу размером 6×6 . Каждый МАФЭУ имеет 8×8 пикселей с размером отдельного пикселя $2.88 \text{ мм} \times 2.88 \text{ мм}$; полное число пикселей на ФП составляет 2304. Фокальное расстояние прибора равняется 300 мм с размером функции рассеяния точки (ФРТ) ~ 1.2 пикселя. МАФЭУ сгруппированы в 9 т.н. блоков элементарных ячеек (elementary cell units), по 4 МАФЭУ в каждом. Все блоки имеют свое питание высокого напряжения, которое регулируется независимо от остальных блоков. Перед каждым МАФЭУ установлен УФ фильтр толщиной 2 мм, изготовленный из материала BG3. Поле зрения прибора составляет 44° , так что с высоты орбиты МКС телескоп обозревает площадь размером примерно $300 \text{ км} \times 300 \text{ км}$ с разрешением порядка $6.3 \text{ км} \times 6.3 \text{ км}$ (поле зрения одного пикселя). Все управление прибором осуществляется одноядерным процессором CMX34BT с тактовой частотой 1.33 ГГц. Детальное описание прибора можно найти в работе [8].

Временное разрешение прибора составляет 2.5 мкс. При этом сбор данных реализуется одновременно в трех режимах: с минимальным временным разрешением и длиной каждой записи 128 тактов (режим D1), в режиме с интегрированием сигнала по 128 тактам (D2), и в режиме с интегрированием по 128×128 тактам, т.е. с шагом 40.96 мс (D3). В последнем случае запись ведется непрерывно, без триггера. Именно в этом режиме становится возможной запись полных треков метеоров, поэтому ниже мы будем оперировать именно такими данными.

Наблюдения осуществляются через прозрачный для УФ излучения иллюминатор, имеющийся в российском модуле “Звезда”. Сеансы наблюдений проводятся приблизительно два раза в месяц, в зависимости от расписания других экспериментов на РС МКС. Как правило, наблюдения начинаются в районе 18:30 UTC и продолжаются приблизительно 12 ч. Поскольку объем телеметрических данных, передаваемых со станции, ограничен, данные записываются на твердотельные жесткие диски объемом 512 ГБ, по одному диску на каждый сеанс наблюдений. Приблизительно 10% данных, собранных за каждый сеанс, передается на Землю. Это позволяет при необходимости вносить изменения в программное обеспечение прибора. Примерно один раз в год на Землю возвращаются все заполненные диски. В настоящей статье мы используем данные, полученные в течение 5–9 и 11–14 сессий, состоявшихся в период с 19.11.2019 по 01.04.2020 в штатном режиме работы прибора.

На рис. 1 из работы [9] показан пример сигнала метеора, зарегистрированного телескопом

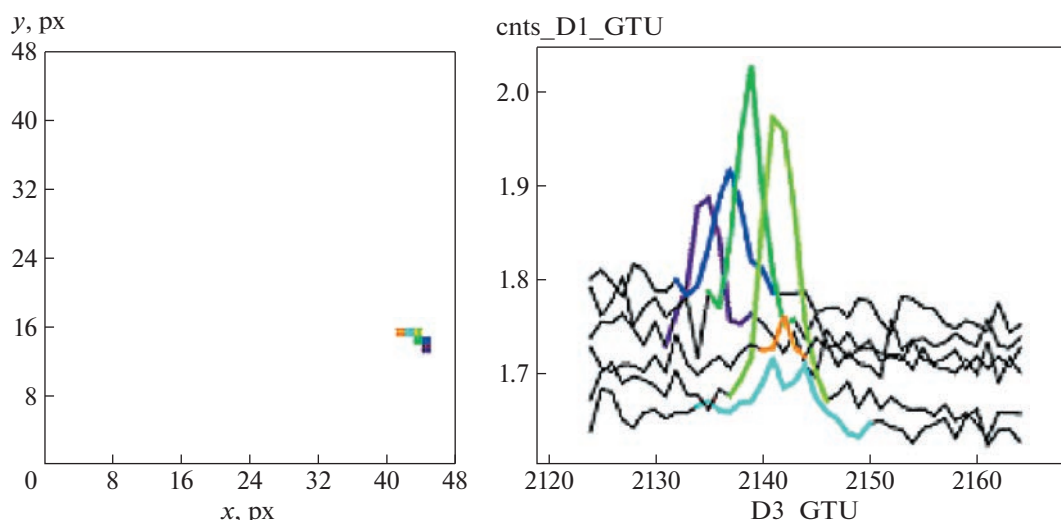


Рис. 1. Пример сигнала метеора, зарегистрированного в эксперименте “УФ атмосфера” [9]. Другие сигналы, зарегистрированные одновременно с метеором, не показаны.

“УФ атмосфера”¹. Слева можно увидеть расположение активных каналов на фокальной плоскости, справа — сигналы в активных каналах. Смещение пиков ломаных на правой панели отражает перемещение сигнала в поле зрения телескопа. Этот рисунок дает представление о характере сигналов, которые нужно найти в экспериментальных данных, однако зарегистрированные одновременно “фоновые” сигналы на рисунке не показаны.

Чтобы понять, почему распознавание сигналов метеоров представляет определенные сложности, взглянем на рис. 2 и 3 из работы [8]. На первом из них схематично показаны формы некоторых типов сигналов, регистрируемых экспериментом “УФ атмосфера”. На втором — пример “фоновой” засветки фокальной плоскости прибора. Видно, что разнообразие возможных форм (“профилей”) сигналов весьма велико, а фон, на котором необходимо выделять интересующие нас сигналы, может быть интенсивным и сильно неоднородным. Применительно к распознаванию сигналов метеоров эти сложности можно сформулировать следующим образом:

- в случае, показанном на рис. 1, сигнал метеора сосредоточен в 6 из 2304 каналов ФП; вследствие низкого пространственного разрешения прибора примерно в 70% случаев количество активных пикселей не превышает 4, что невелико по сравнению с полным числом пикселей и не позволяет получить ясно выраженный трек;

- сигналы от метеоров имеют характерную форму, напоминающую плотность нормального

распределения, однако их амплитуда может быть много меньше, чем амплитуда других сигналов, попадающих одновременно с ними на ФП; в частности, это имеет место, когда в поле зрения телескопа оказывается интенсивная антропогенная засветка; кроме этого, некоторые другие вспышки имеют аналогичную форму сигнала;

- поскольку сгорание метеора в атмосфере является сравнительно медленным процессом, вследствие движения МКС фон, на котором регистрируется метеор, не является статичным, а также перемещается, что в некоторых случаях может “маскировать” сигнал метеора;

- наблюдения осуществляются при различных фазах Луны, вследствие чего уровень фонового излучения сильно варьируется от одной сессии к другой.

В коллаборации JEM-EUSO было разработано два алгоритма для поиска сигналов метеоров в данных эксперимента “УФ атмосфера”, основанных на традиционных методах анализа данных [13, 14]. Оба алгоритма основаны на упомянутом сходстве формы сигналов, порождаемых метеорами, с плотностью нормального распределения, а также тем фактом, что метеор, перемещающийся в поле зрения телескопа, оставляет на ФП квазилинейный трек, форма и длина которого зависят от угла вхождения метеора в атмосферу, его яркости, пространственного разрешения прибора и размера ФРТ. Алгоритмы заключаются в обнаружении превышения сигнала над фоном на заданную величину в каждом из 2304 каналов ФП, его аппроксимации нормальным распределением и последующем сравнении отобранных событий с ожидаемыми параметрами, а именно, возможной продолжительностью сигнала в каж-

¹ В силу правил коллаборации Mini-EUSO, здесь и ниже мы приводим только примеры уже опубликованных данных.

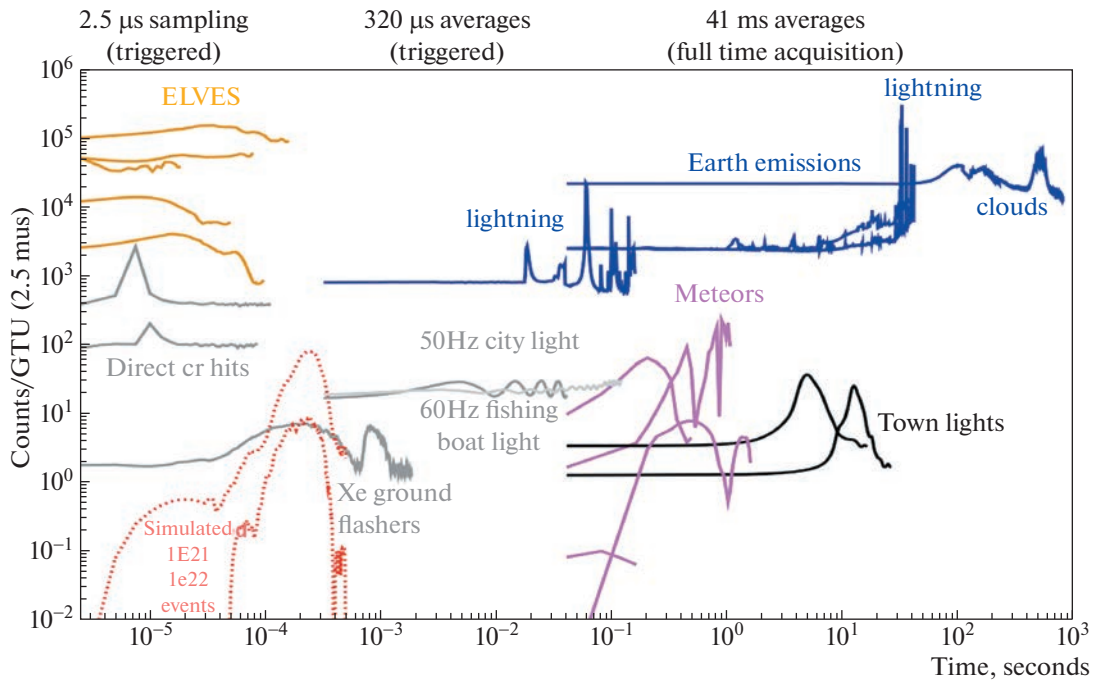


Рис. 2. Возможные формы некоторых типов сигналов, регистрируемых телескопом “УФ атмосфера” [8]: эльфы (ELVES), прямые попадания КЛ (Direct CR hits), смоделированные профили излучения ШАЛ от КЛ ПВЭ с энергиями 10^{21} и 10^{22} эВ (Simulated 1e21, 1e22 events), наземные вспышки ксеноновых импульсных ламп (Xe ground flashers), засветка от населенных пунктов и рыболовецких судов (50 Hz city light, 60 Hz fishing boat light, Town lights), гроззовые разряды (lightnings), метеоры (Meteors), свечение атмосферы (Earth emissions), облака (clouds). По оси абсцисс отложено время, по оси ординат — число отсчетов за один такт времени (2.5 мкс).

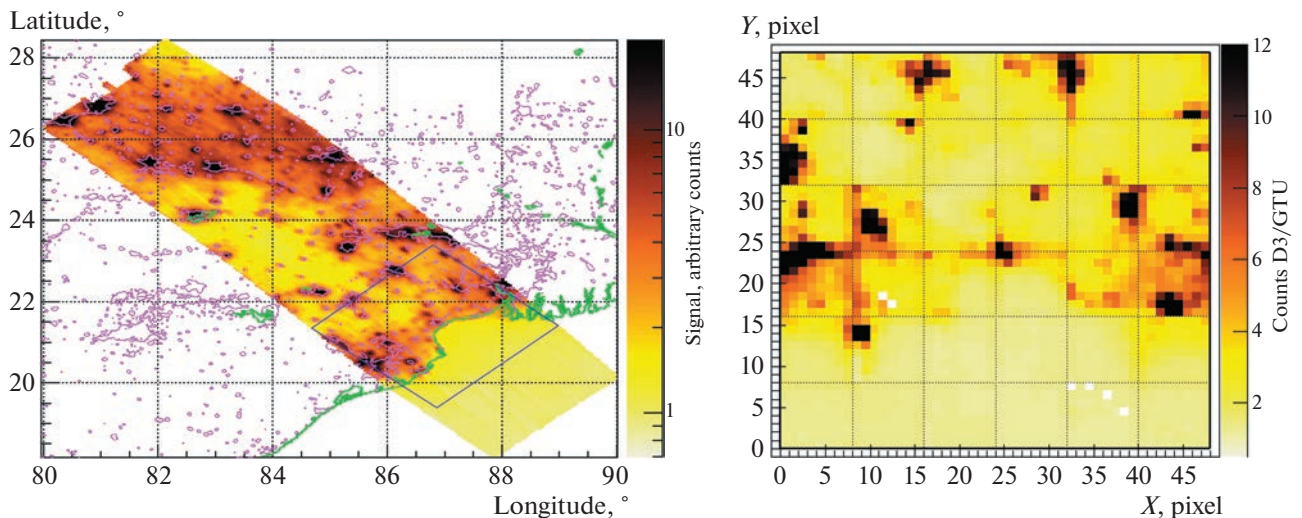


Рис. 3. Пример сигналов, регистрируемых телескопом “УФ атмосфера”, как они выглядят на фокальной плоскости прибора [8]. Четырехугольник на левой части рисунка обозначает границы поля зрения, показанного справа. Темные области соответствуют более высокому уровню излучения.

дом отдельном канале. Эту величину нетрудно оценить исходя из имеющихся данных о диапазоне возможных скоростей метеоров (с учетом движения МКС). В случае обнаружения в одном из

каналов сигнала, удовлетворяющего заданным параметрам, необходимо проверить наличие аналогичных сигналов в смежных каналах в близкие моменты времени. При обнаружении группы та-

ких каналов надо убедиться в том, что они образуют на ФП квазилинейный трек (с учетом ФРТ) с правильной временной упорядоченностью пиков сигналов в отдельных пикселях. Поскольку данные, получаемые в режиме D3, не имеют триггеров и по сути представляют собой непрерывную анимацию в рамках ночного сегмента орбиты, поиск сигналов метеоров необходимо осуществлять с помощью скользящего окна определенного размера. В результате вся процедура требует значительного вычислительного времени. Так, поиск метеоров в данных одной сессии наблюдений на компьютере с процессором класса Intel i7 с помощью программы, написанной на Python, занимает несколько часов. При этом, вследствие разнообразия регистрируемых сигналов, в отобранных выборках присутствует существенная доля ложноположительных событий — вплоть до 60% всех отобранных событий в зависимости от параметров отбора и особенностей данных конкретной сессии.

3. КЛАССИФИКАЦИЯ ДАННЫХ

В дальнейшем мы будем обсуждать искусственные НС двух архитектур: многослойные перцептроны (МСП) и сверточные нейронные сети (СНС). В настоящее время имеется огромное количество учебной литературы, лекций и онлайн-ресурсов по машинному обучению и нейронным сетям, поэтому мы не будем на этом подробно останавливаться, а лишь кратко напомним некоторые основные идеи. Ознакомиться с предметом можно, например, по обзорам [17–19] или книгам [28, 29].

МСП представляет собой разновидность многослойных НС прямого распространения и состоит из трех или более слоев: входного слоя, на который подаются данные для его обучения, выходного слоя, на котором осуществляется принятие решения (классификация или прогноз), и некоторого числа т.н. скрытых слоев, состоящих в свою очередь из узлов (нейронов). Обучение модели происходит в скрытых слоях на основе метода обратного распространения ошибки [30]. Было показано, что многослойные перцептроны могут аппроксимировать практически любую непрерывную функцию с желаемой точностью [31].

Как уже упоминалось выше, СНС были разработаны для обработки изображений [15]. Аналогично тому, как это происходит в МСП, данные сначала попадают на входной слой СНС, после чего передаются на т.н. сверточный слой, в котором вычисляется сходство между небольшими участками поданного на вход изображения, с некоторыми шаблонами (“ядрами свертки”). Затем в объединяющем слое (слое подвыборки) значения близких пикселей группируются, что снижает сложность данных и приводит к выбору при-

знаков, устойчивых к небольшим изменениям. При необходимости слои объединения и сверточные слои повторяются (с другими параметрами), после чего данные передаются на полносвязные слои, аналогичные скрытым слоям МСП. Как и в случае других НС, последовательность слоев происходит многократно с целью обучения модели, и в итоге данные попадают на выходной слой, который осуществляет, например, классификацию исходных изображений.

Для обоих типов сетей мы применяли т.н. “обучение с учителем”, т.е. НС тренировались на некотором предварительно размеченном наборе данных, который называется обучающим и состоит из двух частей: выборки, которая используется непосредственно для обучения (она составляет, как правило, 80–90% от всего набора) и “валидационной” выборки (оставшиеся 10–20%), с помощью которой контролируется процесс обучения. В частности, она позволяет заметить момент, когда НС начинает подстраиваться под конкретный обучающий набор (“переобучается”) без реального повышения качества обучения. Целью процесса обучения является минимизация ошибки между желаемым выходом и выходом нейронной сети путем корректировки весов между слоями НС.

Набор данных, использовавшийся для обучения и тестирования НС, содержал сигналы почти 1100 метеоров, зарегистрированных в течение девяти сессий наблюдений в период с 19.11.2019 по 01.04.2020. Он был составлен на основе двух баз данных, подготовленных группой в коллаборации JEM-EUSO, занимающейся анализом данных эксперимента “УФ атмосфера”, и собственного анализа авторов. Распределение метеоров по сессиям оказалось сильно неравномерным. Так, в данных сессии 9, проведенной 08–09.01.2020 в районе полнолуния, были найдены сигналы всего 4 метеоров, а в данных сессии 6, прошедшей 27–28.11.2019 через сутки после новолуния — 290. Здесь необходимо подчеркнуть, что, вне зависимости от метода анализа, в некоторых случаях не удастся с полной уверенностью определить, вызван ли обнаруженный сигнал прохождением метеора в поле зрения телескопа или каким-либо другим процессом. Это в первую очередь относится к коротким трекам, сосредоточенным в 2–3 пикселях, а также сигналам, зарегистрированным на сильно переменном фоне. Поэтому из набора были исключены все сигналы, относительно которых возникали сомнения в природе их происхождения.

При разработке искусственной НС можно выделить два ключевых момента: выбор, во-первых, архитектуры сети и, во-вторых, способа организации данных. Напомним, что экспериментальные данные “УФ атмосфера”, полученные в

режиме D3 с тактом по времени 40.96 мс, представляют собой трехмерные наборы размера $F \times F \times T$, где F соответствует размеру ФП, а T — количеству тактов в течение сеанса наблюдений. Задачу распознавания сигналов метеоров мы решали в два этапа: на первом этапе в потоке данных отбирались элементы размера $M \times M \times N$ (“события”), содержащие какую-либо часть трека (или весь трек) метеора. На втором шаге, рассмотренном в следующем разделе, в каждом из таких наборов выделялись пиксели, содержащие сигнал метеора.

Для решения первой задачи мы протестировали несколько конфигураций сверточных сетей с различными гиперпараметрами, а также т.н. LSTM-сети с памятью, которые часто используются для классификации видео. Входные данные организовывались различными способами с $M = 4, 6, 8, 12, 16, 24, 48$ и $N = 6, 8, 16, 32, 48, 64$. Диапазон изменения величины N примерно соответствовал диапазону длительностей сигналов метеоров (в единицах числа тактов записи) в имеющемся наборе данных. Наилучшие результаты в наших тестах достигались для $N = 48$ и $N = 64$. Ниже для определенности мы используем первое из этих значений. Элементы размером $M \times M \times N$ выделялись с помощью плавающего окна. Сдвиг по фокальной плоскости (для $M < 48$) составлял $M/2$, сдвиг по времени не превышал $N/2$. Списки “не-метеоров”, необходимые для обучения нейронной сети, выбирались из данных случайным образом с учетом списка метеоров. Для того, чтобы приблизить условия обучения нейронной сети к возможным условиям применения в режиме реального времени, данные подвергались лишь минимальной модификации, например, не вычитался фон и не выравнивались чувствительности отдельных каналов ФП. Единственная модификация заключалась в часто рекомендуемой для НС нормировке по формуле $(X_i - \langle X_i \rangle) / \sigma(X_i)$, где X_i — значения сигнала в отдельном канале с номером i , а $\langle X_i \rangle$ и $\sigma(X_i)$ — оценки соответственно среднего значения и среднеквадратического отклонения сигнала в этом канале за N тактов времени.

Для оценки качества обучения НС преимущественно использовалась метрика “площадь под кривой ошибок” (area under the curve, AUC). Напомним, что кривая ошибок (receiver operation curve, ROC), представляет собой зависимость доли истинно положительных элементов в наборе данных от доли ложноположительных. Площадь под кривой ошибок равняется 1 в идеальном случае, 0 — в наихудшем; значение 0.5 соответствует случайному равновероятному выбору. Величина этой площади не зависит от объема тестового набора и имеет простую интерпретацию: она дает

вероятность того, что нейронная сеть произведет верную классификацию, если ей будут предложены на выбор два события, извлеченные случайным образом из обоих классов².

Обучение и тестирование НС осуществлялось следующим образом: из имеющегося набора данных исключалась одна из сессий, после чего обучение производилось на данных оставшихся сессий, а тестирование — на сессии, исключенной из обучения. Так перебирались все возможные комбинации из имевшихся 9 сессий.

Оказалось, что вне зависимости от архитектуры и гиперпараметров протестированных НС, результаты обучения на наборах, использовавших значения $M = 24$ или 48, являются неудовлетворительными. В частности, при использовании данных размером $48 \times 48 \times 48$ нам не удалось добиться площади под кривой ошибок, превышающей 0.75 даже при использовании сетей LSTM, требующих для обучения заметных вычислительных ресурсов. Однако величина AUC начинала быстро возрастать при уменьшении M . Этот эффект продемонстрирован на рис. 4, на котором показан результат тестирования простой СНС, состоящей из одного сверточного слоя с ядром размера 3, слоя объединения по максимуму и двух полносвязных слоев, состоящих из 256 и 64 нейронов, на сессии 14, проведенной 31.03–01.04.2020³. Хорошо видно, что при использовании данных сразу со всей ФП ($M = 48$) результат классификации не сильно отличался от результата случайного выбора (AUC = 0.523), но достиг величины 0.997 при $M = 8$. Дальнейшего возрастания качества обучения при уменьшении M не наблюдалось. Аналогичные результаты были получены для всех остальных сессий, имевшихся в нашем распоряжении.

Подчеркнем, что в силу выбранной организации данных сигнал каждого метеора оказывается в той или иной степени представлен в двух и более элементах данных размером $M \times M \times N$ (за исключением коротких сигналов, расположенных в углах ФП). При этом нас в конечном итоге интересует качество распознавания сигналов метеоров, а не этих перекрывающихся элементов, качество классификации которых характеризуют метрики типа AUC. Например, нас вполне устраивает ситуация, при которой некоторая доля элементов, содержащих сигнал метеора, будет утеряна (ложно отрицательные

² Мы использовали и другие метрики оценки качества обучения, встречающиеся в литературе, но их поведение в целом коррелировало с поведением данной метрики, поэтому мы на них в данной работе не останавливаемся.

³ Для решения задачи оптимизации использовался алгоритм Adam, в качестве функции активации в выходном слое применялась функция сигмоид, в полносвязных слоях — ReLU.

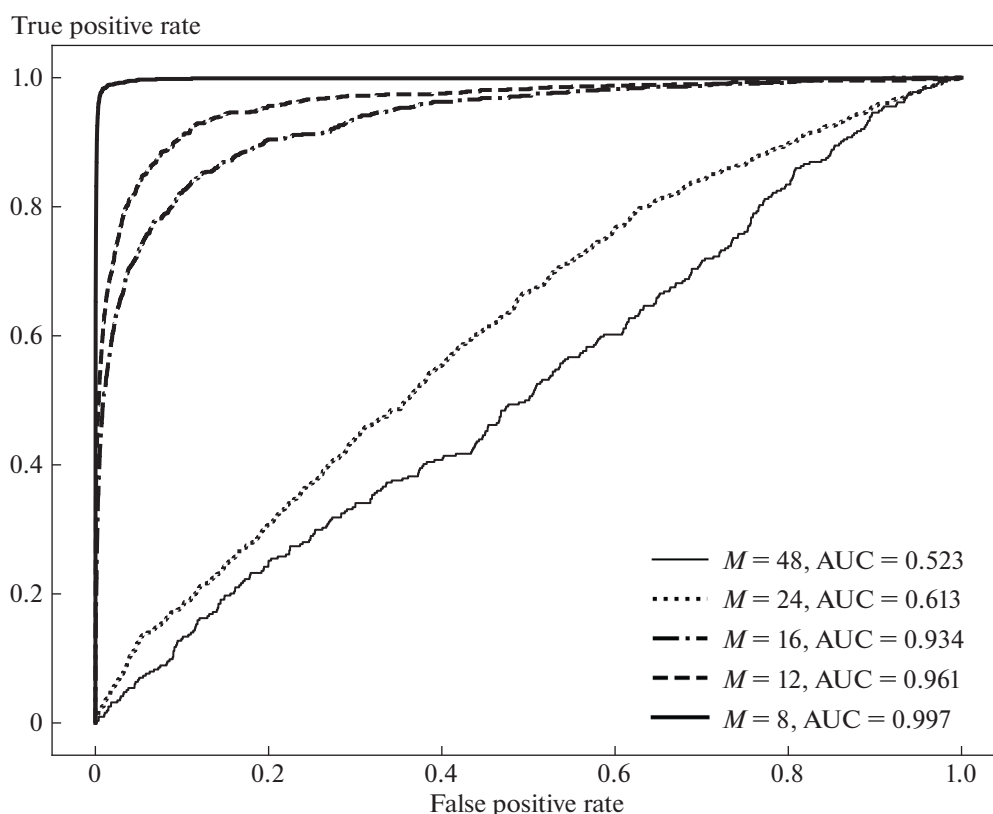


Рис. 4. Кривые ошибок для тестовых наборов из 14-й сессии наблюдений, полученные при различных значениях размера окна $M = 48, 24, 16, 12, 8$. По оси абсцисс отложена доля ложноположительных событий, по оси ординат — доля истинно положительных событий. AUC обозначает площадь под соответствующими кривыми. Длина всех элементов выборки $N = 48$. AUC — площадь под кривой.

элементы), но все активные каналы данного сигнала будут представлены в элементах, классифицированных верно. Анализ этих двух групп данных показал, что доля потерянных метеоров в худшем случае составляет около 2% от числа метеоров в тестовой сессии.

Насколько мы можем судить, два фактора предопределили резко возросшую эффективность обучения НС при уменьшении размера окна $M \times M^4$. Во-первых, очевидно, что распознать короткий сигнал на маленьком сегменте изображения проще, чем на полном изображении, поскольку в первом случае сигнал метеора занимает более существенную часть подаваемого на вход нейронной сети изображения, что облегчает его идентификацию. Во-вторых, такой способ организации входных данных резко увеличил в обучающем наборе количество примеров, содержащих сигнал метеоров, поскольку благодаря маленькому размеру скользящего окна почти все сигналы метеоров оказывались сразу в нескольких элементах входного набора. Так, если число элемен-

тов с сигналами метеоров в обучающей выборке с $M = 48$ составляло 2385, то для $M = 8$ оно равнялось 8066. После применения стандартной процедуры трехкратного поворота изображения на 90° с целью аугментации (“размножения”) данных это число превышало 32 тыс., что приближается к значениям, применяемым в других задачах классификации изображений.

4. ВЫДЕЛЕНИЕ АКТИВНЫХ КАНАЛОВ

В результате классификации входных данных с помощью сверточной нейронной сети, описанной в предыдущем разделе, мы получаем список событий (набор данных), состоящий из тензоров размером $8 \times 8 \times N$, в которых сеть обнаружила сигнал метеора. Следующим шагом является указание, в каких именно пикселях каждого события локализован данный сигнал. В области обработки изображений такую операцию часто называют сегментацией.

Очевидно, что указанную задачу можно решить с помощью традиционного подхода, основная идея которого описана выше. Трудоемкость вычислений в данном случае будет существенно

⁴ Отметим, что использование $M = 8$ не эквивалентно применению ядра свертки размером 8 для $M = 48$.

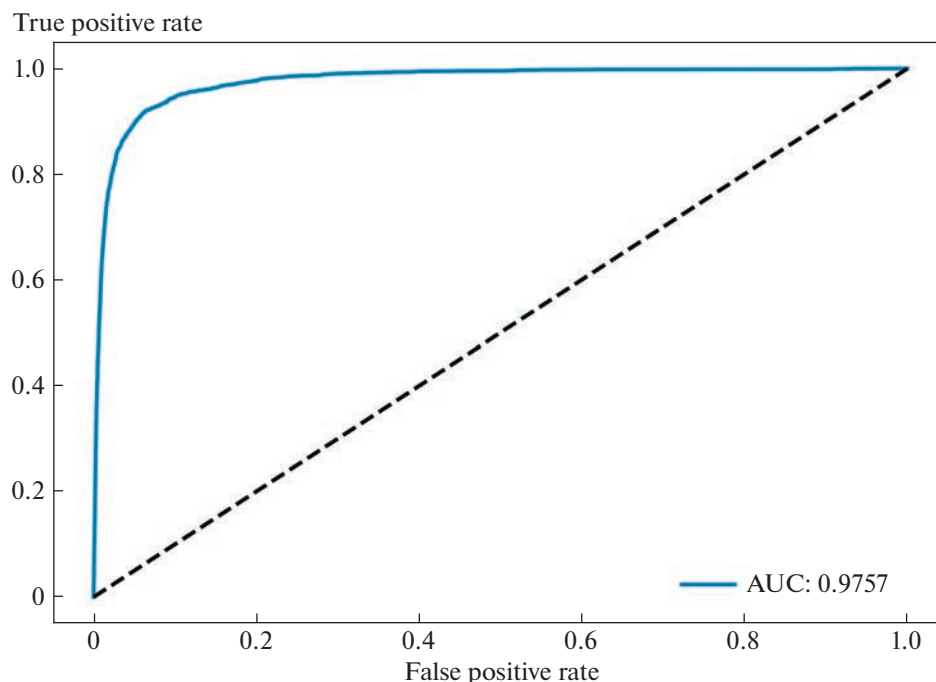


Рис. 5. Кривая ошибок для тестовой выборки из 14-й сессии в задаче выделения каналов фокальной плоскости, содержащих сигнал метеора.

ниже, чем при анализе полного набора данных, так как события, содержащие сигналы метеоров, составляют его малую часть. Однако интересно попробовать решить ее с помощью нейронных сетей, поскольку эта задача хорошо изучена.

Одним из наиболее популярных методов сегментации изображений с помощью НС являются т.н. сети U-Net, первоначально предложенные для медицинских приложений [32]. Сети этой архитектуры продемонстрировали свою эффективность во многих областях, включая распознавание объектов определенных типов на спутниковых снимках (см., напр., [33]). К сожалению, попытка применить сеть U-Net к данным “УФ атмосфера” не дала хороших результатов. Поэтому мы воспользовались тем, что, как упоминалось выше, сигналы метеоров имеют характерную форму, а сама задача выделения каналов, в которых локализован сигнал, может быть решена как еще одна задача бинарной классификации. Поскольку в данном случае сигнал каждого канала представляет собой вектор фиксированной длины, эту задачу несложно решить, например, с помощью многослойного перцептрона.

Входные данные для МСП были организованы в виде размеченных наборов векторов длины $N = 48$, извлекаемых из элементов размером $8 \times 8 \times 48$, содержащих сигналы метеоров. Обучающие наборы содержали до 12 тыс. примеров, тестовые наборы — до 62 тыс. Были протестированы

перцептроны с одним, двумя и тремя скрытыми слоями, различным числом нейронов в слоях и разными функциями активации. Тесты не выявили существенных преимуществ какой-либо из опробованных конфигураций. В результате мы остановились на двухслойном перцептроне с 96 нейронами в первом скрытом слое и 64 нейронами во втором, в котором сочетались хорошая скорость и высокое качество обучения. Для оптимизации использовался алгоритм Adagrad. На рис. 5 показана кривая ошибок для тестового набора из 14-й сессии, состоящего из 54 тыс. элементов. Величина площади под кривой ошибок составляет 0.976, что можно считать хорошим результатом.

Типичная ошибка классификации, допускаемая этой нейронной сетью, связана с ситуацией, когда во входном векторе находится лишь самое начало либо конец сигнала, но не его максимум. Поскольку, как упоминалось выше, процедура построения входных наборов построена таким образом, что одни и те же сигналы дублируются со сдвигом по времени, всегда находится вектор данных, содержащий максимум соответствующего сигнала. Правильная классификация такого сигнала уже не представляет сложности для нейронной сети.

Может возникнуть вопрос, является ли первичная классификация данных на две группы — событий, содержащих сигналы метеоров, и событий, такие сигналы не содержащих, необходи-

мым элементом описанного подхода. Ответ утвердительный. Это связано с тем, что, как мы объясняли выше, для сигналов метеоров характерна не только специфическая форма сигнала, напоминающая нормальное распределение, но и взаимное расположение активных каналов на фокальной плоскости, а также перемещение сигнала по квазилинейному треку. Перцептрон, описанный выше, классифицирует сигналы исключительно по их форме, не принимая во внимание сигналы в смежных каналах. В результате этого попытка применить такой МСП сразу ко всем данным приводит к ошибочной классификации в качестве метеоров значительного количества сигналов, форма которых соответствует ожидаемой от метеора, но амплитуда изменяется синхронно в большом числе соседних каналов, так что они не образуют трека на ФП.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Мы показали, каким образом можно решать задачу поиска сигналов метеоров в данных орбитального эксперимента “УФ атмосфера” с помощью простых нейронных сетей, обучение и применение которых возможно на типичном персональном компьютере. Важно подчеркнуть, что хотя эта задача надежно решается и с помощью традиционных методов анализа данных, представленный нейросетевой подход продемонстрировал ряд преимуществ: с одной стороны, он позволил в несколько раз уменьшить число событий, ошибочно отобранных в качестве содержащих сигнал метеора, и, следовательно, резко сократить время, необходимое для последующего “ручного” анализа данных, а с другой — выявить некоторое количество метеоров с низким соотношением сигнал/шум, которые не были найдены традиционным способом. Кроме этого, обученные нейронные сети показали существенно более высокую производительность: если в рамках классического подхода программе, написанной на Python, потребовалось несколько часов, чтобы проверить данные одной сессии наблюдений на наличие сигналов от метеоров, то НС справились с этой задачей за несколько минут.

Мы полагаем, что в силу простоты и общности примененных методов они могут быть использованы для распознавания сигналов других типов в данных различных флуоресцентных и черенковских телескопов. В частности, мы планируем применить этот подход для поиска ШАЛ-подобных событий в данных “УФ атмосфера” и стратосферного эксперимента EUSO-SPB2 [34], намеченного на 2023 г. Конкретные результаты поиска метеоров в данных “УФ атмосфера” с помощью описанных выше нейронных сетей будут представлены в отдельной публикации от лица коллаборации JEM-EUSO.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа МЗ и ДС выполнена за счет гранта Российского научного фонда N22-22-00367, <https://rscf.ru/project/22-22-00367/>.

БЛАГОДАРНОСТИ

МЗ благодарит Dario Barghini, Matteo Battisti, Александра Белова, Mario Bertaina, Marco Casolino, Павла Климова, Laura Marcelli, Hiroko Miyamoto, Lech Piotrowski, Zbigniew Plebaniak из коллаборации JEM-EUSO за неоценимую помощь с данными “УФ атмосфера”, а также Michal Vrábel за полезное обсуждение. Все нейронные сети были реализованы на языке Python с использованием пакетов TensorFlow [35] и Scikit-learn [36].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. H. Adams, S. Ahmad, J.-N. Albert, D. Allard, et al., *Exp. Astron.* **40**(1), 3 (2015).
2. M. E. Bertaina and JEM-EUSO Collaboration, in *37th International Cosmic Ray Conference*, held 12–23 July 2021, Berlin, Germany, PoS(ICRC2021) **395**, id. 406 (2022).
3. P. A. Klimov, M. I. Panasyuk, B. A. Khrenov, G. K. Garipov, et al., *Space Sci. Rev.* **212**, 1687 (2017).
4. B. A. Khrenov, P. A. Klimov, M. I. Panasyuk, S. A. Sharakin, et al., *J. Cosmology and Astroparticle Phys.* **9**, id. 006 (2017).
5. J. H. Adams, S. Ahmad, J.-N. Albert, D. Allard, et al., *Exp. Astron.* **40**, 253 (2015).
6. G. Abdellaoui, S. Abe, A. Acheli, J. Adams, et al., *Planet. Space Sci.* **143**, 245 (2017).
7. O. I. Ruiz-Hernandez, S. Sharakin, P. Klimov, O. M. Martínez-Bravo, *Planet. Space Sci.* **218**, id. 105507 (2022).
8. S. Bacholle, P. Barrillon, M. Battisti, A. Belov, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **253**, id. 36 (2021).
9. M. Casolino, J. Adams Jr., A. Anzalone, E. Arnone, et al., in *37th International Cosmic Ray Conference*, held 12–23 July 2021, Berlin, Germany, PoS(ICRC2021) **395**, id. 354 (2022).
10. M. Casolino, D. Barghini, M. Battisti, C. Blaksley, et al., *Remote Sensing Environment* **284**, id. 113336 (2023).
11. P. Klimov, M. Battisti, A. Belov, M. Bertaina, et al., *Universe* **8**, 88 (2022).
12. A. V. Olinto, J. Krizmanic, J. H. Adams, R. Aloisio, et al., *J. Cosmology and Astroparticle Phys.* **2021**(06), id. 007 (2021), arXiv:2012.07945 [astro-ph.IM].
13. D. Barghini, M. Battisti, A. Belov, M. E. Bertaina, et al., in: *14th Europlanet Science Congress 2020*, held virtually, 21 September 2020–9 October, 2020, online at <https://www.epsc2020.eu/>, id. EPSC2020-800 (2020).
14. D. Barghini, M. Battisti, A. Belov, M. E. Bertaina, et al., in: *14th Europlanet Science Congress 2020*, held virtually, 21 September 2020–9 October, 2020, online at <https://www.epsc2020.eu/>, id. EPSC2021–243 (2020).
15. Y. Le Cun, L. Bottou, Y. Bengio, and P. Haffner, *Proc. of the IEEE* **86**, 2278 (1998).

16. *D. Cireşan, U. Meier, and J. Schmidhuber*, Computer Vision and Pattern Recognition **2012**, 3642 (2012), arXiv:1202.2745 [cs.CV].
17. *D. Baron*, arXiv:1904.07248 [astro-ph.IM] (2019).
18. *C. J. Fluke and C. Jacobs*, WIREs Data Mining and Knowledge Discovery **10**(2), id. e1349 (2019). <https://doi.org/10.1002/widm.1349>
19. *S. G. Djorgovski, A. A. Mahabal, M. J. Graham, K. Polsterer, and A. Krone-Martins*, arXiv:2212.01493 [astro-ph.IM] (2022).
20. *D. Fraser, Z. Khan, and D. Levy*, in: *Artificial Neural Networks*, edited by *I. Aleksander and J. Taylor* (North-Holland, Amsterdam, 1992), p. 1155.
21. *V. Ş. Roman and C. Buiu*, in: *Proc. of the International Meteor Conference*, held 18–21 September 2014, Giron, France, edited by *J. L. Rault and P. Roggemans*, Intern. Meteor Organization, p. 122 (2014).
22. *E. Silai, D. Vida, K. Nyarko*, in: *Proc. International Meteor Conference*, Mistelbach, held 27–30 August 2015, Mistelbach, Austria, edited by *J.-L. Rault and P. Roggemans*, Intern. Meteor Organization, p. 24 (2015).
23. *P. S. Gural*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **489**, 5109 (2019).
24. *D. Cecil and M. Campbell-Brown*, Planet. Space Sci. **186** id. 104920 (2020).
25. *R. Sennlaub, M. Hofmann, M. Hankey, M. Ennes, T. Müller, P. Kroll, and P. Mäder*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **516**, 811 (2022).
26. *M. Y. Zotov and D. B. Sokolinskiy*, Moscow University Phys. Bull. **75**, 657 (2020).
27. *M. Zotov*, Universe **7**, 1 (2021), <https://www.mdpi.com/2218-1997/7/7/221>.
28. *I. Goodfellow, Y. Bengio, and A. Courville*, *Deep Learning* (MIT Press, 2016).
29. *С. Рашка, В. Мурджалили, Python и машинное обучение* (Packt Publishing, Диалек-тика, 2019).
30. *D. E. Rumelhart, G. E. Hinton, and R. J. Williams*, Nature **323**, 533 (1986).
31. *G. V. Cybenko*, Mathematics of Control, Signals and Systems **2**, 303 (1989).
32. *O. Ronneberger, P. Fischer, and T. Brox*, arXiv:1505.04597 [cs.CV] (2015).
33. *G. Pasquali, G. C. Iannelli, and F. Dell’acqua*, Remote Sensing **11**, 2803 (2019).
34. *V. Scotti and G. Osteria*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **958**, id. 162164 (2020).
35. *M. Abadi, A. Agarwal, P. Barham, E. Brevdo, et al.*, *TensorFlow: Large-scale machine learning on heterogeneous systems* (2015), <https://www.tensorflow.org/>.
36. *F. Pedregosa, G. Varoquaux, A. Gramfort, V. Michel, et al.*, J. Machine Learn. Res. **12**, 2825 (2011).