

ISSN 0004-6299

Том 101, Номер 12

Декабрь 2024



# АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ



НАУКА

— 1727 —

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

## Том 101, номер 12, 2024

---

Спектроскопический поиск эволюционных изменений орбитального периода  
в двойных системах типа WR+OB. Случай WR 141

<i>И.А. Шапошников</i>	1034
Пятенная и вспышечная активность одиночного G5 III-IV гиганта HD199178 по данным наблюдений миссии TESS	
<i>И.С. Саванов, А.Н. Тарасенков, Е.С. Дмитриенко</i>	1043
Влияние отклонений от ЛТР на определения содержания серы у звезд спектральных типов A-K	
<i>С.А. Коротин, К.О. Киселев</i>	1050
Тримеризация ацетилена на поверхности карбида кремния в оболочках звезд АВГ: астрохимическая оценка	
<i>М.С. Мурга</i>	1068
Поиск слабых компонентов в излучении пульсаров	
<i>Т.В. Смирнова, М.О. Торопов, С.А. Тюльбашев</i>	1078
Поиск интерпульсов в полной выборке пульсаров на частоте 111 МГц	
<i>М.О. Торопов, С.А. Тюльбашев, В.С. Бескин</i>	1084
Поиск долгопериодических транзиентов с периодами больше двух секунд на склонениях от +21° до +42°	
<i>А.С. Тюльбашев, Г.Э. Тюльбашева</i>	1095
К вопросу о северо-южной асимметрии солнечной активности в 25-м цикле Швабе-Вольфа	
<i>С.А. Язев, Е.С. Исаева, В.М. Томозов, К.И. Иванов, Б. Хос-Эрдэнэ</i>	1107

---

# СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЙ ПОИСК ЭВОЛЮЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ТИПА WR+OB. СЛУЧАЙ WR141

© 2024 г. И. А. Шапошников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,

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

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: iv.shaposhnikov@gmail.com

Поступила в редакцию 12.08.2024 г.

После доработки 07.09.2024 г.

Принята в печать 11.09.2024 г.

Представлены результаты новых спектроскопических наблюдений низкого разрешения короткопериодической системы WR141 (WN5o+O5V–III,  $P \approx 21.7^d$ ), а также результаты их сравнения с материалом предыдущих исследований с целью поиска эволюционного изменения орбитального периода. Сообщается об обнаружении векового увеличения орбитального периода WR141 с темпом  $\dot{P} = 1.6 \pm 0.9$  с/год, соответствующего темпу потери массы  $\dot{M}_{\text{WR}} = (3.1 \pm 1.9) \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$  при массах звезд в системе  $M_{\text{WR}} = 39 \pm 10 M_{\odot}$  и  $M_{\text{O}} = 37 \pm 10 M_{\odot}$ . Обсуждается корреляция между темпом потери массы звездами WR и их массой.

**Ключевые слова:** звезды Вольфа-Райе, потеря массы, звездный ветер, спектроскопические двойные

**DOI:** 10.31857/S0004629924120014    **EDN:** IDJZMQ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Значительный темп потери массы звездами типа Вольфа-Райе (WR) в случае, когда такая звезда входит в состав тесной двойной системы (ТДС), обуславливает медленную эволюцию ее орбиты. Самым распространенным спутником звезды WR в ТДС выступает массивная звезда спектрального класса O или раннего подкласса B (системы типа WR+OB). При наличии серии фотометрических (для затменных систем) или спектроскопических наблюдений, покрывающих достаточное число орбитальных циклов, изменение орбитального периода может быть оценено путем наложения друг на друга фазовых кривых, соответствующих различным эпохам – это т.н. метод «O–C» [1]. К сожалению, число известных систем WR+OB с достаточно выраженными затмениями ограничивается единицами, поэтому более массовым представляется спектроскопический «O–C» метод, основанный на сравнении кривых лучевых скоростей. Это открывает путь к модельно независимой оценке темпов потери массы звездами WR и исследованию эмпирического соотношения между темпами потери массы звездами WR и их массами.

В недавней серии наших работ было проведено исследование ряда ТДС типа WR+OB: сперва нами

было показано, что сравнения кривых лучевых скоростей для затменных систем дают темпы изменения орбитального периода, согласующиеся с результатами фотометрического метода «O–C» [2, 3], а затем получен результат для системы со слабой фотометрической переменностью [4]. В настоящей работе приведено исследование ТДС типа WR+OB WR141. Период этой системы относительно большой ( $\sim 22^d$ ), поэтому обнаружение орбитальных изменений будет означать большой темп потери массы.

## 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

### 2.1. Архивные данные по WR141

Наиболее ранние спектроскопические наблюдения WR141 (HD193928/V2183 Cyg) были опубликованы в работах Хилтнера [5] и Ганеша и Баппу [6]. Там приведены измерения лучевых скоростей в эмиссиях N IV 4058 Å, N V 4603 Å и He II 4686 Å, по которым оценены полуамплитуда изменения лучевой скорости  $K_{\text{WR}} \approx 130$  км/с и орбитальный период  $P = 21.64^d$ . Следов звезды-компаньона в спектрах выделено не было, дается спектральная классификация WN5–6.

Детальное исследование WR141 на основе спектроскопических и поляриметрических наблюдений,

полученных в 1988–1989 гг. [7] и 1992 г., было представлено в работе Марченко и др. [8]. На полученных спектрах были уверенно отождествлены абсорбционные линии второй звезды в системе, классифицированной как O5 V–III; более того, с помощью предложенной авторами кросс-корреляционной итерационной процедуры удалось надежно разделить спектры WR и O5. Найденные полуамплитуды лучевых скоростей,  $K_{\text{WR}} \approx 118$  км/с и  $K_O \approx \approx (163 - 194)$  км/с, привели к оценкам масс звезд  $M_{\text{WR}} \approx (36 - 54) M_\odot$  и  $M_O \approx (26 - 33) M_\odot$  для  $i = 68^\circ$ . Также был уточнен орбитальный период WR141:  $P = 21.6895^d$ .

Измерения лучевой скорости WR141 в линии Не II 5411 Å, полученные по 123 CCD-спектрам высокого разрешения, а также следующие из этих измерений орбитальные параметры несколько позднее опубликовали Иванов и др. [9].

14 измерений лучевых скоростей WR141 в эмиссии N V 4945 Å даны в работе Дсильва и др. [10].

Стоит отметить проявления у WR141 небольшой фотометрической переменности, аналогичной WR127 [11, 12, 13] и согласующейся с орбитальным периодом, хотя в работе [13] приведено несколько отличное значение  $P = 21.03^d$ .

## 2.2. Новые наблюдения

Спектроскопические наблюдения системы WR141 проведены с октября 2022 по апрель 2024 г. на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории МГУ с применением двухлучевого спектрографа низкого разрешения TDS [14]. Техника проведения и обработка наблюдений, а также измерений лучевых скоростей описаны в работах [2, 3].

В каждую ночь получалось 3 последовательных кадра с экспозицией 5 мин. Долгая экспозиция необходима для получения отчетливого спектра неба, по линиям которого проводится дополнительная калибровка. В целях избежания перенакопления кадра в области яркого спектра звезды она два-три раза за экспозицию перемещалась с шагом 2 угл. секунды по направлению вдоль щели спектрографа. Результирующий спектр вычислялся усреднением по трем кадрам. Для системы WR141 получены наблюдения в течение 23 ночей.

Кривые лучевых скоростей орбитального движения WR141 получены для ряда наблюдаемых ионов. Кривые лучевых скоростей нормальной звезды построены по измерениям линий бальмеровской серии водорода в синем конце спектра:

выбор именно этих линий обусловлен их хорошей видимостью и слабостью накладывающихся на них эмиссий, интенсивности которых не хватает для существенного искажения профилей и положений измеряемых линий.

Что касается методики измерения кривых лучевых скоростей WR, то здесь имеется два подхода: 1) аппроксимация профиля некоторой заданной функцией (например, функцией Гаусса) с определением положения по его центральной координате, и 2) кросс-корреляционная процедура, в результате которой получается эмпирический профиль исследуемой линии, используемый для сравнения с наблюдаемыми. Второй подход имеет явное преимущество для искаженных или блендируемых линий, хотя и несет в себе неопределенность нуль-пункта, давая лишь разности в скоростях между спектрами. Кроме того, можно рассматривать профиль не целиком, а только его часть, например крылья профиля ниже определенного уровня. Поскольку профили некоторых эмиссий (например, Не II) блендируются абсорбциями от ОВ-звезды вблизи центральной части, а также искажены связанными с областью столкновения звездных ветров особенностями, сравнение положения именно крыльев линии на разных фазах позволяет корректно определить ее смещение. Для слабых эмиссионных линий N V и абсорбций H I предпочтительным оказывается первый метод. Для аппроксимации N V 4603 Å выделялась небленированная часть профиля (вблизи центра и слева от него), по которому методом наименьших квадратов проводилась гауссиана на уровне континуума (считалась свободным параметром для устранения возможных ошибок проведения континуума). Лучевая скорость определялась по центральной длине волны, вписанной в профиль гауссианы. Для более сильных линий Не II и N IV, профили которых несколько асимметричны и искажены в центральной части, применялся кросс-корреляционный метод совмещения по крыльям с отсечением части профиля выше середины от максимума. Центральная длина волны определялась как центр масс обрезанного профиля.

В табл. 1, 2 представлены измерения лучевых скоростей для системы WR141. На рис. 1 показаны фазовые кривые лучевых скоростей (примененные для их построения элементы обсуждаются далее).

**Таблица 1.** Измерения лучевых скоростей [км/с] в спектре WR 141 по абсорбционным линиям H I и эмиссионным линиям He II

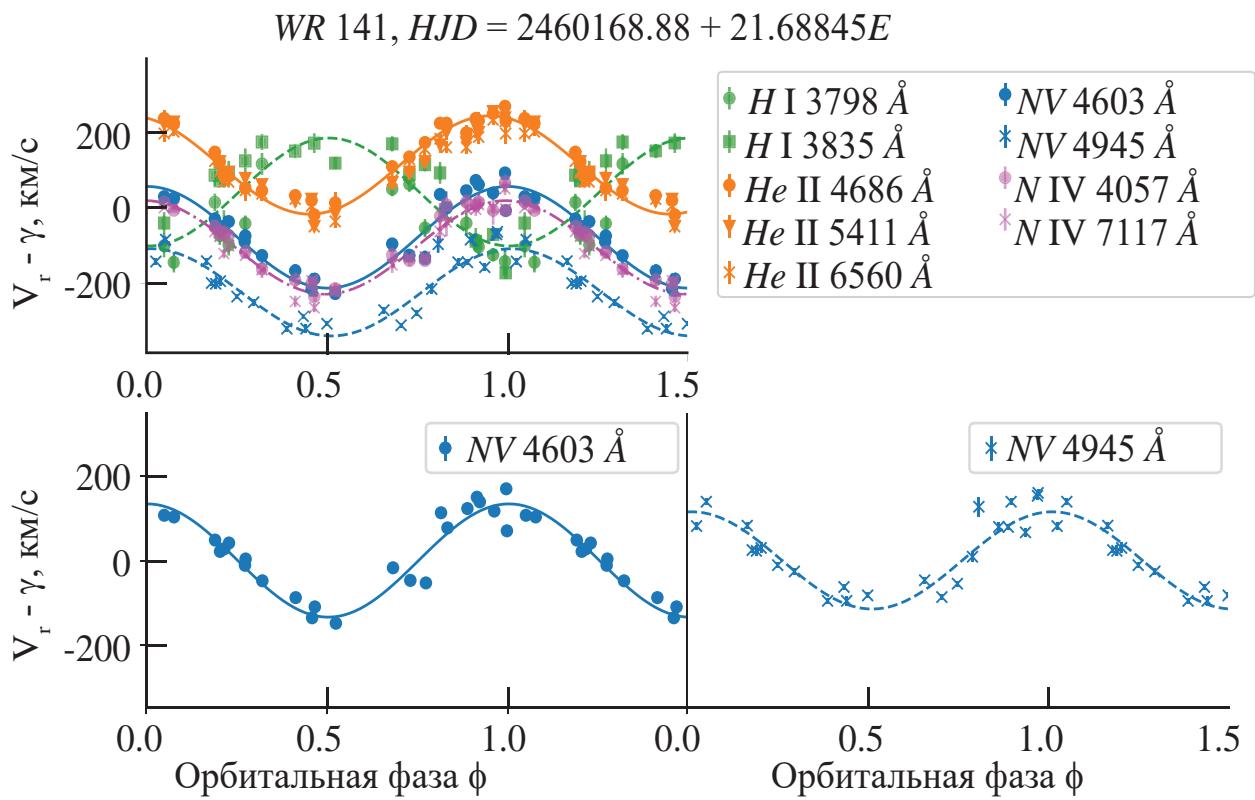
HJD 2400000+	H I 3798 Å	H I 3835 Å	He II 4686 Å	He II 5411 Å	He II 6560 Å
59869.35359	14 ± 23	86 ± 30	147 ± 6	133 ± 5	123 ± 10
59883.28984	—	—	224 ± 11	199 ± 19	160 ± 16
59885.22736	-104 ± 24	—	230 ± 22	199 ± 17	187 ± 19
59898.28619	33 ± 26	118 ± 17	13 ± 27	-17 ± 17	-37 ± 18
59906.17340	-41 ± 33	—	198 ± 21	172 ± 17	160 ± 17
59913.27921	-49 ± 42	—	83 ± 6	89 ± 11	69 ± 11
59930.23128	—	-173 ± 16	230 ± 33	222 ± 25	197 ± 28
60061.50265	-101 ± 31	-41 ± 29	237 ± 22	222 ± 25	197 ± 22
60238.35568	-74 ± 25	71 ± 15	122 ± 12	122 ± 4	96 ± 10
60257.28261	-145 ± 27	—	224 ± 12	227 ± 13	201 ± 9
60273.29432	—	92 ± 29	224 ± 7	166 ± 20	183 ± 14
60277.20266	-143 ± 34	—	269 ± 4	238 ± 6	229 ± 4
60298.17538	-125 ± 18	-71 ± 17	250 ± 23	255 ± 12	233 ± 12
60325.64586	-99 ± 28	90 ± 90	83 ± 20	94 ± 5	69 ± 8
60326.64280	-42 ± 21	124 ± 33	51 ± 32	78 ± 14	46 ± 26
60327.64639	116 ± 29	174 ± 21	45 ± 28	61 ± 12	37 ± 18
60329.64448	—	150 ± 19	32 ± 17	17 ± 15	23 ± 13
60330.63052	—	—	19 ± 14	22 ± 15	5 ± 19
60400.54742	49 ± 19	169 ± 20	109 ± 3	67 ± 15	73 ± 22
60401.58439	62 ± 20	88 ± 16	134 ± 7	94 ± 21	128 ± 22
60402.51874	-54 ± 24	114 ± 18	173 ± 6	122 ± 17	155 ± 18
60405.57874	-85 ± 31	-89 ± 21	237 ± 8	216 ± 8	197 ± 10
60417.54610	—	171 ± 26	-19 ± 8	-50 ± 6	-50 ± 6

**Таблица 2.** Измерения лучевых скоростей [км/с] в спектре WR 141 по эмиссионным линиям N IV и N V

HJD 2400000	N IV 4058 Å	N IV 7117 Å	N V 4603 Å	N V 4945 Å
59869.35359	-52 ± 29	-63 ± 12	-30 ± 6	-142 ± 8
59883.28984	7 ± 36	-38 ± 38	-1 ± 11	-97 ± 23
59885.22736	15 ± 23	8 ± 16	61 ± 9	-85 ± 8
59898.28619	-214 ± 16	-219 ± 19	-228 ± 6	-308 ± 6
59906.17340	15 ± 18	-4 ± 13	45 ± 6	-145 ± 10
59913.27921	-67 ± 18	-122 ± 12	-51 ± 14	-202 ± 12
59930.23128	-7 ± 7	-4 ± 7	-8 ± 8	-64 ± 8
60061.50265	15 ± 8	0 ± 6	29 ± 8	-143 ± 9
60238.35568	-67 ± 12	-76 ± 11	-57 ± 7	-200 ± 6
60257.28261	-7 ± 5	0 ± 6	25 ± 6	-85 ± 8

Таблица 2. Окончание

HJD 2400000	N IV 4058 Å	N IV 7117 Å	N V 4603 Å	N V 4945 Å
60273.29432	-22 ± 34	-63 ± 32	35 ± 12	-216 ± 12
60277.20266	67 ± 8	51 ± 18	92 ± 8	-71 ± 9
60298.17538	-7 ± 38	0 ± 12	39 ± 8	-158 ± 10
60325.64586	-74 ± 10	-101 ± 8	-37 ± 9	-195 ± 12
60326.64280	-118 ± 10	-126 ± 6	-75 ± 8	-236 ± 6
60327.64639	-163 ± 24	-164 ± 6	-127 ± 9	-251 ± 8
60329.64448	-192 ± 13	-249 ± 16	-167 ± 9	-321 ± 7
60330.63052	-200 ± 9	-194 ± 20	-215 ± 8	-288 ± 7
60400.54742	-126 ± 16	-152 ± 22	-96 ± 8	-272 ± 8
60401.58439	-140 ± 12	-131 ± 9	-126 ± 6	-312 ± 6
60402.51874	-140 ± 9	-131 ± 18	-132 ± 8	-280 ± 7
60405.57874	7 ± 13	-4 ± 18	72 ± 6	-145 ± 7
60417.54610	-236 ± 10	-265 ± 12	-189 ± 11	-321 ± 11



**Рис. 1.** Кривые лучевых скоростей WR 141. Вверху: все измерения, представленные в табл. 1, 2; внизу: редуцированные за среднюю скорость кривые по линиям 4603 и 4945 Å иона N V, применяемые для сравнения с архивными данными с целью поиска изменения периода.

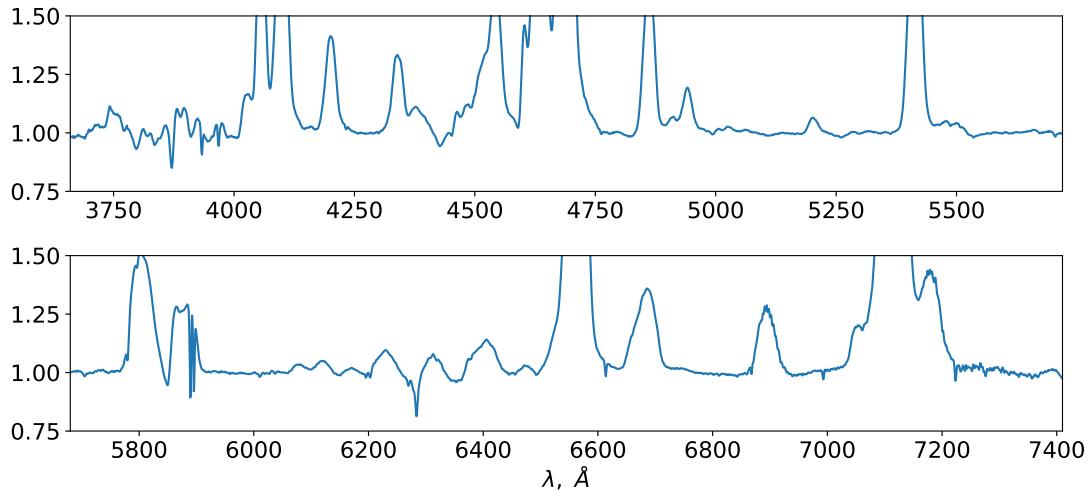


Рис. 2. Усредненный спектр WR 141.

### 3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ОРБИТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ WR141

На рис. 2 показан спектр WR141, усредненный по серии наших наблюдений. Эмиссионный спектр состоит из сильных и широких линий, характерных для WN5: это линии ионов He II, N IV, а также более слабые линии N V. В синем конце спектра (на верхней панели слева) различимы абсорбционные детали H I, отождествляемые со спутником – O-звездой (за исключением линий Ca II, имеющих межзвездное происхождение). Абсорбции He I практически неразличимы: сравнительно интенсивные детали вблизи длин волн 3889, 4437 и 7065 Å движутся синфазно с эмиссиями WR и имеют сильное синее смещение относительно соответствующих линий ( $\sim -1200$  км/с), и, таким образом, не отображают орбитальное движение O-звезды. Изменения положений эмиссионных линий и абсорбций H I происходит в противофазе, что согласуется их отождествлением как спектра WR и O соответственно. Некоторые эмиссии имеют едва заметный синфазный абсорбционный компонент слева от самой эмиссии (профиль типа R Cyg).

Помимо отличия в уровнях средней скорости для разных ионов, характерного для WR, обращают на себя внимание некоторые отклонения в деталях кривых лучевых скоростей. Вблизи фазы 0.7–0.8 имеющие более высокий потенциал ионизации линии N V и N IV несколько отклоняются от соответствующей синусоидальной аппроксимации, в то время как скорости, измеренные по линиям He II, хорошо ложатся на свою кривую. Примечательно, что соответствующие спектрограммы получены в три после-

довательные ночи. Ввиду существенного разброса по длинам волн измеренных линий и очевидной группировки поведения по ионам, возможные ошибки в калибровке не могли бы привести к подобному эффекту. Объяснение подобному явлению может быть дано при учете клочковатости звездного ветра WR, доказанного на основе многоцветной фотометрии затменных систем [15]: вероятно, здесь мы наблюдали появление такого плотного «клочка» в нижних областях протяженной атмосферы звезды.

В табл. 3 перечислены элементы орбиты, вычисленные на основе кривых лучевых скоростей по линиям различных ионов в предположении нулевого эксцентриситета. Для вычисления орбитальных параметров по N V применялись только измерения в линии 4603 Å (линия 4945 Å сильно отличается), для остальных ионов применялись все соответствующие измерения. Большую неопределенность имеет полуамплитуда лучевой скорости O-звезды, определенная по абсорбциям водорода. Отношение масс  $q = M_{\text{WR}} / M_O$  по новым данным составляет  $1.06 \pm 0.05$ . В работе [8] приведено решение  $K_{\text{WR}} = 118 \pm 5$  км/с и  $K_O = 163 \pm 12$  км/с (или  $194 \pm 23$  км/с), т.е.  $q$  заметно больше 1. Значения  $M$  и  $a$  пересчитаны на основе полученных значений при угле наклонения орбиты относительно картинной плоскости  $i = 68^\circ \pm 12^\circ$ , оцененном в работе [8] из поляриметрических наблюдений. Большая неопределенность в оценках масс звезд и размеров орбит обусловлена существенной неопределенностью угла наклона орбиты. Также стоит отметить характерный для подобных систем фазовый сдвиг ( $\Delta\phi$  в табл. 3) кривых по линиям He II относительно прочих.

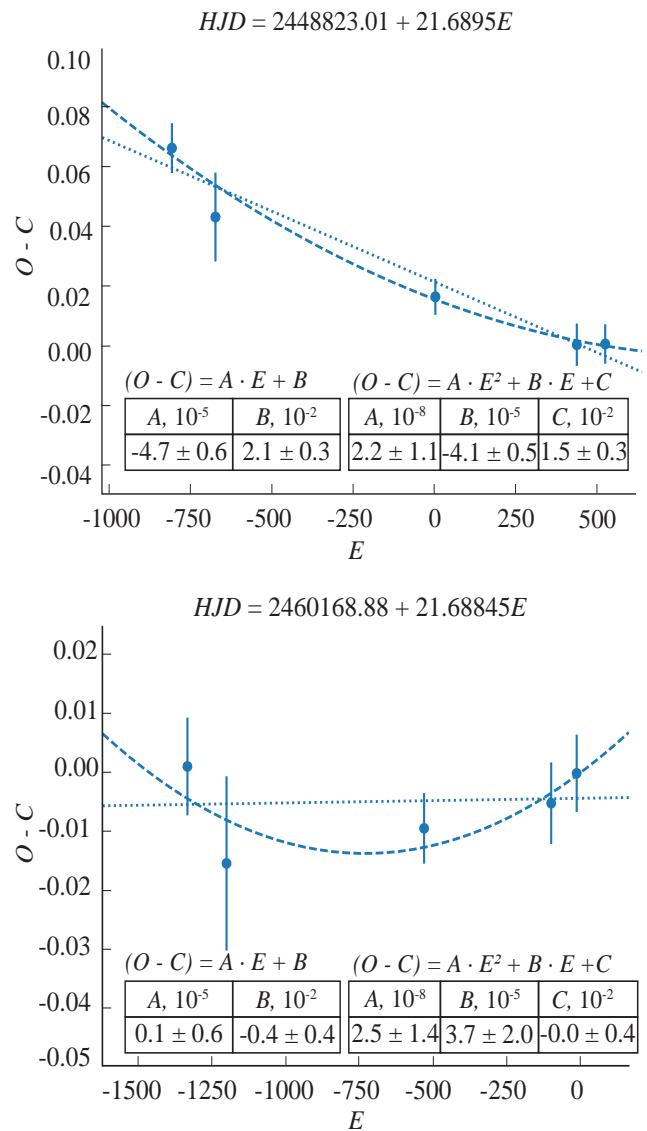
**Таблица 3.** Параметры орбиты и массы звезд WR 141, определенные по кривым лучевых скоростей при значении периода  $P = 21.68845^d$  и начальной эпохе  $HJD_0 = 2460168.88$

Ион	$K$ , км/с	$\gamma$ , км/с	$\Delta\phi$	$M \sin^3 i, M_\odot$	$a \sin i, R_\odot$	$M, M_\odot$	$a, R_\odot$
WR (эмиссии)							
N V	$134.8 \pm 2.4$	$-78.7 \pm 1.7$	$0.000 \pm 0.007$	$31.2 \pm 2.5$	$62.4 \pm 1.1$	$39 \pm 10$	$67 \pm 6$
N IV	$124 \pm 5$	$-105 \pm 4$	$-0.004 \pm 0.006$	$29 \pm 4$	$57.4 \pm 2.3$	$36 \pm 11$	$62 \pm 7$
He II	$130.4 \pm 1.7$	$113.1 \pm 1.1$	$0.0479 \pm 0.0018$	$30.2 \pm 2.0$	$60.3 \pm 0.8$	$38 \pm 10$	$65 \pm 6$
O (абсорбции)							
H I	$143 \pm 6$	$41 \pm 4$	$0.006 \pm 0.006$	$29.4 \pm 2.0$	$66.2 \pm 2.9$	$37 \pm 10$	$71 \pm 7$

#### 4. ПОИСК ИЗМЕНЕНИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА

В качестве материала для анализа стабильности орбитального периода WR141 наиболее удачным вариантом представляются спектральные линии иона N V. Данный ион обладает наибольшим потенциалом ионизации среди всех наблюдаемых ионов в спектре WR141, что позволяет предположить наибольшую близость измеренных лучевых скоростей к орбитальному движению звезды WR. Кроме того, измерения лучевых скоростей в линиях N V (4603 или 4945 Å) представлены во всех архивных работах.

На рис. 3 показаны диаграммы  $(O - C)$ , построенные по кривым лучевых скоростей в линиях N V в спектре WR141. Диаграмма на левой панели построена по архивным элементам из работы [8]. Сильный наклон графика свидетельствует о том, что в значении периода присутствует систематическая ошибка. Для ее учета необходимо подобрать период таким образом, чтобы построенная по наблюдаемым точкам линейная регрессия имела близкий к нулю старший коэффициент. Это значение может быть оценено как  $P = 21.68845^d \pm 0.00011^d$ . На правой панели рис. 3 диаграмма  $(O - C)$  перестроена по уточненным элементам. На этой диаграмме видна характерная для медленного увеличения орбитального периода структура: точки на графике, соответствующие фазовым невязкам между полученными в разные эпохи кривыми лучевых скоростей, накладываются на параболу с положительным старшим коэффициентом. Этот коэффициент связан с темпом изменения орбитального периода как  $\dot{P} = 2A$ . Полученное значение  $A$  для параболы, проведенной по данным точкам методом МНК, составляет  $A = (2.5 \pm 1.4) \times 10^{-8}$  с/с  $\approx$



**Рис. 3.** Графики для системы WR 141, построенные по кривым лучевых скоростей в линиях N V 4603 и 4945 Å. Сверху — построение с элементами из работы [8], снизу — с уточненными элементами.

$\approx 0.8 \pm 0.5$  с/год, что приводит к темпу изменения периода  $\dot{P} = 1.6 \pm 0.9$  с/год.

В табл. 4 приведены использованные кривые лучевых скоростей, результаты вычисления ( $O - C$ ) с использованием кривой лучевых скоростей в соответствующей линии из наших измерений и оценка погрешности данного измерения.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованная в настоящей работе система WR141 обладает существенно большим орбитальным периодом ( $\sim 22^d$ ), чем системы, исследованные нами в предыдущих работах ( $< 10^d$ ). Анализ вариации орбитального периода таких систем оказывается неточным: регистрируемые  $\dot{P}$  в таких системах предполагают очень высокий темп потери массы из системы при условии корреляции между темпом потери массы звездой WR и ее массой. Система WR141 содержит довольно массивную звезду, способную создавать столь сильный ветер, но даже в этом случае полученные значения  $\dot{P}$  и  $\dot{M}_{\text{WR}}$  оказываются очень неточными. Применяя формулу

Джинсовской моды для темпа потери массы, на основе полученного выше значения  $\dot{P}$ , можно получить  $\dot{M}_{\text{WR}} = -\frac{1}{2} \frac{\dot{P}}{P} (M_{\text{WR}} + M_0) = -(3.1 \pm 1.9) \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ .

В табл. 5 приведены исследованные в рамках спектроскопического метода «O–C» системы типа WR+OB. В таблице перечислены массы WR, оценки темпов изменения периода и потери массы в виде ветра WR. За исключением случая CQ Сеп, в этих системах наблюдается вековое увеличение периода, а вычисленные по нему  $\dot{M}_{\text{WR}}$  коррелируют с массой  $M_{\text{WR}}$ . На рис. 4 измерения  $M_{\text{WR}}$  и  $\dot{M}_{\text{WR}}$  для этих систем нанесены на один график. Для сравнения на этот график также нанесены измерения  $\dot{M}_{\text{WR}}$  для различных звезд, по большей части WN (азотной последовательности WR) в зависимости от массы звезды, полученные разными методами [16, 17, 18]. Оценки, полученные разными методами, показывают хорошее согласие. Коэффициенты прямой  $\lg \dot{M}_{\text{WR}} = A \lg M_{\text{WR}} + B$ , проведенной по четырем точкам из наших работ, составляют  $A = 1.61 \pm 0.29$ ,  $B = -1.8 \pm 0.4$ .

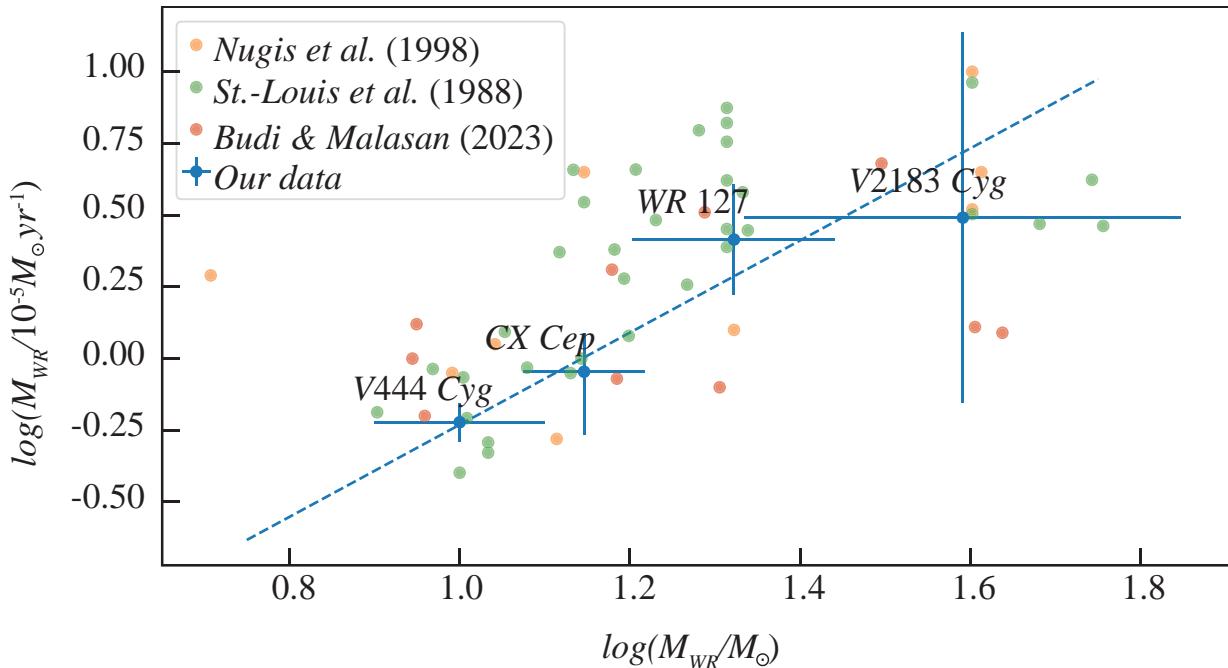
**Таблица 4.** Значения для случая WR 141, полученные на основе наложения кривых лучевых скоростей в линиях иона N V

Ссылка	Линия, Å	$\langle \text{HDJ} \rangle$	$E_{\text{old}}$	$(O - C)_{\text{old}}$	$E_{\text{new}}$	$(O - C)_{\text{new}}$
Хилтнер [5]	4603	2431283.95	-809	$0.066 \pm 0.008$	-1331	$0.001 \pm 0.008$
Ганеш и Баппу [6]	4603	2434183.83	-675	$0.042 \pm 0.015$	-1098	$-0.015 \pm 0.015$
Марченко и др. [8]	4603	2448827.90	0	$0.015 \pm 0.006$	-522	$-0.009 \pm 0.006$
Дсильва и др. [10]	4945	2458247.98	435	$-0.002 \pm 0.007$	-89	$-0.005 \pm 0.007$
Наст. работа	4603, 4945	2460137.64	522	$0.000 \pm 0.007$	-1.4	$0.000 \pm 0.007$

Примечание. Индекс *old* для  $E$  и  $(O - C)$  соответствует применению элементов из работы [8], индекс *new* — применению уточненных элементов.

**Таблица 5.** Список тесных двойных систем типа WR+OB, эволюция орбитального периода которых измерена спектроскопическим методом «O–C»

WR	Название	Спектральный класс	$P$ , сут	$HJD_0$ , 2400000+	$M_{\text{WR}}$ , $M_{\odot}$	$\dot{P}$ , с/год	$\dot{M}_{\text{WR}} \times 10^5$ , $M_{\odot}/\text{год}$
WR 155	CQ Сеп	WN6o + O9.5V	1.64124	59561.809	$\sim 11$	$-0.0151 \pm 0.0013$	$\sim 1$
WR 151	CX Сеп	WN4 + O5V	2.12692	59185.684	$13.9 \pm 0.7$	$0.062 \pm 0.005$	$0.91^{+0.10}_{-0.31}$
WR 139	V444 Cyg	WN5 + O6II–V	4.21247	60138.97	$10.7 \pm 1.1$	$0.119 \pm 0.003$	$0.60 \pm 0.04$
WR 127	Hen 3-1772	WN3 + O9.5V	9.55465	60187.81	$21.0 \pm 2.5$	$0.83 \pm 0.14$	$2.6 \pm 0.5$
WR 141	V2183 Cyg	WN5-w + O5V–III	21.68845	60168.88	$39 \pm 10$	$1.6 \pm 0.9$	$3.1 \pm 1.9$



**Рис. 4.** Зависимость между темпом потери массы и массой для звезд WR. Синие точки — данные наших работ (см. сводку в табл. 5), оранжевые точки — поляриметрические данные из работы [16], зеленые — оценки по измерениям ИК-радиопотоков [17], красные — оценки на основе моделирования спектральных профилей [18].

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе демонстрируется возможность оценки векового изменения орбитального периода  $\dot{P}$  короткопериодических тесных двойных систем типа WR+OB с помощью спектральных данных. Несмотря на относительно длинный орбитальный период в системе WR141, нам удалось дать оценку  $\dot{P}$ . Это связано с тем, что величина  $\dot{P}$  при высоком темпе потери массы в виде звездного ветра в случае массивной звезды WR оказывается велика, и за 80-летний период, несмотря на относительно малое число протекших орбитальных периодов, изменение орбитального периода выявляется. Стоит подчеркнуть, что поскольку метод основан на спектральных данных, его можно применять к большому количеству незатменных систем. Это предполагается проделать в следующих работах.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-12-00092).

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность анонимному рецензенту, учет замечаний которого позволил существенно улучшить изложение результатов работы.

Автор признателен А.М. Черепашку, А.В. Додину и К.А. Постнову за ценные обсуждения.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kh.F. Khaliullin, Soviet Astron. 18, 229 (1974).
2. I.A. Shaposhnikov, A.M. Cherepashchuk, A.V. Dodin, and K.A. Postnov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 523(1), 1524 (2023).
3. I.A. Shaposhnikov, A.M. Cherepashchuk, A.V. Dodin, and K.A. Postnov, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 526(3), 4529 (2023).
4. I.A. Shaposhnikov, A.M. Cherepashchuk, A.V. Dodin, and K.A. Postnov, Astron. and Astrophys. 683, id. L17 (2024).
5. W.A. Hiltner, 101, 356 (1945).
6. K.S. Ganesh and M.K.V. Bappa, Kodaikanal Observ. Bull. Ser. A 185, A104 (1967).

7. *A. Grandchamps and A.F.J. Moffat*, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies. 143rd Symp. of the IAU held in Sanur, Bali, Indonesia, June 18–22, 1990; edited by K. A. van der Hucht and B. Hidayat (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1991), Proc. IAU Symp. 143, 258 (1991).
8. *S.V. Marchenko, A.F.J. Moffat, and Ph.R.J. Eenens*, Publ. Astron. Soc. Pacific 110, 1416 (1998).
9. *M.M. Ivanov, T.S. Valchev, L.N. Georgiev, R. Barba, and I. K. Iliev*, Revista Mexicana Astron. Astrof. 35, 25 (1999).
10. *K. Dsilva, T. Shenar, H. Sana, and P. Marchant*, Astron. and Astrophys. 664, id. A93 (2022).
11. *A.F.J. Moffat and M.M. Shara*, Astron. J. 92, 952 (1986).
12. *R. Lamontagne, A.F.J. Moffat, L. Drissen, C. Robert, and J.M. Matthews*, 112(5), 2227 (1996).
13. *S.V. Marchenko, A.F.J. Moffat, K.A. van der Hucht, W. Seggewiss, et al.*, Astron. and Astrophys. 331, 1022 (1998).
14. *S.A. Potanin, A.A. Belinski, A.V. Dodin, S.G. Zheltoukhov, et al.*, Astron. Letters 46(12), 836 (2020).
15. *A.M. Cherepashchuk*, Astrophys. Space Sci. 221(12), 227 (1994).
16. [16] *N. St-Louis, A. F. Moffat, L. Drissen, P. Bastien, and C. Robert*, 330, 286 (1988).
17. [17] *T. Nugis, P. A. Crowther, and A. J. Willis*, Astron. and Astrophys. 333, 956 (1998).
18. *B.D.S. Budi and H.L. Malasan*, Preprint SSRN № 4620956 (2023).

## SPECTROSCOPIC SEARCHES FOR EVOLUTIONARY ORBITAL PERIOD CHANGES IN WR+OB BINARIES: THE CASE OF WR 141

I. A. Shaposhnikov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

E-mail: iv.shaposhnikov@gmail.com

The results of new low-resolution spectroscopic observations of the short-period system WR 141 (WN5o+O5V–III,  $P \approx 21.7^d$ ) are presented, as well as the results of their comparison with the material of previous studies in order to search for an evolutionary change in the orbital period. A secular increase in the orbital period of WR 141 with a rate of  $\dot{P} = 1.6 \pm 0.9$  sec/year, corresponding to a mass loss rate of  $\dot{M}_{\text{WR}} = (3.1 \pm 1.9) \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$  with the masses of the stars in the system of  $M_{\text{WR}} = 39 \pm 10 M_{\odot}$  and  $M_{\text{O}} = 37 \pm 10 M_{\odot}$ , is reported. A correlation between the mass loss rate of WR stars and their mass is discussed.

**Keywords:** Wolf-Rayet stars, mass loss, stellar wind, spectroscopic binaries

## ПЯТЕННАЯ И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ОДИНОЧНОГО G5 III–IV ГИГАНТА HD 199178 ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ МИССИИ TESS

© 2024 г. И. С. Саванов<sup>1,\*</sup>, А. Н. Тарасенков<sup>2</sup>, Е. С. Дмитриенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение Российской академии наук

Институт астрономии, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,

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

\*E-mail: isavanov@inasan.rssi.ru

Поступила в редакцию 10.08.2024 г.

После доработки 11.09.2024 г.

Принята в печать 11.09.2024 г.

Цель работы — исследование активности звезды типа FK Com быстровращающегося G5 III–IV гиганта HD 199178 (V1794 Cyg) на основе доступных фотометрических данных миссии TESS в пяти секторах наблюдений. Изучены кривые блеска звезды, характеризующиеся переменностью, вызванной вращательной модуляцией из-за присутствия холодных пятен на поверхности, спектры мощности и фазовые диаграммы. На спектре мощности по объединенным данным всех секторов наблюдений доминирующий пик соответствует фотометрическому периоду  $P = 3.28^d \pm 0.12^d$ . Высказано предположение об уменьшении величины  $P$  со временем (за интервал примерно в 40 лет) от  $3.337^d$  до  $3.28^d$ , которое может быть обусловлено долговременной эволюцией положений активных областей (пятен) на поверхности дифференциально вращающейся звезды. Выполнен анализ изменений амплитуды переменности блеска и формы фазовых кривых блеска HD 199178 и установлено, что доля поверхности звезды, занимаемая пятнами, менялась от 7 до 12% от площади ее поверхности. Изучена вспышечная активность звезды. Для двух вспышек определены их параметры — амплитуды, длительности, энергии. Одна из рассмотренных вспышек является наиболее сильной за интервал наблюдений звезды в пяти секторах ( $5.1 \times 10^{35}$  эрг) и по величине может характеризовать верхний предел энергий вспышек в данном состоянии активности звезды. Построены карты поверхностных температурных неоднородностей звезды.

*Ключевые слова:* звезды, активность, моделирование, пятна, вращение, вспышки

DOI: 10.31857/S0004629924120023 EDN: IDEFWO

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В нашей работе на основе фотометрических данных миссии TESS мы провели исследование активности звезды типа FK Com HD199178 (V1794 Cyg). К этому типу звезд достоверно причислены всего 3 объекта: FK Com, ET Dra и HD199178 (V1794 Cyg) [1].

Небольшая группа звезд этого типа включает в себя одиночные G–K гиганты, обладающие высокой активностью, быстрым вращением. Она названа по имени ее прототипа — звезды FK Com. Эволюционный статус звезд этой группы до конца не определен. Сам прототип группы (FK Com) является быстровращающимся G гигантом. Во многом его активность подобна активности звезд типа RS CVn (за исключением признаков двойственности), у него наблюдается сильная эмиссия в линиях Ca II H и K, H $\alpha$ . Фотометрическая переменность обу-

словлена вращательной модуляцией излучения звезды, обладающей холодными пятнами на поверхности. Детальное изучение фотометрической переменности FK Com привело к открытию явления переключения активных долгот (flip-flop phenomenon, флип-флоп) [2]. Основные сведения о FK Com и звездах этого типа можно найти, например, в сериях статей Jetsu, Korhonen и их соавторов, в наших публикациях (см. [2, 3, 4, 5]).

Заключение о принадлежности HD199178 (V1794 Cyg) к группе звезд типа FK Com было сделано в работе [6]. Звезда является быстровращающимся одиночным G5 III–IV гигантом, имеющим величину проекции скорости вращения на луч зрения  $v \sin i \sim 80$  км/с. В одном из первых детальных исследований [4] было установлено значение периода вращения звезды  $P = 3.337484^d$ , а по изменениям амплитуды блеска были найдены долгопериодические

циклы активности звезды, длительностью 9.07 лет и 2.84 года.

Основные результаты исследований HD199178 приведены в статьях [4, 5, 7, 8, 9], в дальнейшем изложении данные о параметрах звезды приведены согласно этим литературным источникам. Масса звезды составляет  $1.65M_{\odot}$ , ее светимость —  $L_{\odot}$ . Радиус звезды равен  $5R_{\odot}$ , уточненное значение параметра  $v \sin i = 72$  км/с, угол наклона оси вращения к лучу зрения  $60^{\circ}$ . При моделировании (см. ниже) мы использовали следующие параметры атмосферы:  $T_{\text{eff}} = 5300$  К и  $\log(g) = 3.5$ . Объект отождествлен с источником Gaia EDR32162964329341318656, его параллакс составляет  $\pi = 8.8912 \pm 0.0147$  mas.

Температурные поверхностные неоднородности HD199178 неоднократно исследовались методом доплеровского картирования [7]. Авторы [7] построили 41 поверхностных карт HD199178 для интервала 1994–2017 гг. По имеющимся данным об изменениях амплитуды переменности блеска, переключениях долгот наиболее активной области и др. было найдено, что долгопериодические циклы активности лежат в интервале от 2 до 9 лет.

По уникальному ряду фотометрических данных за период более ста лет для HD199178 [1] было сделано заключение о существовании долговременных циклов фотометрической переменности с величинами порядка 25–60 лет и проведено сопоставление с другими оценками циклов активности звезды. Наиболее достоверным было признано существование цикла величиной 8.7–9 лет.

## 2. ДАННЫЕ АРХИВА TESS ДЛЯ HD199178

Новое исследование активности HD199178 было проведено на основе фотометрических данных миссии TESS. Для обработки данных из архива миссии TESS были разработаны специализированные алгоритмы. Они были реализованы в виде библиотеки Lightkurve [10] на языке программирования Python. На первом этапе проводился запрос к базе данных наблюдений TESS, и для каждого сектора скачивался набор файлов, содержащих вырезанные из полных кадров квадратные области с центром вблизи координат исследуемого объекта. Кадры, не прошедшие автоматическую фильтрацию по качеству данных, отбрасывались. Для проведения фотометрии в каждом ряде наблюдений проводилось наложение апертур объекта и фона, которые генерировались автоматически по заданным критериям отбора (индивидуальным для каждого объекта и длительности экспозиции). Затем с помощью алгоритмов Lightkurve производился расчет кривых блеска

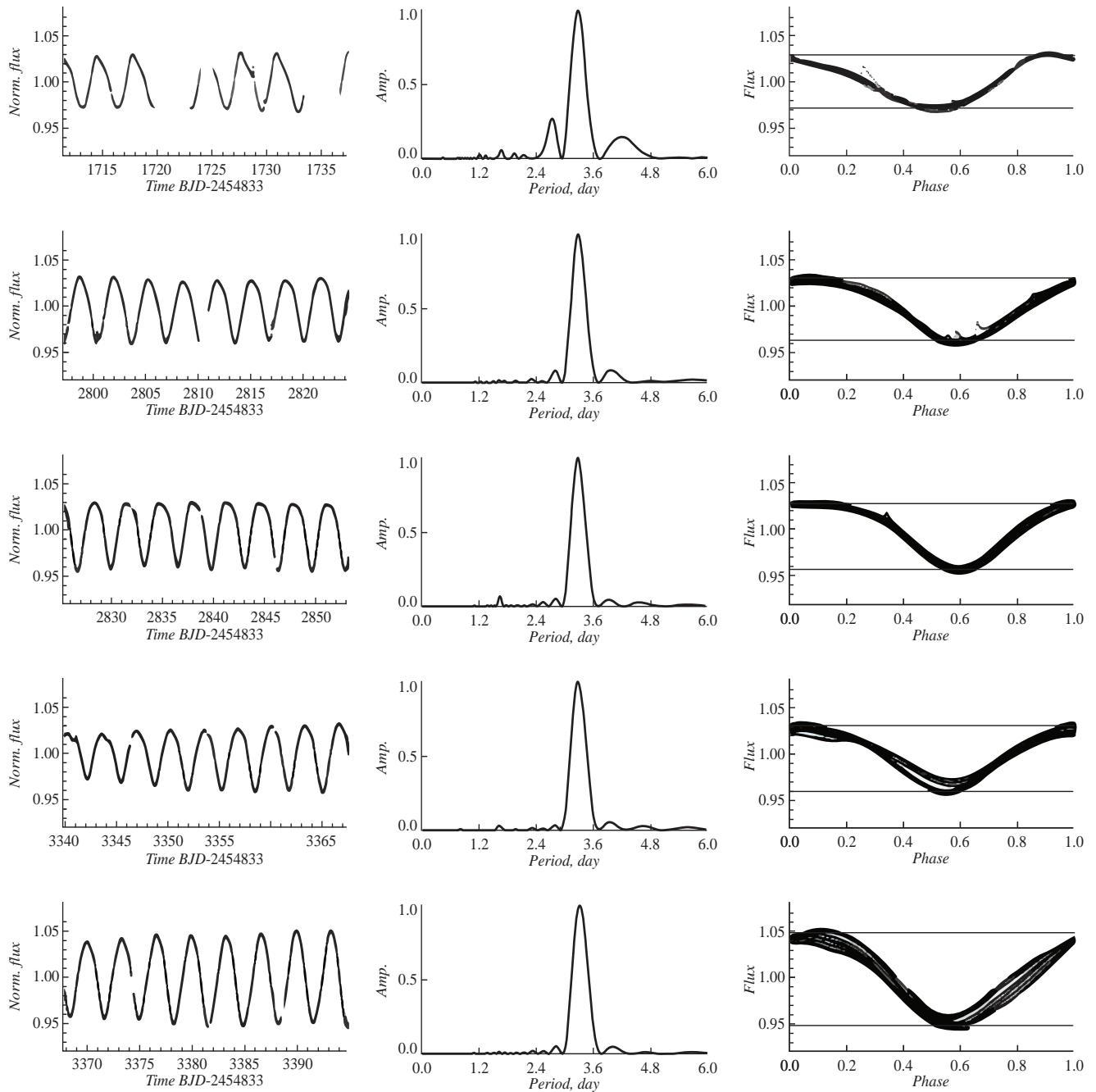
суммированием потоков во всех пикселях апертуры объекта и вычитанием потока фона с учётом соотношения количества пикселей апертур. Затем удалялись дефекты кривых блеска, обусловленные артефактами при считывании и бликами в оптике космического аппарата. После этого кривые блеска нормировались на средний поток и использовались для дальнейшей обработки.

Чтобы исключить возможное влияние звезд поля на результаты фотометрии, при обработке были исследованы все звезды, попадающие в апертуру изучаемого объекта. Было проанализировано фотометрическое поведение звезд поля при наложении на них однопиксельной апертуры. При сравнении кривых блеска исследуемой звезды и близких звезд поля было выяснено, что вспышки, наблюдаемые на кривой блеска, демонстрируются именно исследуемой звездой, и звезды поля не вносят существенных искажений в кривую блеска. Всего для HD199178 было извлечено 5 кривых блеска. Наблюдения охватывают промежуток времени длительностью  $1783^d$  (4.9 лет) (август 2019 – февраль 2024), сектора 15, 55, 56, 75 и 76.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ HD199178

Кривые блеска звезды, характеризующиеся переменностью, вызванной вращательной модуляцией вследствие наличия холодных пятен на ее поверхности, спектры мощности и фазовые диаграммы представлены на рис. 1. На спектрах мощности для каждого сектора наблюдений имеется доминирующий пик, соответствующий периоду  $P = 3.28^d \pm 0.30^d$  (рис. 1), при этом на спектре мощности по объединенным данным всех секторов наблюдений доминирующий пик соответствует периоду  $P = 3.28^d \pm 0.12^d$  (рис. 2). В каждом случае погрешность величины определена по полуширине пика.

Бопп и др. [11] установили, что фотометрический период переменности звезды равен  $3.337^d$ . Согласно результатам работы [4], уточненное значение периода составляет  $P = 3.337484^d \pm 0.000043^d$ . Наконец, на основе литературных данных и собственных наблюдений авторы [8] высказали предположение о наличии среднего фотометрического периода для HD199178, равного  $P = 3.330025^d$ . Отметим, что авторами [8, рис. 7] было выбрано среднее значение среди набора пиков в диапазоне от  $3.25^d$  до  $3.36^d$ . В пределах ошибок измерений найденная нами величина  $P$  совпадает с приведенной в исследованиях, упо-



**Рис. 1.** Слева — кривые блеска для HD 199178, в центре — спектры мощности переменности блеска, справа — фазовые диаграммы переменности блеска (горизонтальные линии характеризуют величину амплитуды переменности блеска). Данные приведены для наблюдений в 5 сетах.

мянных выше, но если принять во внимание хронологическую последовательность цитируемых источников, то можно высказать предположение об уменьшении величины  $P$  со временем (за интервал примерно в 40 лет) от  $3.337^d$  до  $3.28^d$ . Такое поведение величины фотометрического периода, в принципе, может быть обусловлено долговременной эволюцией положений активных

областей ( пятен ) на поверхности звезды, обладающей дифференциальным вращением ( см. наше исследование [9] и результаты доплеровского картирования [7] ).

К концу рассматриваемого промежутка наблюдений амплитуда переменности блеска звезды увеличивается ( см. рис. 1, справа ). Форма фазовых

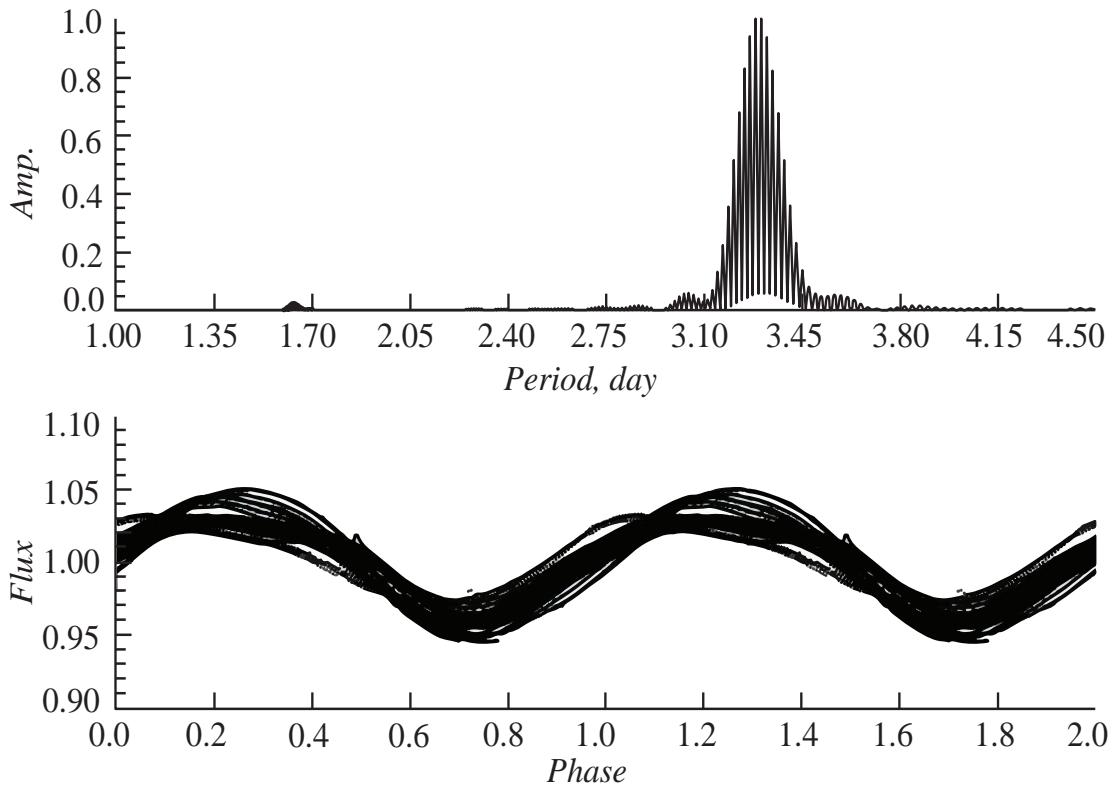


Рис. 2. Верхняя панель — спектр мощности переменности блеска HD 199178, нижняя — фазовая диаграмма.

кривых блеска HD199178, полученных по наблюдениям TESS в секторах 15, 55 и 56, практически не претерпевает изменений на интервале времени, сопоставимом с продолжительностью наблюдений в секторе. Для сектора 75 изменения формы фазовой кривой затрагивают данные в интервалах 0.0–0.2 (возможное положение второй, менее активной области) и 0.35–0.6 (основная область) (см. [9]). Фазовая кривая, построенная по данным сектора 76, претерпевает изменения в интервалах фаз 0.07–0.27 и 0.55–0.95.

Кроме того, мы выполнили анализ фотометрических данных с помощью модифицированной программы *activity* [12] с целью определения параметра запятненности. Площадь поверхности звезды, занимаемая пятнами, оценивалась в программе *activity* по методике, аналогичной, например, описанной в работе [13] (см. ур-я (1–8)). Используя применяемый нами ранее подход, мы установили, что доля поверхности HD199178, занимаемая пятнами, менялась от 7 до 12% площади ее поверхности, что сопоставимо с результатами определений параметра запятненности для звезды, найденного нами в работе [9, рис. 2]. Кроме того отметим, что

согласно данным [7] по результатам доплеровского картирования величина параметра запятненности звезды в 1994–2017 гг. лежала в интервале 6–15%.

#### 4. ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Рассмотренные нами кривые блеска характеризуются вспышками разной амплитуды. В качестве примера на рис. 3 представлен участок кривой, содержащий две вспышки. Их форма имеет характерный для вспышек вид: резкий подъем и длительный период затухания. Анализ профилей вспышек затруднен тем, что они накладываются на переменность блеска звезды, вызванной вращательной модуляцией блеска.

Продолжительности первой и второй вспышек составляют около  $0.354^d$  (510 мин.) и  $0.146^d$  (210 мин.), а амплитуды – 1.0140 и 1.0057 от нормированного уровня блеска.

Общая энергия излучения в этих вспышках была вычислена нами по стандартной методике (см., напр., более подробное описание в работе [14, 15]). Измеренная нами относительная энергия вспышек RE составила 35.1 с и 6.3 с, соответственно. Энергия,

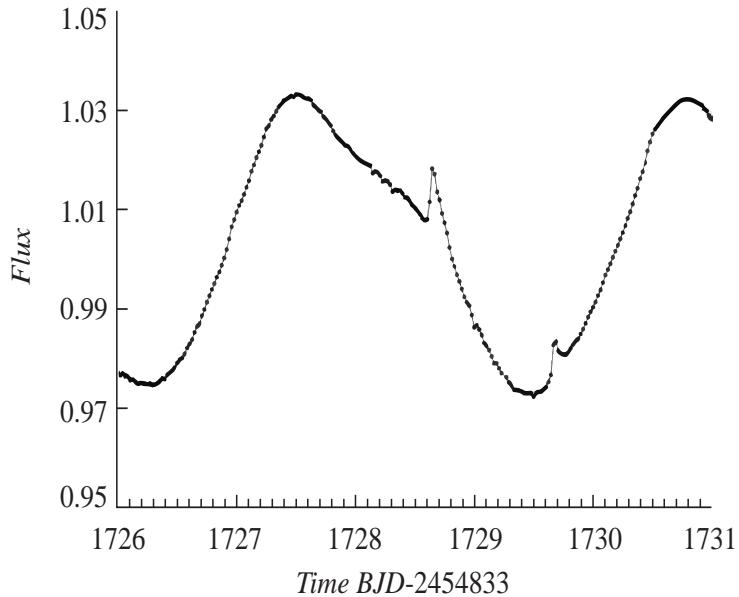


Рис. 3. Участок кривой блеска HD 199178 в интервале 1726.0 — 1731.0 сут. Шкала абсцисс соответствует формату TESS, BJD — 245 4833.

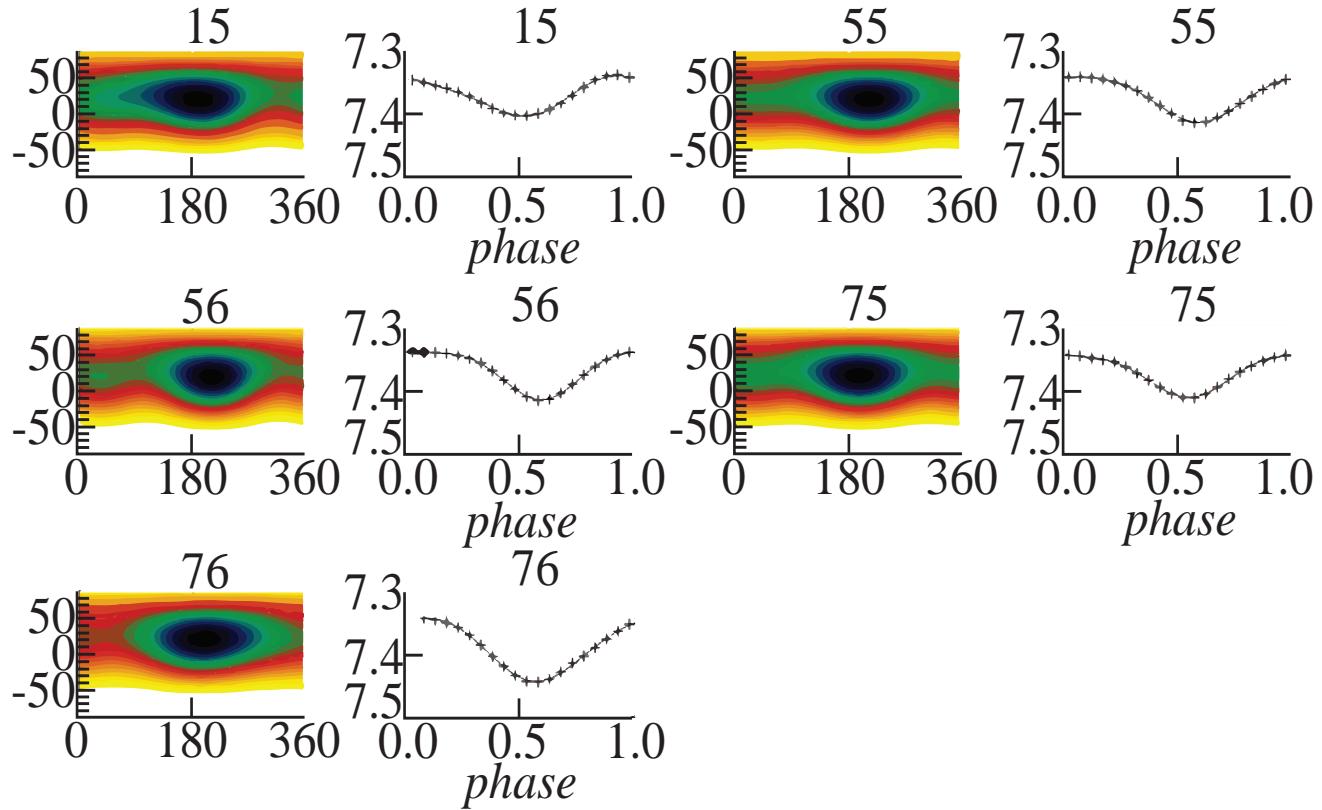


Рис. 4. Результаты восстановления температурных неоднородностей на поверхности HD 199178. Над картами и кривыми блеска указаны номера секторов.

излученная во вспышках, оказалась равной  $E_{\text{TESS}} = 5.1 \times 10^{35}$  и  $9.0 \times 10^{34}$  эрг, соответственно.

Эти две вспышки не являются единственными на кривой блеска звезды, зарегистрированными по наблюдениям в 5 секторах TESS. Однако, по нашей оценке первая из рассмотренных вспышек оказалась наиболее сильной за интервал наблюдений звезды в пяти секторах и по величине может характеризовать верхний предел энергий вспышек в данном состоянии активности звезды.

## 5. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ КАРТЫ

Методика восстановления карты поверхностных температурных неоднородностей была детально описана нами ранее в работе [16]. Дополнительные сведения о методике получения карт можно найти, например, в статье [17] и других наших публикациях. Кривые блеска для каждого сета были усреднены по 40 равноотстоящим фазам и проанализированы с помощью программы iPH [16]. Программа решает обратную задачу восстановления температурных неоднородностей звезды по кривой блеска в двухтемпературном приближении, при котором задаются температуры невозмущенной фотосферы и пятен. Построенные карты представлены на рис. 4. В наших новых вычислениях мы приняли, как и в статье [7], что температура фотосферы HD199178 составляет  $T_{\text{eff}} = 5300$  К, а температура пятен ниже ее на 750 К. Для расчетов мы применяли данные из сетки моделей Куруца. Как указывалось выше, угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения близок к  $60^\circ$ . Блеск звезды, в предположении отсутствия пятен на ее поверхности, был принят равным  $7.21''$ . При моделировании поверхность звезды была разделена на элементарные площадки размером  $6^\circ \times 6^\circ$ . Факторы заполнения  $f$  были определены для каждой площадки. На рис. 4 также приведены наблюдаемые и теоретические (построенные по восстановленной модели) кривые блеска.

Возможно, некоторые из кривых блеска, как и распределения факторов заполнения на температурных картах, обладают несимметричной формой, указывающей на наличие второй области (холодного пятна), которая пространственно не разрешается.

## 6. ВЫВОДЫ

Цель нашей работы состояла в исследовании активности звезды типа FK Com HD199178 (V1794 Cyg) на основе доступных фотометрических данных миссии TESS в пяти секторах наблюдений. Были изучены кривые блеска звезды, характери-

зующиеся переменностью, вызванной вращательной модуляцией вследствие наличия холодных пятен на поверхности, спектры мощности и фазовые диаграммы. На спектре мощности по объединенным данным всех секторов наблюдений доминирующий пик соответствует фотометрическому периоду  $P = 3.28^d \pm 0.12^d$ . Высказано предположение об уменьшении величины  $P$  со временем (за интервал примерно в 40 лет) от  $3.337^d$  до  $3.28^d$ . Такое поведение величины фотометрического периода может быть обусловлено долговременной эволюцией положений активных областей (пятен) на поверхности звезды, обладающей дифференциальным вращением. Выполнен анализ изменений амплитуды переменности блеска и формы фазовых кривых блеска HD199178. Установлено, что доля поверхности звезды, занимаемая пятнами, менялась от 7 до 12% площади ее поверхности, что сопоставимо с результатами предыдущих определений параметра запятненности. Выполнен анализ вспышечной активности звезды. Для двух вспышек определены их параметры: амплитуды, длительности, энергии. Одна из рассмотренных вспышек является наиболее сильной за интервал наблюдений звезды в пяти секторах ( $5.1 \times 10^{35}$  эрг) и по величине может характеризовать верхний предел энергий вспышек в данном состоянии активности звезды. Построены карты поверхностных температурных неоднородностей звезды. Кривые блеска для каждого сектора наблюдений были усреднены по 40 равноотстоящим фазам и проанализированы с помощью программы, решающей обратную задачу восстановления температурных неоднородностей звезды по кривой блеска в двухтемпературном приближении.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I.S. Savanov, A.N. Tarasenkov, N.N. Samus, and E.S. Dmitrienko, Astron. Rep. 67(10), 991 (2023).
2. L. Jetsu, J. Pelt, and I. Tuominen, Astron. and Astrophys. 278, 449 (1993).
3. V.B. Puzin, I.S. Savanov, E.S. Dmitrienko, I.I. Romanyuk, E.A. Semenko, I.A. Yakunin, and A.Yu. Burdanov, Astrophys. Bull. 71(2), 189 (2016).
4. L. Jetsu, J. Huovelin, I. Tuominen, O. Vilhu, B.W. Bopp, and V. Piironen, Astron. and Astrophys. 236, 423 (1990).
5. L. Jetsu, I. Tuominen, B.W. Bopp, O.V. Ezhkova, et al., Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 139, 513 (1999).
6. B.W. Bopp and R.E. Stencel, 247, L131 (1981).
7. T. Hackman, I. Iljin, J.J. Lehtinen, O. Kochukhov, M.J.

- Käpylä, N. Piskunov, and T. Willamo*, Astron. and Astrophys. 625, id. A79 (2019).
8. *K. Panov and D. Dimitrov*, Astron. and Astrophys. 467(1), 229 (2007).
  9. *I.S. Savanov*, Astron. Rep. 53(11), 1032 (2009).
  10. *J.V. de Miranda Cardoso, C. Hedges, M. Gully-Santiago, N. Saunders, et al.*, Astrophysics Source Code Library, ascl:1812.013 (2018).
  11. *B.W. Bopp, J.L. Africano, R.E. Stencel, P.V. Noah, and A. Klimke*, 275, 691 (1983).
  12. *I.S. Savanov*, Astron. Rep. 62(11), 814 (2018).
  13. *S. Aigrain, F. Pont, and S. Zucker*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 419(4), 3147 (2012).
  14. *I.S. Savanov, S.A. Naroenkov, M.A. Nalivkin, J.C. Pandey, and S. Karmakar*, Astron. Letters 45(9), 602 (2019).
  15. *M.N. Günther, Z. Zhan, S. Seager, P.B. Rimmer, et al.*, Astron. J. 159(2), id. 60 (2020).
  16. *I.S. Savanov and K.G. Strassmeier*, Astron. Nachricht. 329(4), 364 (2008).
  17. *K.G. Strassmeier, R. Briguglio, T. Granzer, G. Tosti, et al.*, Astron. and Astrophys. 490(1), 287 (2008).

## SPOT AND FLARE ACTIVITY OF SINGLE G5 III IV GIANT HD 199178 FROM TESS OBSERVATIONS

**I. S. Savanov<sup>1</sup>, A. N. Tarasenkov<sup>2</sup>, E. S. Dmitrienko<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

*E-mail:* isavanov@inasan.rssi.ru

The aim of our work is to study the activity of the FK Com type star rapidly rotating G5 III IV giant HD 199178 (V1794 Cyg) on the base of available photometric data from TESS mission in five sectors. The light curves of the star characterized the variability caused by rotational modulation due to the presence of cool spots on the surface, power spectra and phase diagrams are studied. The dominant peak corresponds to the photometric period  $P = 3.28^d \pm 0.12^d$ . It is suggested that the value of  $P$  decreases over time (over an interval of about 40 years) from  $3.337^d$  up to  $3.28^d$  may be due to the long-term evolution of the positions of the active areas (spots) on the surface of a differentially rotating star. The changes in the amplitude of the brightness variability and the shape of the phase curves of HD 199178 were analyzed and it was found that the fraction of the star's surface occupied by spots varied from 7 to 12% of its surface area. The flare activity of the star has been studied. The parameters of the amplitude, duration and energy of the flares are determined for two of them. One of the considered flares is the strongest during the observations in five sectors ( $5.1 \times 10^{35}$  erg) and in magnitude can characterize the upper limit of the flare energies in a given state of star activity. Maps of the surface temperature inhomogeneities of the star are constructed.

*Keywords:* stars, activity, modeling, spots, rotation, flares

## ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР НА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ СЕРЫ У ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ А–К

© 2024 г. С. А. Коротин\*, К. О. Киселев

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

\*E-mail: serkor1@mail.ru

Поступила в редакцию 22.06.2024 г.

После доработки 08.07.2024 г.

Принята в печать 18.07.2024 г.

Рассмотрено влияние отклонений от локального термодинамического равновесия на линии нейтральной серы. Предложена сетка поправок для учета влияния отклонений от ЛТР для линий нейтральной серы в видимой и инфракрасной области спектра, включая  $H$ -диапазон. Сетка рассчитана с использованием модели атома серы, включающей наиболее современные атомные данные об ударных скоростях с электронами и водородом. Включение в детальное рассмотрение в модель атома уровней и переходов ионизированной серы позволило расширить диапазон эффективных температур звездных фотосфер в сетке до 10000 К. Модель атома была протестирована при определении содержания серы у 13 звезд и показала свою адекватность в широком диапазоне фундаментальных звездных параметров. В спектрах всех тестовых звезд линии серы описываются близким содержанием элемента вне зависимости от степени влияния эффектов отклонения от ЛТР на конкретную спектральную линию. Для линий нескольких мультиплетов были уточнены длины волн и величины сил осцилляторов. Создан список линий S I, рекомендуемый для определения содержания серы.

*Ключевые слова:* формирование линий, профили линий звезд, содержания элементов на Солнце

DOI: 10.31857/S0004629924120033 EDN: ICTJRV

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для понимания процессов химической эволюции Галактики и истории звездообразования исследователи рассматривают соотношения между различными химическими элементами в звездных атмосферах. Элементы железного пика и  $\alpha$ -элементы играют фундаментальную роль в этих задачах, поскольку их нуклеосинтез происходит в разных масштабах времени.  $\alpha$ -элементы можно использовать в качестве космических часов, чтобы контролировать как звездный нуклеосинтез, так и историю формирования галактик. В отличие от других  $\alpha$ -элементов, сера умеренно летучая. По этой причине ее содержание, измеренное у звезд в галактиках Местной группы, можно напрямую сравнить с его содержанием, измеренным во внегалактических областях  $H\ II$ . В то время как  $\alpha$ -элементы производятся сверхновыми II типа, элементы железного пика производятся сверхновыми типа Ia на более длительных масштабах времени. Среди различных  $\alpha$ -элементов нуклеосинтез серы до конца не изучен. Серы образуется на заключительном этапе эволюции массивных звезд ( $M > 20 M_{\odot}$ ). Гидростатическое горение неона при температуре ядра  $1.2 \times 10^9$  К приводит к образованию конвективного ядра кислорода

и образованию  $\alpha$ -элементов до серы включительно. Потом происходят разнообразные процессы ядерных превращений, в результате которых наработанная сера почти полностью уничтожается во время фазы горения Si. Однако производство S продолжается при горении кислорода в верхних слоях оболочки вокруг ядра, а также производится взрывным горением кислорода при взрыве сверхновых II типа [1, 2]. Предполагается, что такое обогащение имеет достаточно короткую характерную шкалу времен — порядка нескольких десятков миллионов лет. Соответственно, можно ожидать, что соотношение [S/Fe] будет относительно постоянным для звезд пониженной металличности. Это те звезды, что образовались до зажигания первых сверхновых типа Ia. Затем это соотношение будет уменьшаться в соответствии с увеличением количества железа. До сих пор нет единого мнения о том, есть ли такое «плато» в относительном содержании серы у звезд с дефицитом металлов. Авторы [3] считали, что при  $[Fe/H] < 2.0$  продолжается рост соотношения [S/Fe]. В ряде других работ [4, 5] и др. показано, что некое «плато» наблюдается. Однако это плато обладает большой дисперсией из-за сложностей анализа слабых линий при такой низкой металличности.

При этом для звезд с околосолнечным содержанием тяжелых элементов сера себя ведет как типичный  $\alpha$ -элемент. В диапазоне  $-1 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0$  соотношение  $[\text{S}/\text{Fe}]$  снижается до нуля, что подтверждает общий характер нуклеосинтеза  $\alpha$ -элементов.

Однако сере уделяется мало внимания исследователями. Анализ серы часто пропускают в пользу других  $\alpha$ -элементов, измерение которых менее сложно. Проблемы, о которых идет речь, это слабость оптических линий серы. В оптическом диапазоне есть 6, 8 и 10 мультиплеты с относительно слабыми линиями, которые практически исчезают у звезд с дефицитом металлов. Два триплета в ближней инфракрасной области,  $\lambda 9212 - 9237 \text{ \AA}$  и  $\lambda 10455 - 10459 \text{ \AA}$  испытывают сильное влияние эффектов отклонения от термодинамического равновесия (ЛТР) [6, 7]. Эти линии расположены в области спектра, сильно искаженной линиями земной атмосферы. По этим причинам изучение серы часто опускается в пользу более простого анализа других  $\alpha$ -элементов. В результате наши знания о поведении серы все еще недостаточны по сравнению с другими  $\alpha$ -элементами.

Влияние на линии серы не-ЛТР эффектов требует детального изучения. Как показано в работах [6, 7] не-ЛТР поправки линий S I имеют сложные зависимости от фундаментальных параметров звезд и собственно содержания серы. Модельные расчеты [6, 7] показывают сходный характер поведения не-ЛТР поправок от звездных параметров, хотя и несколько разнятся между собой по величине поправок. Следует отметить, что с момента проведения упомянутых модельных расчетов появились новые атомные данные, касающиеся нейтральной и ионизованной серы. Использование новых детальных квантовомеханических расчетов величин неупругих столкновений с электронами и водородом должно помочь избежать возможных ошибок, вносимых приближенными формулами. Нами была проведена работа по модернизации модели атома серы [7] с учетом самых современных атомных данных и ее проверка по спектрам хорошо изученных звезд.

## 2. МОДЕЛЬ АТОМА СЕРЫ

Созданная нами ранее модель атома серы [7] включала в себя 64 уровня нейтральной серы и основной уровень S II. При этом для учета ударного взаимодействия с электронами и водородом применялись аппроксимационные формулы, имеющие зачастую невысокую точность. За прошедшее время наше знание об атомных параметрах серы значительно улучшилось. Появились детальные квантово-

механические расчеты ударных скоростей для неупругих взаимодействий 56 уровней нейтральной серы с водородом [8]. Ранее в атомной модели для учета столкновений с водородом использовалась так называемая «формула Дравина» [9, 10]. Хорошо известно, что эта формула дает очень неточные результаты, которые исследователи пытались корректировать, вводя поправочные множители, получаемые эмпирически путем подгонки не-ЛТР расчетов к наблюдениям. Сравнение этой аппроксимационной формулы с детальными расчетами [8] показали, что отличия могут достигать нескольких порядков. Аналогичная ситуация сложилась с ударными скоростями с электронами. В базе данных ADAS [11] стали доступны детальные расчеты ударных взаимодействий для 17 нижних уровней серы со свободными электронами, что позволяет отказаться от применения неточных приближенных формул. Кроме того, применение старой модели атома к исследованию линий серы у A-звезд с достаточно высокими эффективными температурами поставило вопрос о включении в модель атома дополнительных уровней S II и S III. Все это заставило нас провести модернизацию модели атома и соответствующее тестирование.

Как и в предыдущей модели, в детальное рассмотрение вошли населенности 64 энергетических уровней нейтральной серы. Верхний уровень S I в модели отстоит от континуума на 0.21 эВ, что будет обеспечивать надежное их взаимодействие при температурах выше 2500 К. Также были добавлены 81 уровень S II и основной уровень S III. Верхний уровень S II при этом отстоит от континуума на 0.45 эВ, что соответствует температуре 5150 К. Кроме того, для более полного учета числа частиц, были включены один уровень S I, шесть уровней S III и основной уровень S VI с населенностями, рассчитанными в ЛТР. Тонкая структура уровней не учитывалась. Значения энергий электронных уровней были взяты из работы [12]. Схема уровней атома серы приведена на рис. 1.

Детально рассматривались 775 связанных и 146 связанных-свободных переходов между уровнями. Профили линий рассчитывались в приближении Фойгта с учетом радиативного уширения, а также уширений Штарка и Ван-дер-Ваальса. Число точек по профилю варьировалось от 30 до 110, в зависимости от интенсивности линии. Сечения фотоионизации и силы осцилляторов брались из базы данных TOPBase [13]. Для запрещенных переходов силы осцилляторов брались из каталога [14].

Детальные квантовомеханические расчеты скоростей ударного возбуждения электронами для пе-

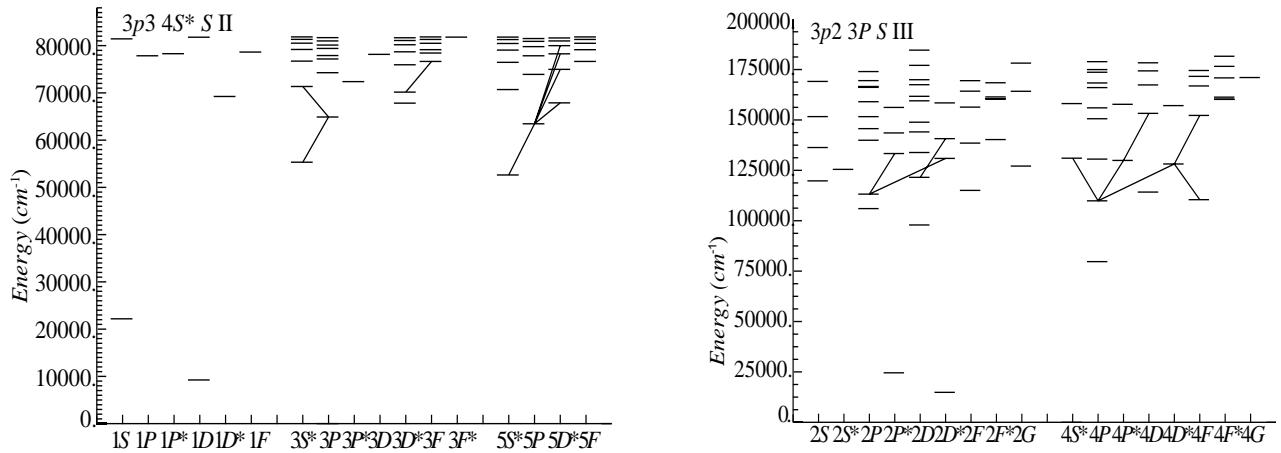


Рис. 1. Диаграммы Гротриана для S I (слева) и S II (справа). Указаны только переходы, используемые для определения содержания серы.

переходов между 17 уровнями нейтральной серы были взяты из базы данных ADAS [11]. Для переходов между нижними 32 уровнями ионизированной серы использовались расчеты из работы [15]. Для остальных разрешенных переходов применялась формула из работы [16], для запрещенных переходов – формула из [17] с эффективной силой столкновения, принятой равной 1, а ударная ионизация учитывалась по формуле из [18] со значением сечения на пороге фотоионизации из TOPBase [13].

Ударное взаимодействие с атомами водорода становится очень важным в атмосферах звезд с низкой эффективной температурой и у звезд пониженной металличности, где уменьшается концентрация электронов. Несмотря на то, что собственно величины ударных скоростей с водородом достаточно малы, высокая концентрация водорода при этом обеспечивает значимое влияние на перераспределение населенностей электронных уровней. Появившиеся в последние годы детальные квантово-механические расчеты неупругих столкновений между различными атомами и водородом позволяют учесть это влияние более реалистично, чем при использовании приближенных подходов. Для атома серы такие расчеты были выполнены в работе [8]. Нами было включено в модель ударное взаимодействие с водородом для четырех десятков уровней нейтральной серы в диапазоне температур от 1000 до 10000 К. Вне этого диапазона применялась экстраполяция, однако при таких высоких температурах влияние ударного взаимодействия с водородом становится незначительным.

Для получения населенностей уровней серы в звездных атмосферах применялся программный

комплекс MULTI [19] версии 2.3, несколько модифицированный нами [20]. Основные изменения касаются использования полного пакета расчета не-прозрачностей из программы ATLAS9 [21], включая так называемые массивы «opacity distribution function» (ODF). После совместного решения уравнений статистического равновесия и уравнений переноса получались коэффициенты отклонения населенностей уровней от ЛТР, так называемые *b*-факторы: отношение не-ЛТР населенностей к населенностям в ЛТР ( $N_{\text{NLTE}}/N_{\text{LTE}}$ ). Они передавались в программу расчета синтетического спектра SynthV [22], в которой рассчитывались профили линий серы с учетом не-ЛТР эффектов, в то время как линии других элементов рассчитывались при ЛТР подходе. Параметры линий, необходимых для расчета синтетического спектра, брались из базы данных VALD [23].

### 3. ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ АТОМА СЕРЫ К ИССЛЕДОВАНИЮ СПЕКТРА СОЛНЦА. УТОЧНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛИНИЙ НЕЙТРАЛЬНОЙ СЕРЫ

После модификации модели атома необходимо проверить корректность ее работы. Для проверки подобранный модели необходимо провести сравнение с наблюдаемыми спектрами нескольких звезд, параметры атмосфер которых хорошо известны. Атмосферные параметры наблюдаемых звезд должны охватывать широкий диапазон температур и давлений. Проверка модели происходит путем сравнения наблюдаемых и синтетических профилей спектральных линий, которые принадлежат различным мультиплетам и, соответственно, демонстрируют разную степень отклонения от значений, предсказанных в ЛТР приближении. Например, если есть спектральные линии,

которые не проявляют заметных не-ЛТР эффектов, и линии, которые демонстрируют значительные отклонения от ЛТР. В рамках ЛТР такая совокупность линий не может быть корректно описана путем варьирования содержания элемента. Надлежащим образом выбранная модель атома при не-ЛТР расчетах должна позволять удовлетворительно описывать такой спектр, используя близкие значение содержания элемента для всех исследуемых линий.

Для определения содержания серы в видимой области спектра пригодны небольшое число линий S I: это первый ( $\lambda 9212 - 9237 \text{ \AA}$ ), шестой ( $\lambda 8694 \text{ \AA}$ ), восьмой ( $\lambda 6743 - 6757 \text{ \AA}$ ) и десятый ( $\lambda 6046 - \lambda 6052 \text{ \AA}$ ) мультиплеты квинтетной системы уровней. В недалеком ИК-диапазоне можно использовать линии мультиплетов:  $\lambda 10455 - 10459 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 15400 - 15422 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 15469 - 15478 \text{ \AA}$  и  $\lambda 22507 - 22707 \text{ \AA}$ . Остальные линии слабы либо бледированы. Стоит отметить, что восьмой и десятый мультиплеты каждый состоят из трех линий, каждая из которых, в свою очередь, представляет наложение трех компонентов с небольшим сдвигом по длине волн. Профиль такой линии далек от гауссианы и требует расчета синтетического спектра для сравнения с наблюдаемым, что хорошо видно на приведенных ниже рисунках. Использование эквивалентных ширин для этих линий требует осторожности и применения методов расчета эквивалентных ширин многокомпонентных линий.

Мы использовали для анализа линий нейтральной серы спектр Солнца из атласов [24, 25]. Первый покрывает диапазон от  $\lambda 3000$  до  $\lambda 13000 \text{ \AA}$ , а второй от  $\lambda 4050$  до  $\lambda 23000 \text{ \AA}$ . Для проведения расчетов бралась модель атмосферы Солнца [21] с микротурбулентной скоростью 1 км/с. Скорость вращения Солнца принималась равной 1.8 км/с. Содержание химических элементов в атмосфере

Солнца принималось согласно работе [26]. Для всех линий при расчете профилей учитывалось уширение Ван-дер-Ваальса, рассчитанное согласно [27, 28].

Расчеты населенностей уровней нейтральной серы для фотосферы Солнца показали результаты сходные с расчетами из работы [7]. Линии шестого, восьмого и десятого мультиплетов образуются практически в ЛТР и не испытывают влияния не-ЛТР эффектов. Аналогично ведут себя линии в инфракрасном *H*-диапазоне. Только линии двух ИК-триплетов  $\lambda 9212 - 9237 \text{ \AA}$  и  $\lambda 10455 - 10459 \text{ \AA}$  значительно усиливаются из-за перенаселенности их нижних уровней,  $4s\ 5S^*$  и  $4s\ 3S^*$ , и заниженной населенности их верхних уровней,  $4p\ 5P$  и  $4p\ 3P$  соответственно, на глубинах формирования. Распределение *b*-факторов некоторых уровней серы по глубине фотосферы представлено на левой панели рис. 2. Видно, что населенности уровней, между которыми образуются переходы шестого, восьмого и десятого мультиплетов, находятся в ЛТР на глубинах образования этих линий. На правой панели рис. 2 представлено изменение отношения функции источника  $S_i$  в линии к функции Планка  $B_\nu$  в зависимости от оптической глубины для обоих ИК-триплетов. Видно, что на глубинах формирования линий величина  $S_i/B_\nu < 1$ . Соответственно не-ЛТР эффекты приводят к усилению линий и поправки к оценкам содержания серы при ЛТР подходе будут отрицательными для линий этих мультиплетов.

Экспериментально силы осцилляторов и длины волн определены только для линий триплета  $\lambda 10455 - 10459 \text{ \AA}$  [29]. Для остальных линий серы существуют только теоретические расчеты, в частности [30] (далее BQZ). Более современные результаты приведены в работе [31] (далее ZB). Работы же [32] (да-

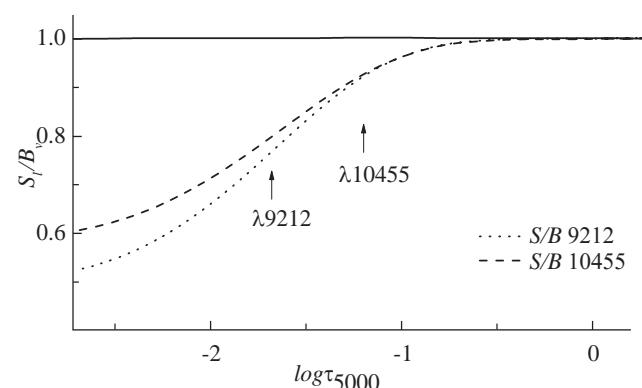
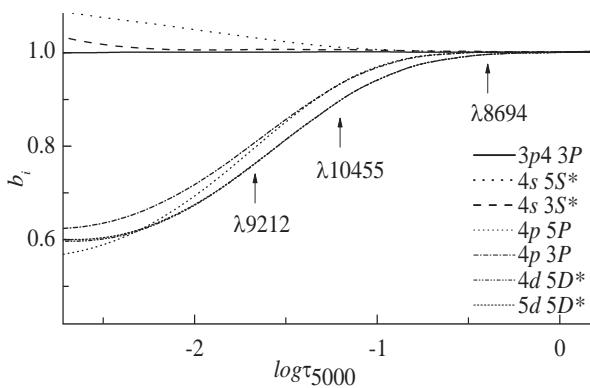


Рис. 2. Распределение *b*-факторов в атмосфере Солнца (левая панель) и изменение с глубиной отношения  $S_i/B_\nu$  для двух ИК-триплетов (правая панель). Стрелками обозначены глубины образования некоторых линий серы.

лее FTI) и [33] (далее DH) охватывают только часть рассматриваемых нами линий S I.

Силы осцилляторов для линий первого мультиплета практически совпадают в работах ZB, FTI и DH: разница не превышает 0.03 dex, при заявленной точности в 25%. В своих дальнейших расчетах мы использовали для этих линий данные из ZB.

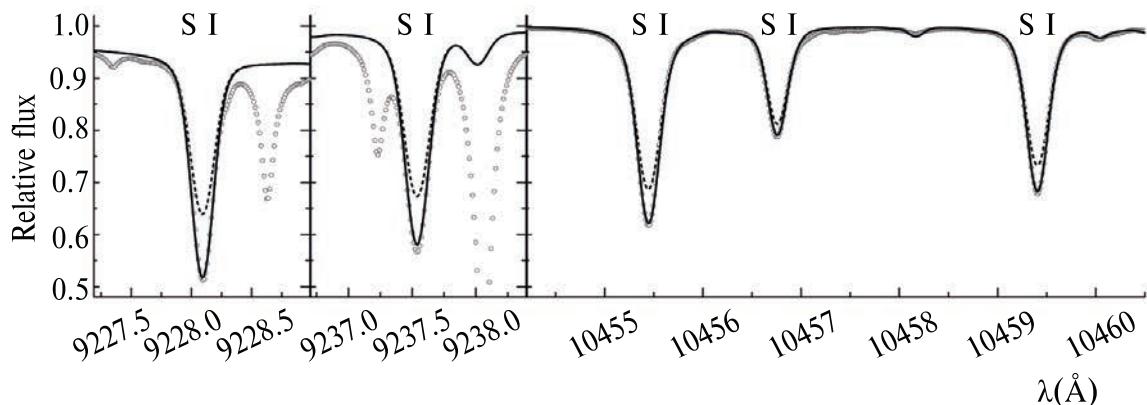
На рис. 3 приведены сравнение рассчитанных профилей линий серы двух ИК-триплетов с учетом не-ЛТР эффектов с наблюдаемым спектром Солнца. Все линии, кроме  $\lambda 9212 \text{ \AA}$ , искаженной земной атмосферой, прекрасно описываются при содержании серы ( $S/H = 7.16$ ), при ошибке подгонки профилей не выше  $\pm 0.02$  dex. Величина не-ЛТР поправок для линий первого ИК-триплета ( $\lambda 9212 - 9237 \text{ \AA}$ ) составляет  $-0.23$  dex, а для линии  $\lambda 10456 \text{ \AA}$  не-ЛТР поправка  $-0.18$  dex. Полученное обилие серы совпадает с содержанием серы в хондритах: ( $S/H$ ) =  $7.15 \pm 0.02$  [34]. Обилие серы в этих метеоритах, определенное с очень высокой точностью, может быть использовано как базовое для Солнечной системы. Так как Солнце звезда-карлик и находится на Главной последовательности, то ее фотосфера сохранила свой первоначальный состав, и содержание серы в ней должно совпадать с метеоритным. Согласие содержания элемента, полученного по ИК-триплетам, с метеоритным может служить одним из подтверждений адекватности нашей модели атома серы.

Работа с остальными линиями серы в оптическом диапазоне показала, что если использовать для расчета синтетического спектра длины волн и силы осцилляторов из баз данных VALD [23] или NIST [35], то идеально описать линии не удается. Это вполне объяснимо, так как точность расчета сил осцилляторов колеблется от 25 до 40% у разных авторов

и, например, для линий шестого мультиплета величины  $\lg g f$  из ZB и BQZ отличаются на 0.31 dex. При этом длины волн также определяются путем расчетов исходя из энергии электронных уровней, которые, как правило, определены с точностью  $\pm 25-30 \text{ cm}^{-1}$  [12]. Исходя из того, что линии S I в оптическом диапазоне не подвержены не-ЛТР эффектам, мы провели уточнение длин волн и сил осцилляторов этих линий. Такая процедура уточнения параметров линий является поиском компромисса между спектральными наблюдениями и теоретическими расчетами длин волн и сил осцилляторов.

Шестой мультиплет – триплет  $\lambda 8693 - 8694 \text{ \AA}$ . Величины  $\lg g f$  этого триплета из BQZ систематически меньше на 0.31 dex, чем из ZB, и меньше на 0.45 dex, чем данные DH. При использовании сил осцилляторов BQZ расчетные профили сильно слабее, чем в наблюдаемом спектре. Величины из ZB приводят к более реалистичному синтетическому спектру, но профили получаются все-таки несколько слабее, чем наблюдаемые. Если же брать силы осцилляторов из DH, расчетные линии слишком сильны. Разница между  $\lg g f$  из DH и ZB составляет 0.13 dex для всех компонентов мультиплета. Наилучшее согласие синтетических и наблюдаемых профилей происходит при значениях  $\lg g f_{\text{ZB}} + 0.088$ . Мы также уточнили длины волн компонентов мультиплета. Сдвиг длины волны не превышает 0.07  $\text{\AA}$  от приведенных в VALD, что лежит в пределах указанной выше точности определения длин волн.

Восьмой мультиплет – триплет  $\lambda 6743 - 6757 \text{ \AA}$ . Каждый из компонентов данного триплета представляет из себя триплет из близко расположенных линий. Величины  $\lg g f$  этих девяти линий из BQZ в среднем систематически меньше на 0.11 dex, чем



**Рис. 3.** Сравнение наблюдаемых (кружки) и синтетических профилей линий ИК-триплетов в спектре Солнца. Не-ЛТР профиль для содержания серы ( $S/H = 7.16$ ) показан сплошной линией, штриховой – ЛТР профиль, рассчитанный с тем же содержанием.

из ZB. У DH расчетов для этого мультиплета нет. При использовании сил осцилляторов BQZ с метеоритным содержанием серы теоретические линии слабее наблюдаемых, а с данными ZB — слегка завышены. Наилучшее согласие достигается при величинах  $\lg gf_{\text{ZB}} + 0.075$ , что близко к значениям BQZ, но несколько меньше них. Стоит отметить, длины волн компонентов этого мультиплета у разных авторов отличаются до  $0.1 \text{ \AA}$ . Сам мультиплет представляет из себя комбинацию переходов между тремя нижними уровнями и пятью верхними. Энергии нижних уровней определены достаточно точно. В частности, это верхние уровни линий первого мультиплета  $\lambda 9212 - 9237 \text{ \AA}$ . Мы попытались, варьируя энергию верхних уровней, добиться наилучшего описания наблюдаемых профилей. Коррекция энергий не превышала  $25 \text{ cm}^{-1}$ . При этом максимальный сдвиг линий относительно рекомендованных в VALD составил  $0.06 \text{ \AA}$ , что лежит в пределах разброса значений из разных литературных источников.

Десятый мультиплет — триплет  $\lambda 6041 - 6052 \text{ \AA}$ . Каждый из компонентов данного триплета также представляет из себя триплет из близко расположенных линий. Линия  $\lambda 6041 \text{ \AA}$  бланкирована сильной линией железа и выпадает из анализа. У DH и BQZ расчетов для этого мультиплета нет, а величины  $\lg gf$ , приведенные в VALD, меньше данных ZB в среднем на  $0.15 \text{ dex}$ . Профили, рассчитанные с этими силами осцилляторов, слабее наблюдаемых. Удовлетворительного описания линии  $\lambda 6052 \text{ \AA}$  удается добиться, если увеличить  $\lg gf_{\text{ZB}}$  всех компонентов этого триплета на  $0.113 \text{ dex}$ . При этом нами были откорректированы длины волн двух компонентов линии с максимальным сдвигом в  $0.03 \text{ \AA}$ . Однако такое изменение сил осцилляторов для линии

$\lambda 6046 \text{ \AA}$  не дает адекватного описания наблюдаемого спектра. В спектре Солнца эта линия явно уширена неизвестным компонентом. В дальнейшем мы исключили данную линию из анализа.

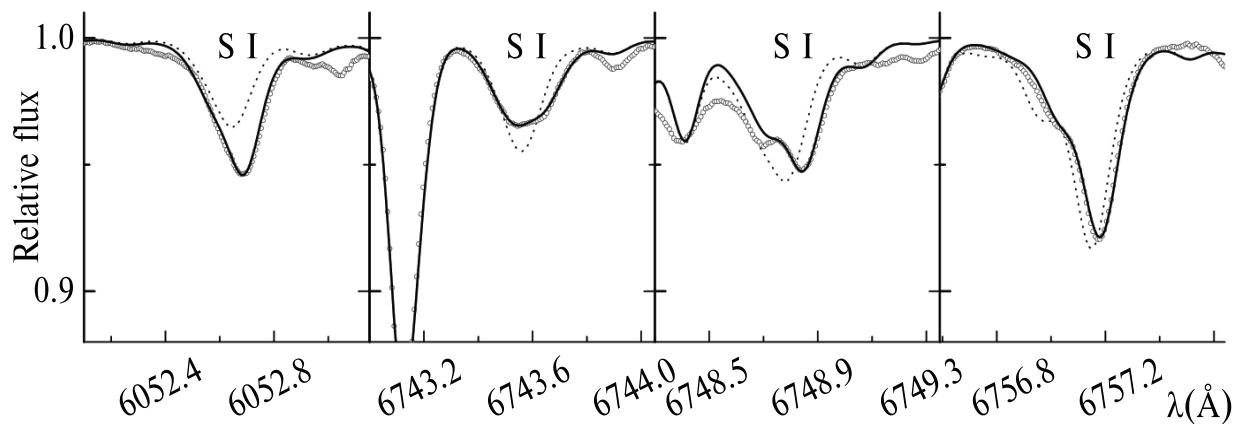
На рис. 4 приведены примеры описания синтетическими профилями с уточненными параметрами наблюдаемого солнечного спектра. Уточненные параметры линий приведены в табл. 1.

#### 4. СРАВНЕНИЕ НЕ-ЛТР РАСЧЕТОВ С НАБЛЮДАЕМЫМИ СПЕКТРАМИ ЗВЕЗД

##### 4.1. Звезды поздних спектральных типов

После уточнения параметров линий S I по спектру Солнца, нами было проведено тестирование модели атома по спектрам звезд поздних спектральных типов. Для этого были выбраны хорошо исследованные звезды с надежно определенными фундаментальными параметрами. При достоверно работающей модели атома линии разных мультиплетов должны описываться близким содержанием серы в широком диапазоне параметров атмосферы звезды. В исследование вошли следующие объекты. Три звезды с околосолнечным химическим составом: горячий карлик Процион, горячий гигант HD195295 и холодный гигант Поллукс. Две звезды с пониженной металличностью:  $\tau$  Кита и HD22879, а также звезда с дефицитом металлов HD84937. Таким образом, звезды, используемые в анализе, сильно отличаются между собой. Звезды отбирались с низкой скоростью вращения, чтобы профили были минимально искажены.

Фундаментальные параметры были взяты из работы [36] для всех звезд кроме HD195295, для которой данные брались из работы [37]. Спектры для



**Рис. 4.** Сравнение наблюдаемых (кружки) и синтетических профилей линий восьмого и десятого мультиплетов в спектре Солнца. Профили с уточненными параметрами показаны сплошной линией, пунктирной — профили, рассчитанные с параметрами из VALD.

Таблица 1. Параметры линий S I

$\lambda$ , Å	$E$ , эВ	$\lg gf$	$\Gamma_{vw}$	$\lambda$ , Å	$E$ , эВ	$\lg gf$	$\Gamma_{vw}$
6052.53	7.87	-1.99	-6.55	10 455.45	6.86	0.25	-7.32
6052.59	7.87	-1.15	-6.55	10 456.76	6.86	-0.45	-7.32
6052.69	7.87	-0.56	-6.55	10 459.41	6.86	0.03	-7.32
6743.47	7.87	-1.24	-6.65	15 400.08	8.70	0.43	-7.00
6743.54	7.87	-0.88	-6.65	15 403.72	8.70	-0.30	-7.00
6743.65	7.87	-0.94	-6.65	15 403.79	8.70	0.61	-7.00
6748.61	7.87	-1.36	-6.65	15 422.20	8.70	-1.84	-7.00
6748.71	7.87	-0.77	-6.65	15 422.26	8.70	-0.30	-7.00
6748.85	7.87	-0.56	-6.65	15 422.28	8.70	0.77	-7.00
6756.86	7.87	-1.71	-6.65	15 469.82	8.05	-0.17	-6.90
6757.03	7.87	-0.86	-6.65	15 478.48	8.05	0.06	-6.90
6757.18	7.87	-0.28	-6.65	22 507.56	7.87	-0.48	-7.44
8693.16	7.87	-1.29	-6.98	22 519.07	7.87	-0.25	-7.44
8693.95	7.87	-0.45	-6.98	22 552.57	7.87	-0.04	-7.44
8694.64	7.87	0.14	-6.98	22 563.83	7.87	-0.26	-7.44
9212.87	6.53	0.39	-7.37	22 575.39	7.87	-0.73	-7.44
9228.09	6.53	0.25	-7.37	22 644.06	7.87	-0.34	-7.44
9237.54	6.53	0.02	-7.37	22 707.74	7.87	0.44	-7.44

этой звезды были получены на спектрографе 2.7-м телескопа обсерватории МакДональд [38] с разрешением  $R = 60000$ . Спектры остальных объектов, полученные на спектрографе UVES Паанальской обсерватории [39], взяты из архива ESO. Они все имеют спектральное разрешение не ниже 75000 и отношением сигнал/шум не ниже 200. Обработка спектров и проведение континуума проводилась с использованием пакета Dech [40]. Модели атмосфер исследуемых звезд были рассчитаны по программе ATLAS9 с использованием ODF из работы [41]. Параметры исследуемых звезд даны в табл. 2. Там же приведены результаты определения содержания серы для используемых в анализе мультиплетов (по одной линии на каждый мультиплет) и соответствующие не-ЛТР поправки. Содержания, получаемые по линиям внутри мультиплета, практически не отличаются между собой. Приведенная ошибка среднего содержания, отражающая разброс от линии к линии, показывает очень маленький разброс. Реальная ошибка определения содержания элемента будет несколько выше, так как должна включать влияние неточности фундаментальных параметров звезды.

ИК-триплет  $\lambda 10455 - 10459$  Å, к сожалению, удалось использовать только для Проциона, Пол-

лукса и HD195295, так как на других спектрограммах этот диапазон имел очень большие шумы либо не попадал в наблюдаемую область. У Поллукса и  $\tau$  Кита линия  $\lambda 6052$  Å сильно блендируется молекулярными линиями CN, а у HD84937 очень слаба и поэтому исключена из анализа. У HD84937 линии восьмого мультиплета также практически не видны: эквивалентные ширины линий менее 1 mÅ. Однако на месте линии  $\lambda 6757$  Å наблюдается хорошо заметная депрессия, которая неплохо описывается содержанием серы, полученным по линиям первого и шестого мультиплетов. Это можно рассматривать как дополнительное подтверждение верности полученного обилия серы. Примеры сравнения синтетических и наблюдавшихся профилей приведены на рис. 5. Видно, что несмотря на то, что линии разных мультиплетов по-разному реагируют на эффекты отклонения от ЛТР в зависимости от параметров звездных атмосфер, все они показывают близкое между собой содержание серы. Это можно рассматривать, как хорошее подтверждение адекватности используемой модели атома.

Таблица 2. Содержание серы в исследуемых звездах

Star	Параметры звезд					Содержание серы (S/H)					N1
	$T_{\text{eff}}$	$\lg g$	[Fe/H]	$V_t$	$V \sin i$	6052	6757	8694	9212	10 455	
Процион	6554	3.99	0.01	1.66	2.8	7.10	7.11	7.15	7.13	7.13	12
HD195295	6570	2.32	0.00	3.60	8.0	7.02	7.07	7.06	7.08	7.08	10
Поллукс	4858	2.90	0.13	1.28	2.0		7.20	7.25	7.15	7.10	6
$\tau$ Кита	5414	4.49	-0.49	0.89	0.4		6.74	6.67	6.67		6
HD 22879	5868	4.27	-0.86	1.05	4.4	6.56	6.56	6.53	6.50		6
HD 84937	6356	4.15	-2.03	1.39	5.2		5.40?	5.36	5.34		4
$\alpha$ Peg	9597	3.80	0.25	1.98	5.4	7.48	7.53	7.56	7.62	7.52	11
$\theta$ Vir	9600	3.60	0.15	1.42	0.5	7.40	7.46	7.44	7.44		7
HD 24040	5809	4.12	0.09	1.00	1.5	7.23	7.21	7.19	7.17	7.20	12
HD 28005	5802	4.18	0.21	1.00	3.5	7.34	7.35	7.34	7.36	7.36	10
HD 34445	5803	4.06	-0.03	1.00	4.5	7.23	7.25	7.22	7.18	7.18	12
HD 82943	5917	4.23	0.13	1.00	4.0	7.32	7.34	7.32	7.32	7.32	9
HD 87359	5645	4.40	-0.07	1.00	4.0	7.14	7.18	7.14	7.14	7.16	10

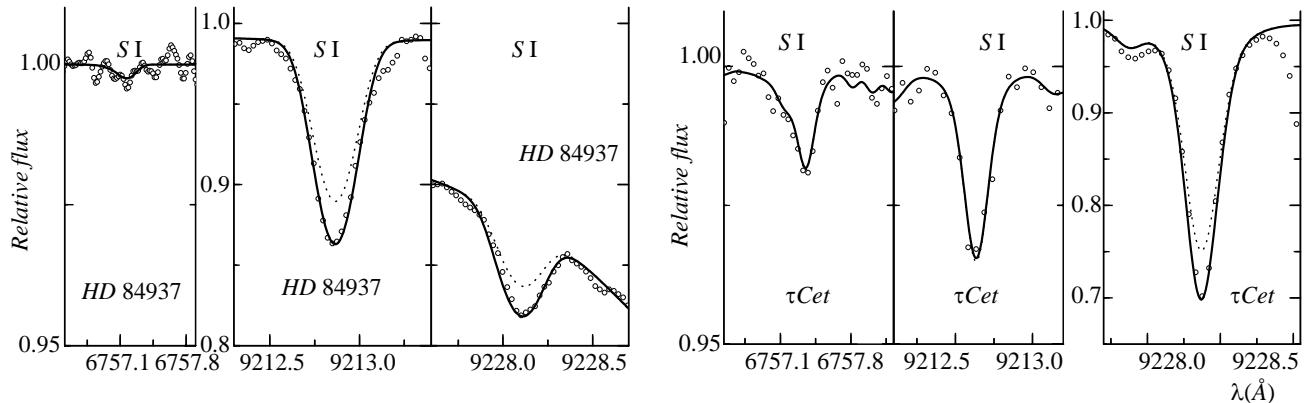
Star	Среднее (S/H)		не-ЛТР поправки, dex				
	Опт. диапазон	$H$ -диапазон	6052	6757	8694	9212	10 455
Процион	$7.12 \pm 0.02$		-0.02	-0.02	-0.06	-0.48	-0.51
HD195295	$7.08 \pm 0.04$		-0.06	-0.08	-0.21	-0.81	-0.83
Поллукс	$7.17 \pm 0.05$			0.00	-0.02	-0.30	-0.18
$\tau$ Кита	$6.71 \pm 0.04$			0.00	0.00	-0.13	
HD 22879	$6.54 \pm 0.02$		0.00	0.01	0.00	-0.19	
HD 84937	$5.35 \pm 0.03$			0.00	0.00	-0.14	
$\alpha$ Peg	$7.55 \pm 0.05$		-0.03	-0.04	-0.07	-0.37	-0.34
$\theta$ Vir	$7.43 \pm 0.03$		-0.02	-0.03	-0.06	-0.35	
HD 24040	$7.19 \pm 0.02$	$7.26 \pm 0.04$	0.00	0.00	0.00	-0.20	-0.15
HD 28005	$7.35 \pm 0.01$	$7.32 \pm 0.03$	0.00	0.00	0.00	-0.21	-0.15
HD 34445	$7.21 \pm 0.02$	$7.23 \pm 0.03$	0.00	0.00	0.00	-0.22	-0.16
HD 82943	$7.32 \pm 0.01$	$7.30 \pm 0.03$	0.00	0.00	-0.01	-0.22	-0.15
HD 87359	$7.16 \pm 0.02$	$7.15 \pm 0.01$	0.00	0.00	0.00	-0.17	-0.11

#### 4.2. Линии серы у A-звезд

Следующим этапом проверки нашей модели было применение ее для более горячих звезд, в спектрах которых сера представлена линиями как S I, так и S II. Это A-звезды с температурами выше 9500 K, у которых начинают быть видны линии ионизованной серы, при том, что линии нейтральной серы в видимой области также еще достаточно интенсивны. Мы использовали для анализа две звезды, исследованные в работе [42],  $\alpha$  Peg и  $\theta$  Vir. Это звезды

с температурой 9600 K и  $\lg g = 3.8$  и 3.6 соответственно. Спектры были получены на спектрографе ESPaDOnS [43] с разрешением  $R = 68000$ . Для  $\alpha$  Peg проведена процедура усреднения 12 спектрограмм, что позволило повысить отношением сигнал/шум до 700. Детали приведены в работе [42].

Параметры линий ионизованной серы, использованных для анализа, приведены в табл. 3. Силы осцилляторов взяты из работы [44]. Все линии слабые, от 2 до 7 mÅ, но хорошо детектируемы



**Рис. 5.** Сравнение наблюдаемых (кружки) и синтетических профилей линий нейтральной серы в спектрах HD 84937 и  $\tau$  Кита ( $\tau$  Cet). Не-ЛТР профиль показан сплошной линией, ЛТР профиль, рассчитанный с тем же содержанием, представлен штриховой линией.

**Таблица 3.** Параметры линий S II

$\lambda$ , Å	$E_{low}$	$lg\ gf$	$\lambda$ , Å	$E_{low}$	$lg\ gf$
4162.665	15.94	0.780	5014.042	14.07	0.046
4294.402	16.14	0.560	5032.434	13.67	0.188
4716.271	13.62	-0.365	5428.655	13.58	0.177
4815.552	13.67	0.068	5453.855	13.67	0.442
4925.343	13.58	-0.206	5606.151	13.73	0.124
5009.567	13.62	-0.234	5639.977	14.07	0.258

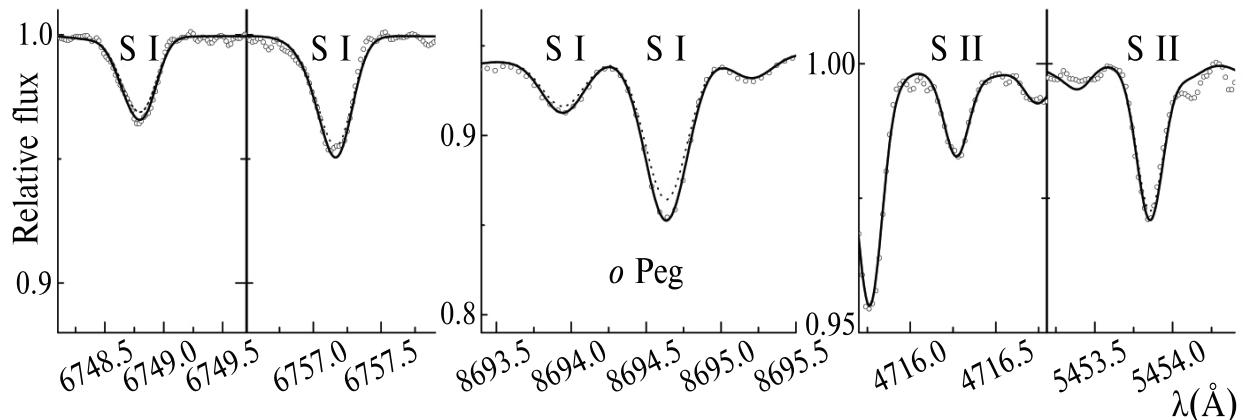
благодаря высокому качеству спектров. Эти линии образуются глубоко в фотосфере и поэтому практически свободны от влияния не-ЛТР эффектов, которые приводят к очень незначительному (на несколько процентов) их усилению. На рис. 6 приведены примеры сравнения теоретических и наблюдаемых профилей линий серы в двух степенях ионизации.

Результаты не-ЛТР расчетов для линий нейтральной серы у исследуемых A-звезд приведены в табл. 2. По линиям S II было получено не-ЛТР содержание серы ( $S/H$ ) =  $7.51 \pm 0.04$  и  $7.38 \pm 0.04$  для  $\alpha$  Peg и  $\theta$  Vir соответственно. Видно, что эти величины отличаются от среднего содержания, полученного по линиям S I, всего на 0.04 dex. Это меньше, чем возможное влияние неточностей в силах осцилляторов и фундаментальных параметров звезд. Таким образом, можно говорить о том, что модель атома серы может использоваться вплоть до эффективных температур в 10000 K.

## 5. ЛИНИИ НЕЙТРАЛЬНОЙ СЕРЫ В ИНФРАКРАСНОМ H-ДИАПАЗОНЕ

В последнее время расширяются спектральные исследования в H-диапазоне. Появившиеся ИК-спектрографы с высоким разрешением, такие как GIANO [45], серьезно расширили возможности для определения химического состава звездных атмосфер. В том числе, это касается и определения обилия серы по линиям трех инфракрасных мультиплетов:  $\lambda 15400 - 15422$ ,  $\lambda 15469 - 15478$  и  $\lambda 22507 - 22707$  Å. В работе [46] был сделан некоторый анализ влияния не-ЛТР эффектов на эти линии с использованием модели серы 2009 г. Линии двух мультиплетов в области  $\lambda 15400$  Å испытывают слабое влияние отклонений от ЛТР, а остальные образуются практически в ЛТР в атмосферах карликов солнечного типа. Эти выводы не изменились при использовании новой модели атома.

Для тестирования мы использовали пять звезд из исследования [46], у которых кроме спектра, полученного в ИК-области на спектрографе GIANO, доступны из архива ESO спектрограммы в оптическом диапазоне, полученные на спектрографе UVES. Это позволяет сравнить содержания серы, получаемые по линиям серы в оптике и H-диапазоне. Параметры исследуемых звезд даны в табл. 2. Используемые параметры линий S I в H-диапазоне приведены в табл. 1. Силы осцилляторов линий двух мультиплетов в области  $\lambda 15400$  Å из BQZ и ZB имеют систематическое различие от 0.16 до 0.19 dex. Как было подробно обсуждено в статье [46], наблюдаемые профили на Солнце и исследуемых звездах лучше описываются, если использовать величину  $lg\ gf = BQZ - 0.12$  dex. Для линий  $\lambda 22507 - 22707$  Å величина сил осцилляторов BQZ и ZB отличается



**Рис. 6.** Сравнение наблюдаемых (кружки) и синтетических профилей линий нейтральной и ионизованной серы в спектре *o* Peg. Не-ЛТР профиль показан сплошной линией, ЛТР профиль, рассчитанный с тем же содержанием, — штриховой.

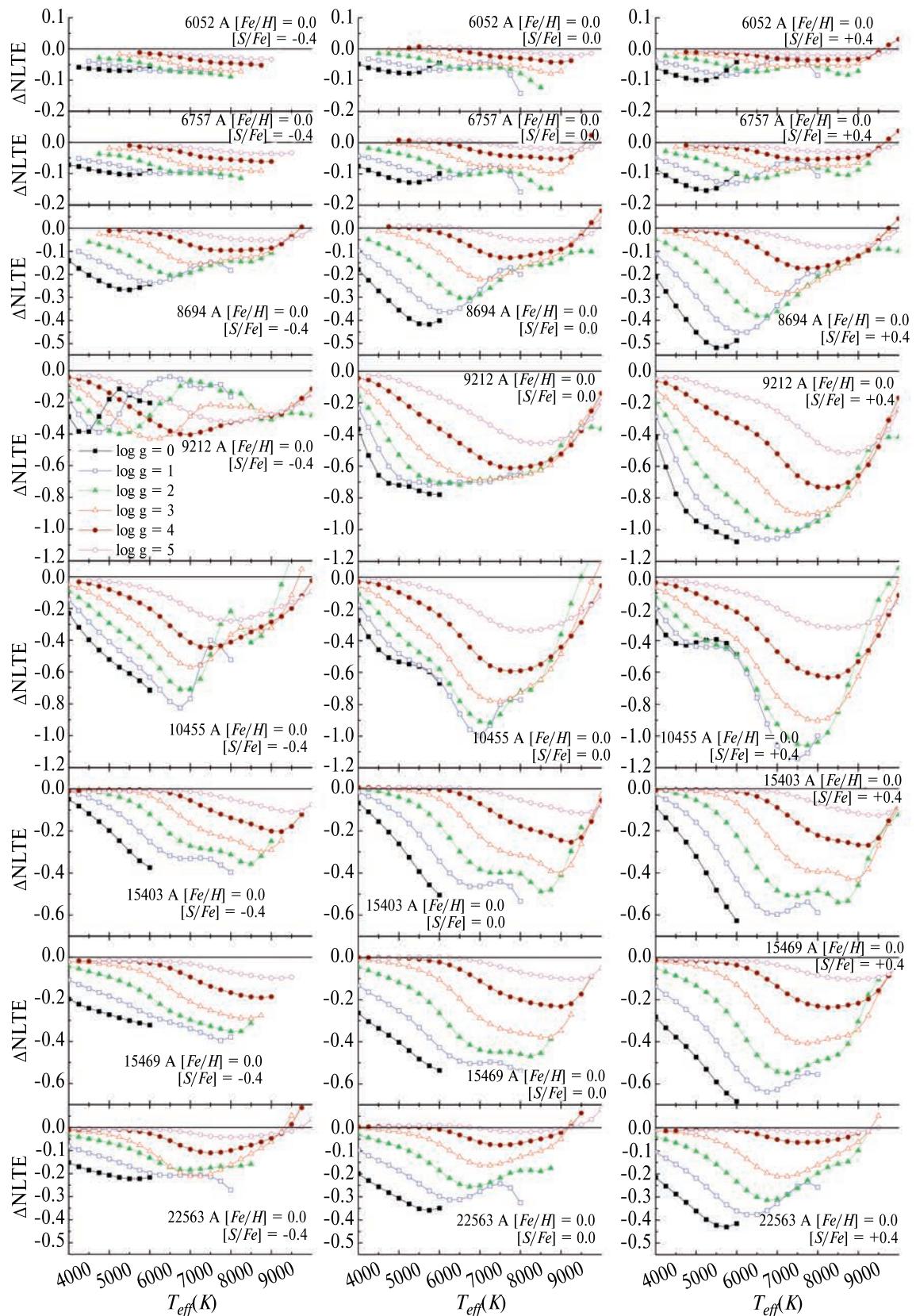
друг от друга случайным образом, приводя в среднем к одному содержанию. Для расчетов мы использовали данные BQZ. Результаты, приведенные в табл. 2, показывают, что содержания, полученные по линиям в оптическом диапазоне, неплохо согласуются с данными из *H*-диапазона.

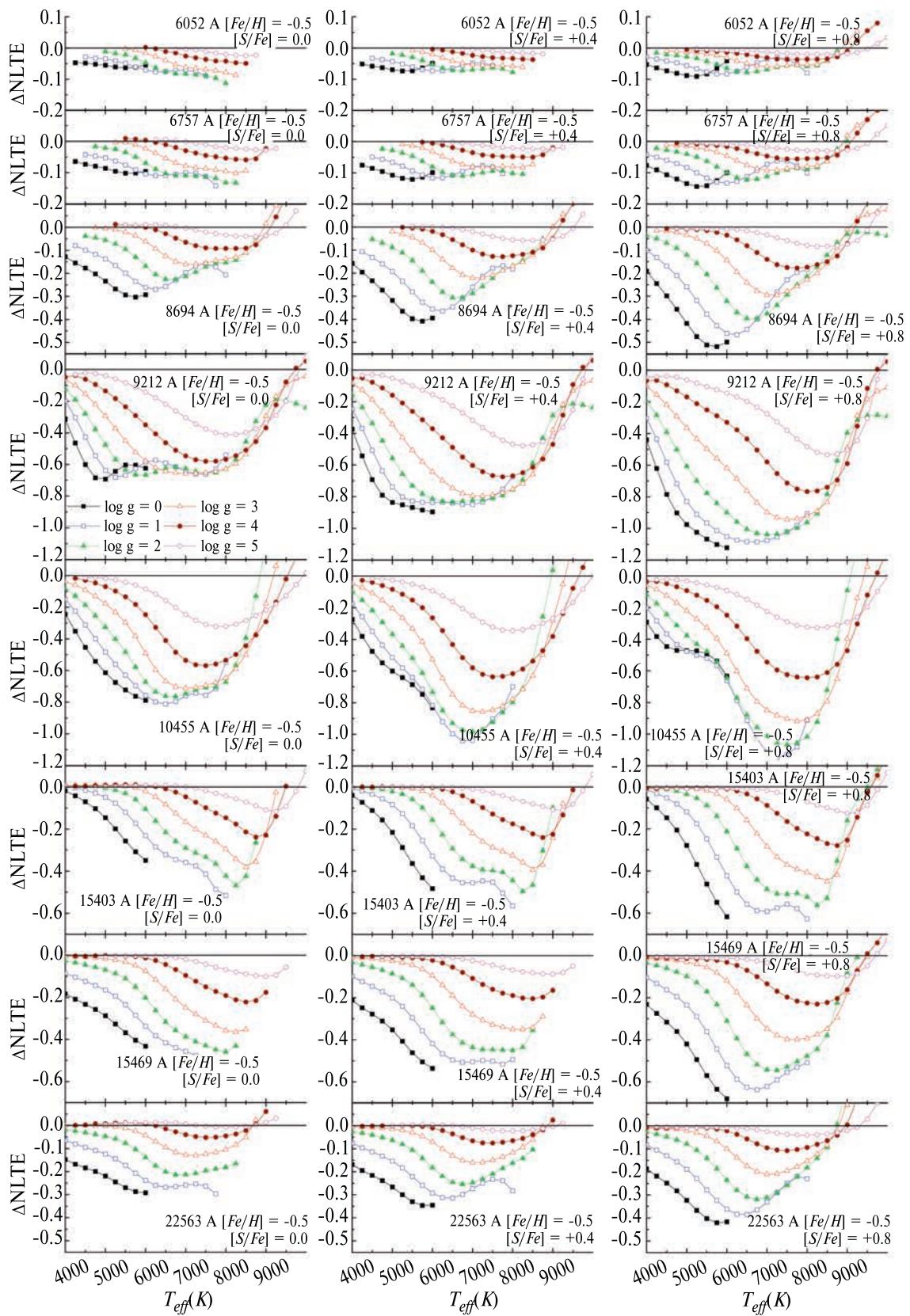
## 6. СЕТКА НЕ-ЛТР ПОПРАВОК ДЛЯ ЛИНИЙ НЕЙТРАЛЬНОЙ СЕРЫ

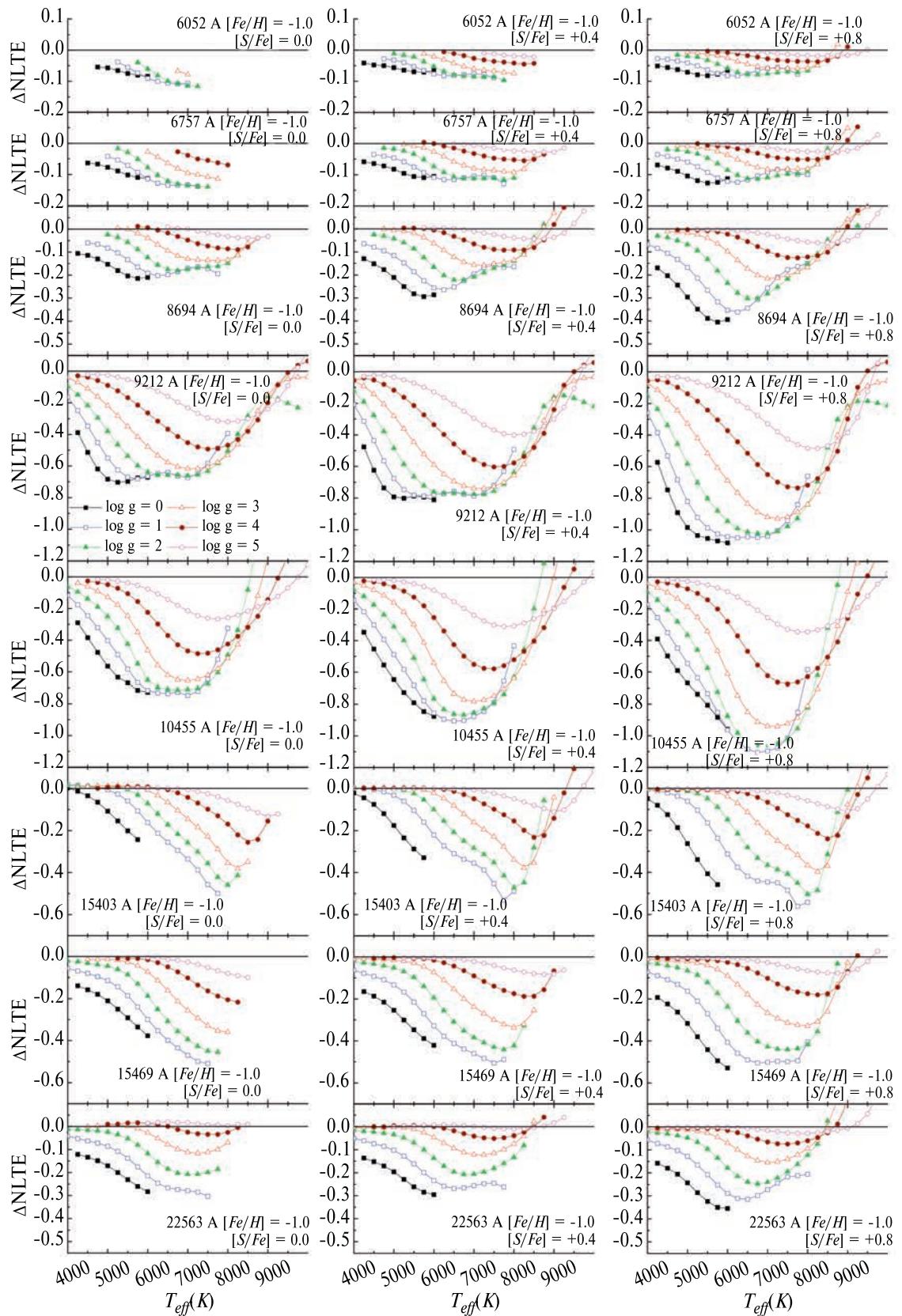
После того, как была проверена модель атома и уточнены параметры линий S I, пригодных для определения содержания серы, мы рассчитали сетку не-ЛТР поправок. В отличии от работ [6, 7], она включает в себя линии в *H*-диапазоне и расширена до более высоких эффективных температур. Диапазон параметров звездных атмосфер охватывает эффективные температуры от 4000 до 10000 K, ускорение силы тяжести  $\lg g$  от 0 до 5 и содержание тяжелых элементов  $[Fe/H]$  от 0 до -2. Микротурбулентная скорость выбрана равной 2 км/с. Расчеты для атмосфер с солнечной металличностью проводились при содержании серы  $[S/Fe] = -0.4; 0.0; +0.4$  dex, для моделей с дефицитом металлов  $-[S/Fe] = 0.0; +0.4; +0.8$  dex, так как для таких звезд обычно наблюдаются избытки  $\alpha$ -элементов. Расчеты проводились путем подбора такого содержания серы, которое при учете не-ЛТР эффектов будет давать такую же эквивалентную ширину линии, как при расчетах в ЛТР с содержанием соответствующего узла сетки. Разница между этими содержаниями и есть поправка из-за влияния не-ЛТР эффектов. Поправки не рассчитывались, если эквивалентная ширина линии была меньше, чем 5 m $\text{\AA}$ . Следует учитывать, что на величину не-ЛТР поправок существенное влияние может оказывать микротурбулент-

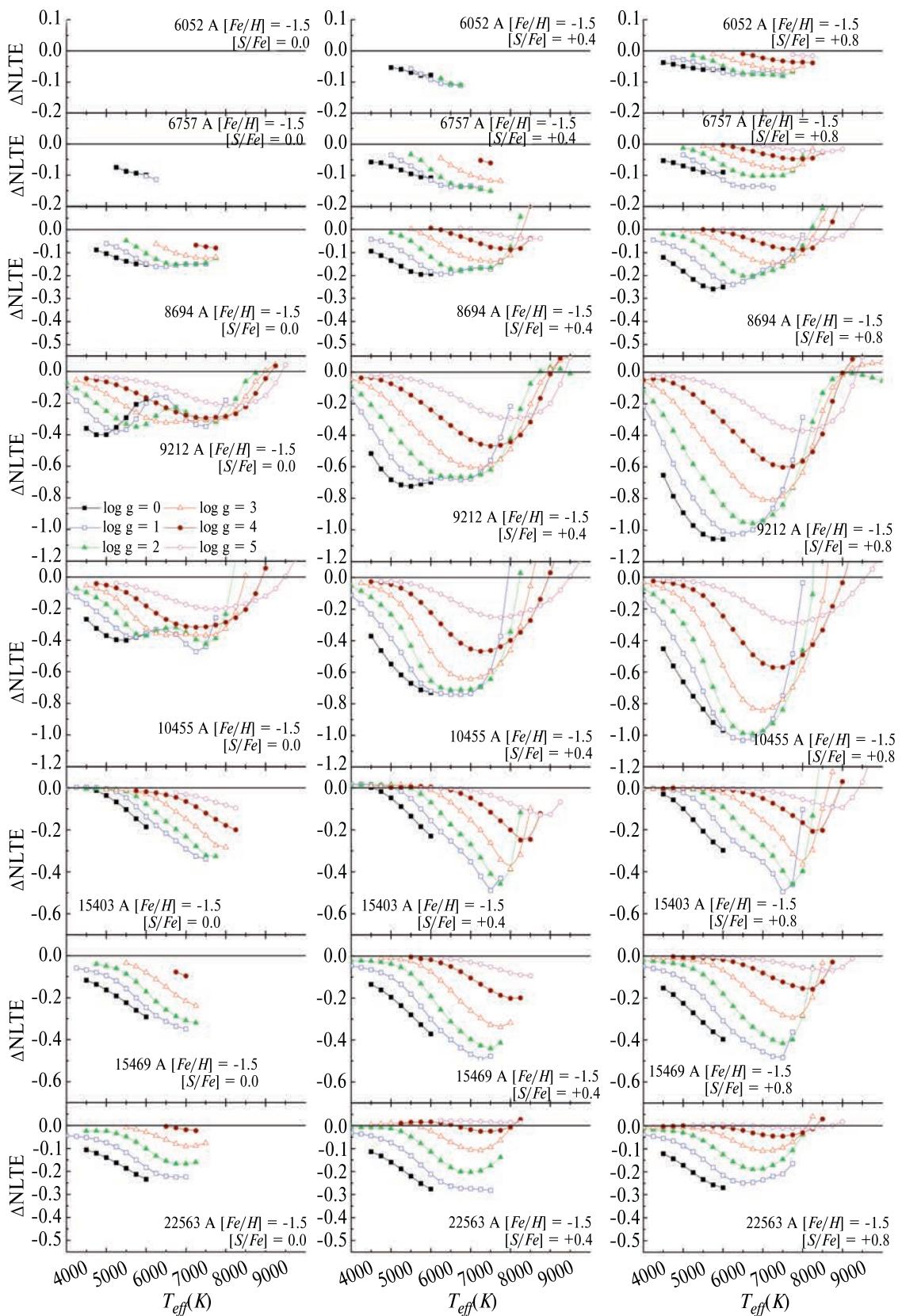
ная скорость, так как для сильных линий она существенным образом может изменять глубину их образования. Мы представляем результаты расчетов в виде графиков (рис. 7–11), так как на них более наглядно можно увидеть и оценить степень влияния не-ЛТР эффектов для той или иной исследуемой звезды, чем из таблиц. Можно видеть некоторые общие тенденции. Как следовало ожидать, абсолютное значение поправок возрастает при переходе от звезд-карликов к гигантам, так как менее плотная атмосфера гигантов уменьшает влияние столкновительных процессов, которые способствуют установлению термодинамического равновесия. Линии восьмого ( $\lambda 6743 - 6757 \text{ \AA}$ ) и десятого ( $\lambda 6046 - 6052 \text{ \AA}$ ) мультиплетов у звезд-карликов имеют наименьшие поправки и могут быть использованы при ЛТР анализе. Влияние не-ЛТР эффектов на эти линии существенны только для звезд-гигантов. Такой же вывод можно сделать для всех линий из *H*-диапазона. Линии шестого ( $\lambda 8694 \text{ \AA}$ ) мультиплета немного более чувствительны к отклонениям от ЛТР, а линии двух ИК-триплетов можно использовать только при условии учета не-ЛТР поправок. Сетка величин не-ЛТР поправок доступна в электронном виде по DOI статьи. Для примера в табл. 4 приведены часть этих данных, где в первом столбце даны длина волны, в трех следующих – величины  $[Fe/H]$ ,  $[S/Fe]$  и  $T_{\text{eff}}$ , далее не-ЛТР поправки для пяти величин  $\lg g$ .

В целом, абсолютная величина поправок сначала растет с повышением эффективной температуры, так как на перераспределение населенности уровней серы активно влияет поле излучения в ультрафиолете. Однако, достигая некоторого максимума в районе 7000–8000 K, величина поправок начинает уменьшаться, так как все больше атомов серы пере-

Рис. 7. Не-ЛТР поправки для металличности  $[Fe/H] = 0.0$ .

Рис. 8. Не-ЛТР поправки для металличности  $[Fe/H] = -0.5$ .

Рис. 9. Не-ЛТР поправки для металличности  $[Fe/H] = -1.0$ .

Рис. 10. Не-ЛТР поправки для металличности  $[Fe/H] = -1.5$ .

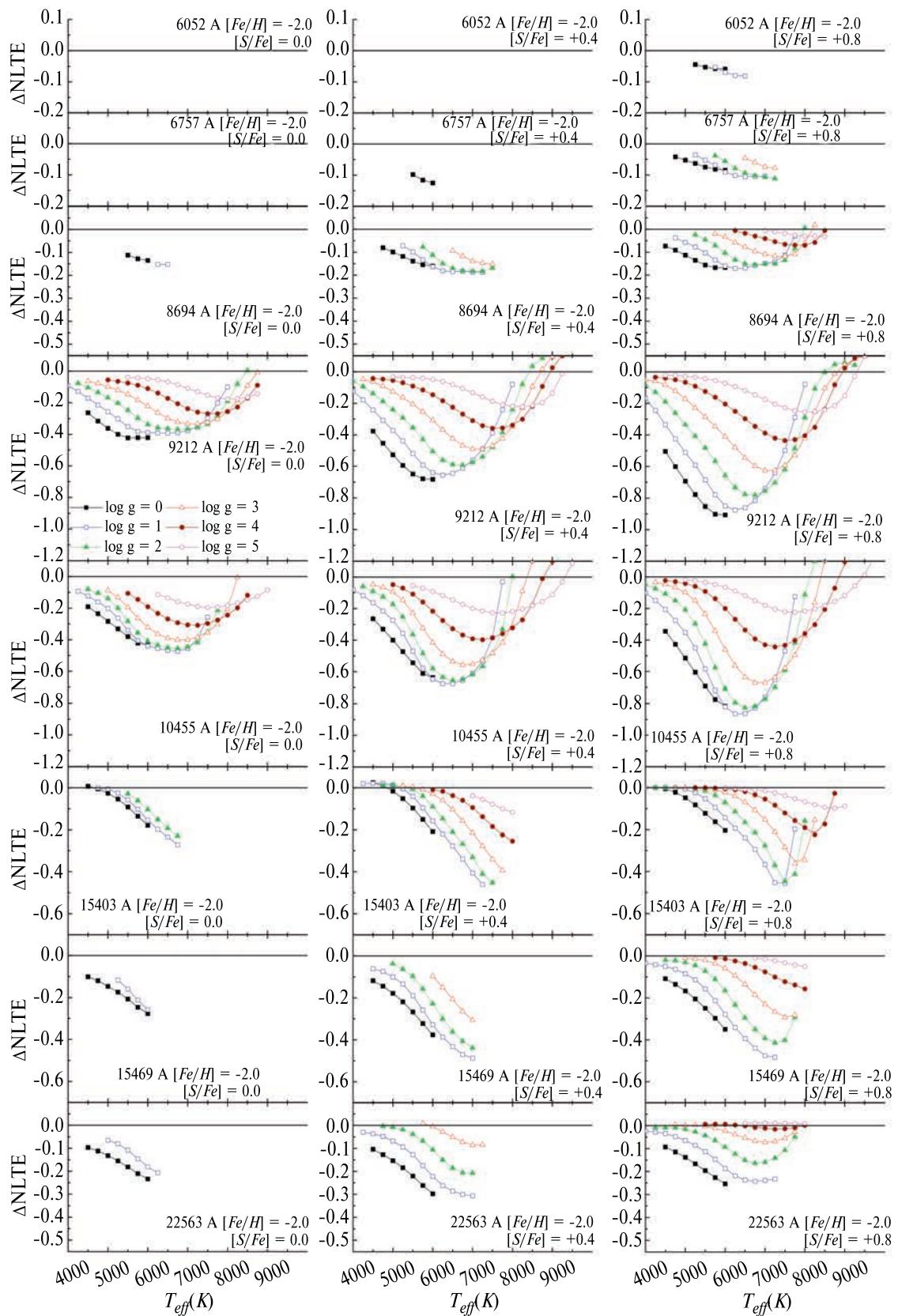


Рис. 11. Не-ЛТР поправки для металличности  $[Fe/H] = -2.0$ .

Таблица 4. Сетка не-ЛТР поправок линий S I

$\lambda$ , Å	[Fe/H]	[S/Fe]	$T_{\text{eff}}$ , K	$\lg g = 0$	$\lg g = 1$	$\lg g = 2$	$\lg g = 3$	$\lg g = 4$	$\lg g = 5$
6052.7	0.0	-0.4	4000						
6052.7	0.0	-0.4	4250	-0.06					
6052.7	0.0	-0.4	4500	-0.06	-0.04				
6052.7	0.0	-0.4	4750	-0.06	-0.04	-0.03			
6052.7	0.0	-0.4	5000	-0.07	-0.05	-0.03			
6052.7	0.0	-0.4	5250	-0.07	-0.05	-0.03	-0.02		
6052.7	0.0	-0.4	5500	-0.07	-0.06	-0.04	-0.02		
6052.7	0.0	-0.4	5750	-0.06	-0.07	-0.04	-0.02	-0.01	
6052.7	0.0	-0.4	6000	-0.06	-0.07	-0.05	-0.03	-0.01	
6052.7	0.0	-0.4	6250		-0.07	-0.06	-0.03	-0.02	
6052.7	0.0	-0.4	6500		-0.07	-0.07	-0.04	-0.02	-0.02
6052.7	0.0	-0.4	6750		-0.07	-0.07	-0.05	-0.03	-0.01
6052.7	0.0	-0.4	7000		-0.07	-0.08	-0.06	-0.03	-0.02
6052.7	0.0	-0.4	7250		-0.07	-0.08	-0.06	-0.04	-0.02
6052.7	0.0	-0.4	7500		-0.08	-0.08	-0.07	-0.04	-0.02
6052.7	0.0	-0.4	7750		-	-0.08	-0.07	-0.04	-0.03
6052.7	0.0	-0.4	8000		-	-0.09	-0.07	-0.05	-0.03
6052.7	0.0	-0.4	8250		-		-0.07	-0.05	-0.03
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...

ходит в ионизованное состояние, линии серы становятся слабее и образуются глубже в атмосфере звезды, где усиливается влияние столкновительных процессов. Для звезд с эффективными температурами выше 9500 К не-ЛТР поправки для большинства линий у звезд-карликов становятся минимальными, либо даже меняют знак. Однако при этом и линии нейтральной серы у таких звезд ставятся очень слабыми. Величина поправок также сильно зависит от содержания серы, так как это определяет интенсивность ее спектральных линий и, соответственно, глубину их образования.

Применять величину не-ЛТР поправок для определения содержания достаточно надежно можно для случаев, когда их абсолютная величина менее 0.20–0.25 dex. Однако, следует понимать, что чем больше величина поправки, тем больше ее возможная ошибка из-за сложной зависимости от микротурбулентной скорости, содержания серы и т.п. В целом, рассчитанная сетка поправок может использоваться для оценки степени влияния не-ЛТР эффектов на линии серы. Для использования линий с большими не-ЛТР поправками следует проводить ин-

дивидуальные расчеты как b-факторов, так и синтетического спектра.

Если сравнить результаты наших не-ЛТР расчетов с расчетами с моделью атома 2009 г. [47], можно видеть, что для звезд с околосолнечной металличностью величины поправок достаточно близки между двумя моделями. Для звезд с дефицитом металлов новая модель показывает, как правило, несколько меньшие величины отклонений от ЛТР. Например, если при использовании старой модели атома для линии  $\lambda 9212$  Å для звезды с параметрами  $[Fe/H] = -1.0$ ,  $\lg g = 2$  и  $T_{\text{eff}} = 6000$  K поправка составляла около  $-0.85$  dex, то новая модель приводит к меньшей величине:  $-0.75$  dex. Для карликов с  $\lg g = 4$  разница несколько меньше:  $-0.39$  и  $-0.34$  соответственно. Это результат использования в новой модели детальных квантово-механических расчетов ударных скоростей вместо приближенных аппроксимационных формул модели [7]. Стоит отметить, что отличия наших данных от расчетов [6] могут быть достаточно велики. В частности, для линии  $\lambda 9212$  Å у звезды с параметрами  $[Fe / H] = -1.0$  и  $T_{\text{eff}} = 6000$  K из расчетов [6] следуют поправки в  $-1.02$  для гиганта ( $\lg g = 2$ ) и  $-0.26$

dex для звезды-карлика ( $\lg g = 4$ ). В работе [48] есть оценки не-ЛТР поправок для линий шестого мультиплета ( $\lambda 8694 \text{ \AA}$ ) у A-звезд с  $\lg g = 4$  и  $T_{\text{eff}}$  от 8000 до 12000 К. Величины поправок для температур менее 9500 К похожи на полученные нами, однако при более высоких температурах поправки остаются отрицательными, хотя и небольшими по величине.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами предложена сетка поправок для учета влияния отклонений от ЛТР для линий нейтральной серы в видимой и инфракрасной области спектра, включая  $H$ -диапазон. Сетка рассчитана с использованием модели атома серы, включающей наиболее современные атомные данные об ударных скоростях с электронами и водородом. Включение в детальное рассмотрение в модель атома уровней и переходов ионизованной серы позволило расширить диапазон эффективных температур звездных фотосфер в сетке до 10000 К. Модель атома показала свою адекватность в широком диапазоне фундаментальных звездных параметров: у всех тестовых звезд линии серы описывались близким содержанием элемента вне зависимости от степени влияния не-ЛТР эффектов. Для линий нескольких мультиплетов были уточнены длины волн и величины сил осцилляторов. Создан список линий S I, рекомендуемый для определения содержания серы. Рекомендуемые параметры линий серы являются результатом компромисса между наблюдаемыми звездными спектрами и теоретическими расчетами длин волн и сил осцилляторов. Наилучшим вариантом получения точных значений параметров линий были бы лабораторные измерения для всех используемых в анализе линий серы.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *M. Limongi and A. Chieffi*, *Astrophys. J.* 592, 404 (2003), arXiv:astro-ph/0304185.
2. *C. Kobayashi, A.I. Karakas, and M. Lugaro*, *Astrophys. J.* 900, 179 (2020), arXiv:2008.04660 [astro-ph.GA].
3. *G. Israelian and R. Rebolo*, *Astrophys. J.* 557, L43 (2001), arXiv:astro-ph/0107072.
4. *M. Spite, E. Caffau, S.M. Andrievsky, S.A. Korotin, et al.*, *Astron. and Astrophys.* 528, id. A9 (2011), arXiv:1012.4358 [astro-ph.SR].
5. *N. Kacharov, A. Koch, E. Caffau, and L. Sbordone*, *Astron. and Astrophys.* 577, id. A18 (2015), arXiv:1503.02691 [astro-ph.GA].
6. *Y. Takeda, O. Hashimoto, H. Taguchi, K. Yoshioka, M. Takada-Hidai, Y. Saito, and S. Honda*, *Publ. Astron. Soc. Japan* 57, 751 (2005), arXiv:astro-ph/0509239.
7. *S.A. Korotin*, *Astron. Rep.* 53(7), 651 (2009).
8. *A.K. Belyaev and Y.V. Voronov*, *Astrophys. J.* 893(1), id. 59 (2020).
9. *H.W. Drawing*, *Zeitschrift für Physik* 211, 404 (1968).
10. *W. Steenbock and H. Holweger*, *Astron. and Astrophys.* 130(2), 319 (1984).
11. *H.P. Summers and M.G. O'Mullane*, in *7th International Conference on Atomic and Molecular Data and Their Applications - (ICAMDATA-2010)*, held in Vilnius, Lithuania, on September 21–24, 2010; edited by A. Bernotas, R. Karazija, and Z. Rudzikas, *AIP Conf. Ser.* 1344, 179 (2011).
12. *W.C. Martin, R. Zalubas, and A. Musgrove*, *J. Phys. and Chem. Ref. Data* 19(4), 821 (1990).
13. *W. Cunto, C. Mendoza, F. Ochsenbein, and C.J. Zeippen*, *Astron. and Astrophys.* 275, L5 (1993).
14. *R. Hirata and T. Horaguchi*, *VizieR On-line Data Catalog: VI/69*, Department of Astronomy, Faculty of Science, Kyoto University, and National Science Museum, 3-23-1 Hyakunin-cho, Shinjuku-ku, Tokyo (1994).
15. *S.S. Tayal and O. Zatsarinny*, *Astrophys. J. Suppl.* 188(1), 32 (2010).
16. *H. van Regemorter*, *Astrophys. J.* 136, 906 (1962).
17. *C.W. Allen*, *Astrophysical quantities* (University of London, Athlone Press, 1973).
18. *M.J. Seaton*, *Atomic and Molecular Processes*, edited by D. R. Bates (New York: Academic Press, 1962).
19. *M. Carlsson*, *Upps. Astron. Obs. Rep.* № 33 (1986).
20. *S.A. Korotin, S.M. Andrievsky, and R.E. Luck*, *Astron. and Astrophys.* 351, 168 (1999).
21. *F. Castelli and R.L. Kurucz*, in *Modelling of Stellar Atmospheres*, Proc. of the 210th Symp. IAU held at Uppsala University, Uppsala, Sweden, 17–21 June, 2002; edited by N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, *ASP Conf. Ser.* 210, id. A20 (2003), arXiv:astro-ph/0405087.
22. *V. Tsymbal, T. Ryabchikova, and T. Sitnova*, *Physics of Magnetic Stars*, Proc. of a Conference held 1–5 October, 2018 at SAO, Nizhny Arkhyz, Russia; edited by D. O. Kudryavtsev, I. I. Romanyuk, and I. A. Yakunin (San Francisco: ASP, 2019), *ASP Conf. Ser.* 518, 247 (2019).
23. *T. Ryabchikova, N. Piskunov, R.L. Kurucz, H.C. Stempels, U. Heiter, Y. Pakhomov, and P.S. Barklem*, *Physica Scripta* 90(5), id. 054005 (2015).
24. *R.L. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, and L. Testerman*, *Solar flux atlas from 296 to 1300 nm* (New Mexico: National Solar Observatory, Sunspot, 1984).

25. *A. Reiners, N. Mrotzek, U. Lemke, J. Hinrichs, and K. Reinsch*, Astron. and Astrophys. 587, id. A65 (2016), arXiv:1511.03014 [astro-ph.SR].
26. *M. Asplund, A.M. Amarsi, and N. Grevesse*, Astron. and Astrophys. 653, id. A141 (2021), arXiv:2105.01661 [astro-ph.SR].
27. *P.S. Barklem and B.J. O'Mara*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 290, 102 (1997).
28. *P.S. Barklem, B.J. O'Mara, and J.E. Ross*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 296, 1057 (1998).
29. *R. Zerne, L. Caiyan, U. Berzinsh, and S. Svanberg*, Physica Scripta 56(5), 459 (1997).
30. *E. Biemont, P. Quinet, and C.J. Zeippen*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 102, 435 (1993).
31. *O. Zatsarinny and K. Bartschat*, J. Physics B: Atomic, Molecular, and Optical Physics 39(12), 2861 (2006).
32. *C. Froese Fischer, G. Tachiev, and A. Irimia*, Atomic Data and Nuclear Data Tables 92, 607 (2006).
33. *N.C. Deb and A. Hibbert*, Atomic Data and Nuclear Data Tables 94, 561 (2008).
34. *K. Lodders*, Space Sci. Rev. 217(3), id. 44 (2021).
35. *A. Kramida, Y. Ralchenko, and J. Reader*, in APS Division of Atomic, Molecular and Optical Physics. APS Meeting Abstracts 43, D1.004 (2012).
36. *P. Jofré, U. Heiter, C. Soubiran, S. Blanco-Cuaresma, et al.*, Astron. and Astrophys. 582, id. A81 (2015), arXiv:1507.00027 [astro-ph.SR].
37. *L.S. Lyubimkov, D.L. Lambert, S.I. Rostopchin, T.M. Rachkovskaya, and D.B. Poklad*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 402, 1369 (2010), arXiv:0911.1335 [astro-ph.SR].
38. *R.G. Tull, P.J. MacQueen, C. Sneden, and D.L. Lambert*, Publ. Astron. Soc. Pacific 107, 251 (1995).
39. *S. Bagnulo, E. Jehin, C. Ledoux, R. Cabanac, et al.*, Messenger 114, 10 (2003).
40. *G.A. Galazutdinov*, Astrophys. Bull. 77(4), 519 (2022).
41. *S. Mészáros, C. Allende Prieto, B. Edvardsson, F. Castelli, et al.*, Astron. J. 144(4), id. 120 (2012), arXiv:1208.1916 [astro-ph.SR].
42. *A.M. Romanovskaya, T.A. Ryabchikova, Y.V. Pakhomov, S.A. Korotin, and T.M. Sitnova*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 526, 3386 (2023), arXiv:2309.08384 [astro-ph.SR].

## INFLUENCE OF DEPARTURES FROM LTE ON DETERMINATIONS OF THE SULPHUR ABUNDANCES IN A–K TYPE STARS

**S. A. Korotin, K. O. Kiselev**

*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia*

*E-mail: serkor1@mail.ru*

The influence of departures from local thermodynamic equilibrium on neutral sulfur lines is considered. A grid of corrections is proposed to take into account the influence of departures from LTE for neutral sulfur lines in the visible and infrared spectral regions, including the *H*-band. The grid is calculated using the atomic model of sulfur incorporating the most up-to-date collision rates with electrons and hydrogen. The inclusion of levels and transitions of ionized sulfur in the atomic model made it possible to expand the range of effective temperatures of stellar photospheres in the grid, up to 10 000 K. The atomic model was tested in determining the sulfur abundance of 13 stars and showed its adequacy in a wide range of fundamental stellar parameters. In the spectra of all test stars, the sulfur lines are fitted with similar abundances of the element, regardless of the degree of influence of the effects of deviation from LTE on a particular spectral line. For lines of several multiplets, the wavelengths and oscillator strengths were refined. A list of S I lines recommended for determining sulfur abundance has been created.

*Keywords:* line formation, line profiles of stars, elemental abundances on the Sun

## ТРИМЕРИЗАЦИЯ АЦЕТИЛЕНА НА ПОВЕРХНОСТИ КАРБИДА КРЕМНИЯ В ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД АВГ: АСТРОХИМИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА

© 2024 г. М. С. Мурга

Федеральное государственное бюджетное учреждение Российской академии наук  
Институт астрономии, Москва, Россия

E-mail: murga@inasan.ru

Поступила в редакцию 07.08.2024 г.

После доработки 23.08.2024 г.

Принята в печать 11.09.2024 г.

Работа посвящена оценке вклада реакции тримеризации молекул ацетилена на поверхности частиц из карбида кремния ( $\text{SiC}$ ) с образованием молекул бензола в содержание бензола в оболочках звезд асимптотической ветви гигантов (АВГ). Реакция внедрена в астрохимическую модель, с помощью которой выполнено моделирование в условиях, соответствующих оболочке звезды АВГ IRC+10216. По результатам моделирования показано, что реакция тримеризации ацетилена на поверхности  $\text{SiC}$  может эффективно протекать в условиях оболочек звезд АВГ и оказывать существенное влияние на содержание бензола, и, как следствие, других ароматических молекул. Учет тримеризации ацетилена может повысить содержание бензола в газе на порядок. Содержание бензола на поверхности пыли может быть на четыре порядка превышать оценки для газовой фазы, предсказанные моделью только с газофазными реакциями. Темпы образования бензола на поверхности  $\text{SiC}$  значительно превосходят темпы образования бензола в газе на ранних фазах пульсации звезды. Эффективность образования бензола в реакции тримеризации и его перехода в газ зависит от неизвестных на данный момент кинетических параметров реакции, в частности, от энергии десорбции образовавшейся молекулы бензола. Определение параметров реакции в будущем помогут провести более точное количественное моделирование.

**Ключевые слова:** звезды, асимптотическая ветвь гигантов (АВГ) и пост-АВГ, карбид кремния ( $\text{SiC}$ ), углерод

**DOI:** 10.31857/S0004629924120046 **EDN:** ICRPPO

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Звезды асимптотической ветви гигантов (АВГ) являются основным источником углеродной пыли и различных наночастиц, среди них — полициклические ароматические углеводороды (ПАУ). ПАУ широко распространены в межзвездной среде (МЗС) и играют важную роль во многих физических и химических процессах, происходящих в ней [1]. Первым и наиболее важным этапом в процессе формирования ароматических молекул является образование молекулы бензола  $\text{C}_6\text{H}_6$ , в то же время он является «бычью горлышком» в этом процессе [2]. Френклак и Фейнгельсон [3] провели моделирование углеродной химии в оболочках звезд АВГ и показали, что ПАУ могут быть сформированы в этих условиях в цепочке газофазных реакций. Шершненф [4] представила модель оболочек звезд АВГ, которые подвержены периодическим тепловым пульсациям и прохождению ударных волн. Предсказанное в расчетах по модели Шершненф содер-

жение молекул бензола достаточно для объяснения наблюдаемого количества ПАУ и пыли в предположении, что все молекулы бензола расходуются на рост ПАУ и пыли. Однако, сформировавшихся в оболочке звезд ПАУ может оказаться недостаточно для объяснения содержания ПАУ в МЗС, если учитывать их разрушение [5, 6]. Альтернативными источниками ПАУ в МЗС могут быть низкотемпературные безбарьерные реакции образования ПАУ, протекающие в молекулярных облаках [7], и фрагментация углеродных макрочастиц [8, 9].

Ряд исследований звезд АВГ, пост-АВГ и планетарных туманностей указывают на то, что между частицами карбида кремния ( $\text{SiC}$ ) и углеродными частицами может быть эволюционная связь. В спектрах звезд АВГ нашей Галактики интенсивность полосы  $\text{SiC}$  (на длине волны 11.3 мкм) коррелирует с излучением горячей пыли и угасает по мере остывания оболочки [10, 11]. Это можно объяснить тем, что частицы  $\text{SiC}$  конденсируют при высоких

температурах, а при остывании оболочки происходит конденсация углерода и углеродных молекул, в том числе на поверхность уже сформировавшихся частиц SiC [12, 13]. В результате частицы SiC становятся частью пылинок, состоящих преимущественно из аморфного углерода [14], однако не исключено, что они остаются независимым населением пыли, о чем свидетельствуют исследования метеоритного материала [15]. На поздних стадиях звезд АВГ нашей Галактики полоса SiC уже не наблюдается, как и не наблюдается на стадиях звезд пост-АВГ и в планетарных туманностях.

В Магеллановых Облаках наблюдательные проявления полосы SiC отличаются от нашей Галактики: она угасает дольше и может появляться в спектрах звезд пост-АВГ и планетарных туманностей [16]. Согласно работам [13, 17] металличность влияет на последовательность конденсации, то есть на то, что конденсируется в первую очередь, SiC или углерод, или происходит их конденсация одновременно. Следовательно, в Магеллановых облаках последовательность может быть другой, и SiC и углерод могут конденсироваться одновременно, либо углерод может даже опережать Si C.

При пониженной металличности, где и содержание SiC ниже, наблюдаются отличия в параметрах углеродных пылевых частиц. Во-первых, содержание ПАУ при низкой металличности ниже, чем при высокой [18, 19]. Во-вторых, средние размеры ПАУ также оказываются ниже [20]. И, наконец, при низкой металличности наблюдаются молекулы фуллеренов [21], при этом молекулы фуллеренов, вероятно, антикоррелируют с содержанием частиц SiC [22]. Частицы SiC могут быть одним из факторов, способствующих появлению этих отличий, поэтому в последние годы частичкам SiC и их взаимосвязи с углеродными частицами стало уделяться большее внимание.

Мерино и др. [23] экспериментально исследовали сценарий образования ПАУ путем гидрогенизации графенового слоя, покрывающего частицы SiC, и последующей за этим сегментацией на отдельные ПАУ. Авторы подчеркивают ключевую роль именно SiC как материала подложки. Бернал и др. [24] продемонстрировали, что облучение частиц SiC может привести к появлению молекул фуллерена на поверхности частиц. Жао и др. [25] рассмотрели реакцию тримеризации ацетилена на поверхности SiC, которая впоследствии ведет к образованию ПАУ. Авторы отмечают, что в присутствии частиц SiC ПАУ могут формироваться при температуре  $\leq 800$  K, тогда как синтез ПАУ в газофазных реакциях

требует более высокой температуры,  $\geq 900$  K [26], и, следовательно, частицы SiC выступают в роли катализатора образования бензола и ПАУ. Важно, что выход ароматики значительно выше при использовании ацетилена в качестве газа-прекурсора по сравнению с другими газами (этилен, пропан), что указывает на ключевую роль именно тримеризации ацетилена на поверхности SiC. Эта поверхностная реакция является новым альтернативным источником образования ПАУ и углеродных частиц в оболочках звезд АВГ, благодаря которому можно повысить их количество, а также связать их эволюцию с частицами SiC. Стоит отметить, что реакция тримеризации ацетилена на SiC является одной из множества каталитических реакций, которые могут играть роль в астрохимии (см. [27]). Наравне с SiC каталитический эффект могут оказывать сами ПАУ или другие углеродные частицы (автокатализ) [28], но в рамках данной работы будет рассматриваться только одна реакция. Также отметим, что сама реакция тримеризации может протекать без каталитической поверхности и при низких температурах, например, в ацетиленовом льде, что может вносить дополнительный вклад в общий бюджет ПАУ в МЗС и/или на планетах [29].

В данной работе реакция тримеризации молекул ацетилена на поверхности частиц SiC, рассмотренная экспериментально в работе [25], внедрена в численную астрохимическую модель. В работе ставятся следующие цели: 1) получение количественной оценки вклада реакции тримеризации ацетилена на поверхности частиц SiC в содержание бензола; 2) оценка роли этой реакции для ароматических молекул в оболочках звезд АВГ.

## 2. АСТРОХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для достижения цели работы проводится астрохимическое моделирование оболочки углеродной звезды АВГ. Ниже описаны основные положения модели.

### 2.1. Физические условия в оболочках звезд АВГ

Уравнения химической кинетики оболочек звезд АВГ должны быть неразрывно связаны с уравнениями движения газа и пыли и теплового баланса среды, однако такие согласованные расчеты ресурсоемки. Поэтому в данной работе не проводятся собственные расчеты динамики оболочек, вместо этого берутся результаты расчетов, представленные в литературе. Конкретно, была выбрана модель, предложенная в работах Шершненф и др. [30, 4]. Согласно этой модели отходящая от звезды оболочка

подвергается периодическим ударным волнам, вызванным тепловыми пульсациями звезды. Благодаря тому, что плотность оболочки в результате прохождения ударной волны увеличивается, удается значительно повысить количество пыли, сформировавшейся в оболочке, и достичь наблюдаемых значений [31, 32]. Охлаждение слоя оболочки, подверженного ударной волне, происходит в два этапа: за счет диссоциации молекул  $H_2$  и адиабатического расширения. На первом этапе условия в слое становятся слишком «жесткими» (температура газа  $T_{\text{gas}}$  достигает 15–20 тыс. К), и большая часть молекул, включая стабильную молекулу CO, разрушается. Это приводит к высвобождению атомарного углерода и кислорода, которые могут участвовать в ряде химических реакций, к примеру, в реакции образования молекул воды [33]. Эти химические реакции могут протекать на втором этапе охлаждения слоя (адиабатическое расширение), когда условия становятся более «мягкими» ( $T_{\text{gas}} \sim 1000$  К). Шершненф подчеркивает, что химия, протекающая на первом этапе, не так важна для конечного результата, так как формирование молекул происходит именно на втором этапе [4]. Из работ [30, 4] для проведения астрохимического моделирования берутся значения температуры, плотности и скорости газа на нескольких расстояниях от звезды (см. [4, табл. 2]), а также профили их изменений в зависимости от расстояния  $R$  в пределах длины диссоциации  $H_2$  ( $l_{\text{diss}}$ ) и фазы пульсации ( $p = t/P$ , где  $P$  — с период пульсации).

## 2.2. Сетка химических реакций

Для расчета химического состава оболочки используется сетка химических реакций из работы [4], представленная в открытом доступе. Сетка содержит 92 компонента и 377 реакций. Начальное содержание элементов взято из работы [34] для Солнца за исключением углерода, содержание которого относительно кислорода (C/O) принимается равным 1.4, что близко к оценке содержания в звезде IRC+10216 [4]. Основным каналом образования интересующей нас молекулы бензола ( $C_6H_6$ ) в принятой сетке является рекомбинация радикала пропаргила  $C_3H_3$ :



Помимо этого канала,  $C_6H_6$  может сформироваться в результате гидрогенизации фенила ( $C_6H_5$ ), который в свою очередь образуется в реакции ассоциации между  $C_4H_3$  и  $C_2H_2$  [3]. Искомая сетка не включает последнюю реакцию, поэтому эта реакция была добавлена в сетку с кинетическими параметрами из работы [3].

## 2.3. Нуклеация частиц SiC

В начальный момент времени состав среды исключительно газовый, но со временем в ней появляется пыль. В данной работе предполагается вариант, что первыми, то есть на наиболее близких расстояниях к звезде, формируются частицы SiC, так как делается акцент только на эффект реакции тримеризации на поверхности SiC. В случае обратной последовательности или одновременной конденсации эта реакция также имеет место быть, но моделирование требует другого подхода. Рост частиц SiC происходит за счет акреции молекул SiC, т.е. рассмотрен случай гомогенной нуклеации. Процесс зародышебразования не рассматривается и делаются следующие упрощения.

- Начальная концентрация зародышей пылинок принимается равной характерной концентрации частиц SiC в оболочках звезд АВГ и не меняется со временем, меняется только размер пыли. Суммарная масса пыли в оболочке составляет около  $1.5 \times 10^{-3}$  от массы газа, частицы SiC составляют 3–10% от нее [35, 36]. Концентрация частиц SiC ( $n_{\text{dust}}$ ) составляет около  $10^{-13} - 10^{-12}$  относительно водорода [37]. Мы принимаем  $n_{\text{dust}}/n_H = 10^{-12}$ .

- Отсутствует распределение пыли по размеру, то есть все зародыши растут аналогичным образом. В действительности, пылинки имеют распределение по размеру. Согласно работе [35] в оболочках звезд АВГ присутствуют частицы SiC с размерами от 1.5 нм до 26 мкм, но большинство из них попадают в интервал от 0.1 до 1 мкм [15].

- Дрейф пыли отсутствует. Для мелких частиц ( $\sim 10$  нм) это предположение корректно, но у крупных пылинок (0.1 мкм и более) скорость дрейфа может быть значительной, и они начинают двигаться быстрее газа [37]. Однако учет дрейфа крупной пыли, вероятно, не окажет сильного влияния на оценки, сделанные в данной работе.

Расчет роста пылинок производится аналогично работе [38] и другим, связанным с ней, работам. Изменение радиуса пылинки  $a$  со временем описывается уравнением:

$$\frac{da}{dt} = \frac{V_{\text{SiC}} v_g \alpha_{\text{SiC}} p_{\text{SiC}}}{\sqrt{2\pi m_{\text{SiC}} k_B T_{\text{gas}}}} \left( 1 - \frac{1}{S} \sqrt{\frac{T_{\text{gas}}}{T_{\text{dust}}}} \right), \quad (2)$$

где  $V_{\text{SiC}}$  — элементарный объем, занимаемый одной молекулой SiC,  $v_g$  — число компонентов, входящих в химическую формулу материала образующейся пылинки (принимается равным 1),  $\alpha_{\text{SiC}}$  — коэффициент прилипания ( $\alpha_{\text{SiC}} = 1$  согласно [38]),  $p_{\text{SiC}}$  — парциальное давление молекул SiC,  $k_B$  — постоянная Больмана,  $S$  — параметр перенасыщения газа,  $T_{\text{dust}}$  —

температура пыли. Параметр  $S$  определяется как отношение парциального давления молекул SiC в текущих условиях к давлению в состоянии термодинамического равновесия ( $p_{\text{SiC}}^0$ ). Величину  $p_{\text{SiC}}^0$  можно найти через значение изменения свободной энергии Гиббса при конденсации  $\Delta G_{\text{SiC}}$  [37]:

$$p_{\text{SiC}}^0 = e^{\Delta G_{\text{SiC}} / RT_{\text{dust}}}, \quad (3)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная. Величина  $\Delta G_{\text{SiC}}$  рассчитывается с помощью аппроксимационного выражения, предложенного в работе [39]. Температура пыли вычисляется из уравнения теплового баланса, в котором нагрев происходит дилитированным полем излучения от звезды с эффективной температурой 2300 К (звезда IRC+10216), а охлаждение — за счет теплового излучения пыли:

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty C_{\text{abs}}(v, a) J_*(v, R) dv = \\ & = \int_0^\infty C_{\text{abs}}(v, a) B(v, T_{\text{dust}}) dv, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $C_{\text{abs}}(v, a)$  — сечение поглощения пылинки с радиусом  $a$  на частоте  $v$ ,  $J_*$  — интенсивность излучения от звезды на частоте  $v$  и расстоянии  $R$ ,  $B(v, T_{\text{dust}})$  — функция Планка. Сечение поглощения для SiC взяты из работы [40].

#### 2.4. Система кинетических уравнений

Для описания эволюции химического состава среды решается стандартная система кинетических уравнений относительно концентраций атомов и молекул при заданных концентрации и температуре газа ( $n_{\text{gas}}$ ,  $T_{\text{gas}}$ ). Уравнение для концентрации  $i$ -го компонента ( $n_i$ ) (относительно водорода) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} = & \sum_j k_j n_j + \sum_{l,m} k_{lm} n_l n_m n_{\text{gas}} + \\ & + \sum_{o,p,t} k_{opt} n_o n_p n_t n_{\text{gas}}^2 - \\ & - n_i \left[ \sum_s k_s + \sum_q k_{iq} n_q n_{\text{gas}} + \right. \\ & \left. + \sum_{v,w} k_{ivw} n_v n_w n_{\text{gas}}^2 \right] + \\ & + k_i^{\text{des}} n_i^s - k_i^{\text{acc}} n_i - k_i^{\text{nucl}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $k_j$  и  $k_s$ ,  $k_{lm}$  и  $k_{iq}$ ,  $k_{opt}$  и  $k_{ivw}$  — константы скоростей мономолекулярных, бимолекулярных и термолеку-

лярных реакций соответственно,  $k_i^{\text{des}}$  и  $k_i^{\text{acc}}$  — темпы десорбции и акреции,  $k_i^{\text{nucl}}$  — темп нуклеации (в текущей версии модели только SiC). Уравнение для концентрации  $i$ -го компонента на поверхности ( $n_i^s$ ) имеет вид:

$$\frac{dn_i^s}{dt} = k_i^{\text{acc}} n_i - k_i^{\text{des}} n_i^s + k_{ij}^{\text{sr}} n_i^s n_j, \quad (6)$$

где  $k_{ij}^{\text{sr}}$  — константа скорости реакций, протекающих на поверхности. К системе из уравнений (5) и (6) добавляется уравнение (2) для роста пылинки.

Темп нуклеации вычисляется по формуле:

$$k_i^{\text{nucl}} = 4\pi a^2 \frac{n_{\text{dust}}}{n_{\text{H}}} \frac{1}{V_{\text{SiC}}} \frac{da}{dt}. \quad (7)$$

В данное выражение уже входит концентрация SiC через множитель  $da/dt$ , поэтому в уравнении (5) этот темп не домножается на  $n_i$ .

В уравнениях (5), (6) и (2) концентрации и радиус пыли зависят от времени, и это соответствует второй фазе остывания, тогда как для первой фазы изменение концентраций и радиуса вычисляется в зависимости от расстояния. Поэтому в левой части уравнений (5), (6) и (2) будут  $dn_i/dR$ ,  $dn_i^s/dR$  и  $dn_i/dR$  соответственно, а правые части уравнений будут домножены на фактор  $1/v_{\text{gas}}$ , где  $v_{\text{gas}}$  — скорость газа. Система уравнений является жесткой и решается с помощью неявных методов, реализованных в библиотеке DVODE на языке FORTRAN.

#### 2.5. Поверхностные реакции

В рамках данной работы в сетку газовых реакций были добавлены поверхностные реакции, включая реакции акреции, десорбции и реакции по механизму Элей-Райдела. Темп акреции вычисляется по формуле:

$$k_i^{\text{acc}} = 4\pi a^2 v_i^{\text{th}} \alpha_i n_{\text{dust}} f, \quad (8)$$

где  $v_i^{\text{th}}$  — скорость теплового движения  $i$ -го компонента,  $\alpha_i$  — коэффициент прилипания  $i$ -го компонента к поверхности,  $f$  — доля свободных активных центров на поверхности пылинки. Единственной аккрецирующей молекулой в нашей модели является  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Множитель  $f$  введен для того, чтобы на пылинке мог быть только один слой молекул ацетилена. Если все активные центры заняты, то последующая акреция ацетилена ведет к его присоединению к молекулам ацетилена на поверхности ( $s\text{C}_2\text{H}_2$ , префикс « $s$ » обозначает, что молекула находится на поверхности) и образованию  $s\text{C}_4\text{H}_4$  или  $s\text{C}_6\text{H}_6$ , что рассмотрено ниже. Множитель  $f$  вычисляется исходя из текущих концентраций молекул

$s\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $s\text{C}_4\text{H}_4$ ,  $s\text{C}_6\text{H}_6$  и полного количества активных центров на одной пылинке  $n_{\text{sites}}$ :

$$f = 1 - \frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{dust}} n_{\text{sites}}} \times \left( n_{s\text{C}_2\text{H}_2}^s + n_{s\text{C}_4\text{H}_4}^s + n_{s\text{C}_6\text{H}_6}^s \right). \quad (9)$$

На множитель  $f$  накладывается ограничение:  $f$  зануляется, если оказывается отрицательным. Величина  $n_{\text{sites}}$  вычисляется как  $4\pi a^2 \rho_{\text{sites}}$ , где  $\rho_{\text{sites}}$  — поверхностная плотность активных центров, значение которой принимается равным  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ .

Темпы десорбции вычисляются согласно работе [41]:

$$k_i^{\text{des}} = v_0 \exp\left(-\frac{E_d^i}{k_B T_{\text{dust}}}\right), \quad (10)$$

где  $v_0$  — характерная частота реакции десорбции, вычисляемая согласно [41, ур-е (3)],  $E_d^i$  — энергия десорбции  $i$ -го компонента.

В данной работе рассматриваются две поверхностные реакции по типу Элей—Райдела:  $s\text{C}_2\text{H}_2 + \text{C}_2\text{H}_2 \rightarrow s\text{C}_4\text{H}_4$  и  $s\text{C}_4\text{H}_4 + \text{C}_2\text{H}_2 \rightarrow s\text{C}_6\text{H}_6$ , которые являются промежуточными реакциями тримеризации ацетилена. На рис. 1 схематически изображен процесс акреции молекул  $\text{C}_2\text{H}_2$  и последующие за этим реакции, ведущие к образованию бензола. На рисунке молекула  $\text{C}_2\text{H}_2$  соединяется с атомом углерода, имеющим оборванные связи на поверхности, но это также может быть и атом кремния.

Выражение для константы скорости поверхностных реакций выглядит аналогично темпу акреции (ур-е (8)):

$$k_{ij}^{\text{sr}} = 4\pi a^2 v_i^{\text{th}} \alpha_i n_{\text{dust}} f^*, \quad (11)$$

где множитель  $f^*$  вычисляется как

$$f^* = \frac{n_{\text{H}} n_i^s}{n_{\text{dust}} n_{\text{sites}}} \quad (12)$$

и обозначает долю активных центров на одной пылинке, занятых либо  $s\text{C}_2\text{H}_2$  либо  $s\text{C}_4\text{H}_4$ .

Кинетика рассматриваемых поверхностных реакций не оценена, поэтому делается несколько пред-

положений: 1) реакции протекают независимо от продолжительности времени между событиями присоединения молекул ацетилена; 2) коэффициент прилипания молекул ацетилена к поверхности ( $\alpha_{\text{C}_2\text{H}_2}$ ) принимается равным 1; 3) энергия десорбции  $E_d$  для  $s\text{C}_2\text{H}_2$  и  $s\text{C}_4\text{H}_4$  принимается равной 4.5 эВ, а  $E_d$  для  $s\text{C}_6\text{H}_6$  является параметром модели и варьируется от 1 до 4.5 эВ. Последние два значения отражают предельные случаи:  $E_d = 4.5$  эВ соответствует энергии ароматической связи C—C в молекулах ПАУ [5],  $E_d = 1$  эВ соответствует энергии десорбции бензола с пылинки при наличии только физической связи между ними (округленное значение энергии, принятой в сетке реакций модели MONACO [42]). Эти два значения  $E_d$  являются граничными, поэтому оценки выхода бензола с поверхности в газ после реакции тримеризации ацетилена, сделанные в данной работе, представляют максимальное и минимальное значения. Дополнительно стоит отметить, что в рамках текущей работы не рассматривается образование ароматических молекул крупнее бензола ни в газе, ни на поверхности.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Было проведено моделирование химической эволюции в условиях оболочки звезды АВГ, параметры которой соответствуют звезде IRC+10216. Расчеты были сделаны для семи точек на разных расстояниях от звезды, для которых имеются данные о физических условиях из работы [4]. Было получено, что частицы SiC вырастают до размера  $6 \times 10^{-6} \text{ см}$  уже во время ранних стадий ( $p = 0.2$ ) адиабатического остывания на ближайшем из рассматриваемых расстояний от звезды ( $R = 1.2 R_\odot$ ). Далее этот размер практически не меняется, так как концентрация SiC в газе становится слишком низкой. Таким образом, в оболочке звезды практически всегда присутствует поверхность частиц SiC для протекания реакций на ней.

На рис. 2 представлены результаты вычислений содержания бензола и ацетилена с помощью астро-

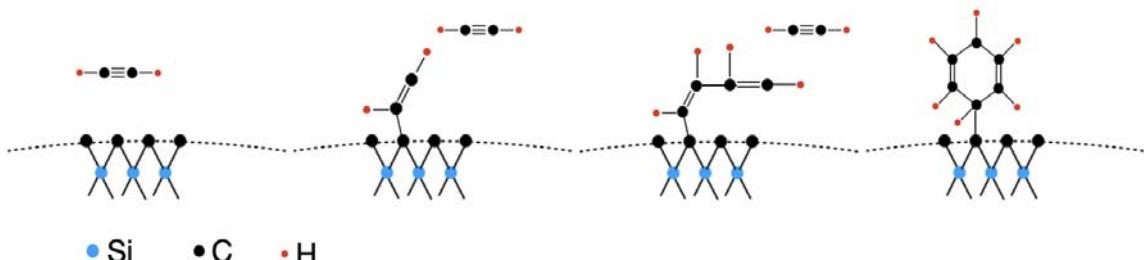
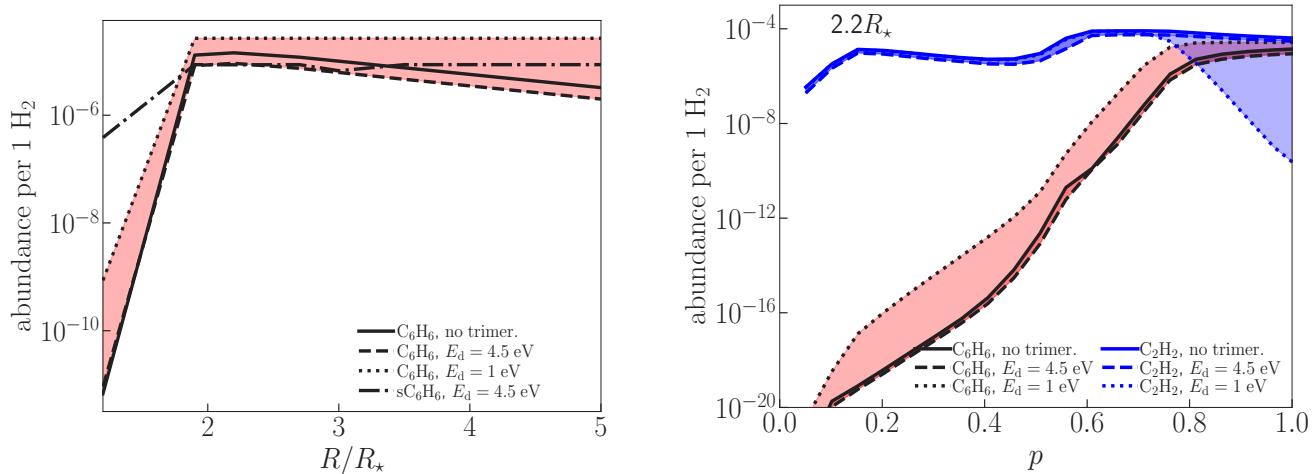


Рис. 1. Схематическое изображение процесса последовательной акреции молекул  $\text{C}_2\text{H}_2$  на поверхность SiC и тримеризации с образованием бензола.



**Рис. 2.** Содержание молекул в зависимости от расстояния от звезды (слева) и на расстоянии  $2.2 R_*$  в зависимости от фазы адиабатического остывания (справа). Сплошными линиями изображены результаты расчетов содержания молекул в газе с помощью модели без поверхностных реакций, штриховыми и пунктирными линиями — моделями с поверхностными реакциями, в которых энергия десорбции бензола с поверхности  $E_d$  принималась равной 4.5 и 1 эВ соответственно. Штрих-пунктирной линией (слева) обозначено содержание бензола на поверхности частиц SiC для модели с  $E_d = 4.5$  эВ.

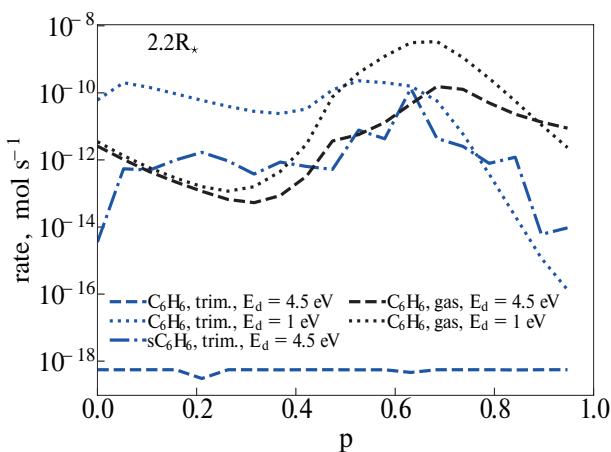
химической модели без учета поверхностных реакций и с их учетом с граничными значениями энергий десорбции бензола, равными 4.5 и 1 эВ. Интервалы значений между содержаниями молекул в моделях с граничными значениями  $E_d$  заполнены цветом. По рис. 2 (слева) видно, что пик образования бензола для всех моделей лежит на расстоянии  $\approx 2 R_*$ . Это немного отличается от результатов работы [4], в которой этот пик находится на  $\approx 2 R_*$ . Вероятно, это смещение связано с включением дополнительного пути образования бензола в газовой фазе по сравнению с моделью [4]. В модели с тримеризацией ацетилена и с  $E_d = 4.5$  эВ содержание  $C_6H_6$  в газе снижается на  $\approx 10\%$ . Этот результат отражает то, что молекулы  $C_2H_2$  оседают на поверхности, участвуют в реакции образования  $sC_4H_4$  и  $sC_6H_6$ , но конечный продукт этих реакций,  $sC_6H_6$ , десорбирует с поверхности неэффективно. В то же время осевшие молекулы  $C_2H_2$  не участвуют в газовых реакциях образования бензола, из-за чего содержание бензола в газе снижается. Следовательно, при значении энергии десорбции бензола  $E_d = 4.5$  эВ учет поверхностных реакций ведет к уменьшению бензола в газе, так как эти молекулы находятся на поверхности. Содержание  $C_6H_6$  на поверхности, как видно по рис. 2 (слева), сравнимо с содержанием  $C_6H_6$  в газе в области пика  $C_6H_6$  и превышает его на других расстояниях. На наиболее близких к звезде расстояниях на поверхности может находиться на 4 порядка больше молекул бензола, чем в газе, а на наиболее отдаленных расстояниях —

на один порядок больше. В модели с  $E_d = 1$  эВ молекулы бензола, напротив, легко покидают поверхность пылинки. В этом случае содержание бензола в газе на  $R = 2 R_*$  становится примерно в два раза выше по сравнению с содержаниями, предсказанными с помощью модели без поверхностных реакций, и на порядок выше на  $R = 5 R_*$ .

На рис. 2 (справа) показано, как меняется содержание  $C_2H_2$  и  $C_6H_6$  в газе в течение одного периода пульсации на  $R = 2.2 R_*$ . Видно, что содержание бензола достигает максимального значения во второй половине фазы адиабатического остывания, таким образом, именно в этот промежуток времени процессы образования бензола и, как следствие, ароматических молекул и пыли, протекают наиболее эффективно. Содержание  $C_2H_2$  растет по мере увеличения фазы пульсации, и до  $p \approx 0.75$  все модели согласуются между собой. Однако на более поздних фазах содержание  $C_2H_2$  уменьшается на несколько порядков для модели с  $E_d = 1$  эВ. В это время  $C_2H_2$  эффективно оседает на поверхности и участвует в реакциях образования  $sC_4H_4$  и  $sC_6H_6$ . Тогда как в модели с  $E_d = 4.5$  эВ активные центры освобождаются медленно, и налетающие молекулы  $C_2H_2$  не могут осесть на поверхность (в рамках нашей модели), в модели с  $E_d = 1$  эВ эффективная десорбция  $sC_6H_6$  способствует освобождению активных центров и дальнейшему оседанию  $C_2H_2$ . Таким образом, содержание  $C_2H_2$  в газе существенно сни-

жается, так как он непрерывно аккумулирует на поверхность пылинки.

На рис. 3 представлены сравнения темпов образования бензола в течение периода пульсации для моделей, рассмотренных выше. Картина соответствует расстоянию от звезды, где образуется наибольшее количество молекул бензола ( $R = 2.2 R_\star$ ). Темпы газовых реакций относительно согласуются между собой, различаясь не более, чем на два порядка: в течение первой половины пульсации темпы уменьшаются, но затем начинают расти, достигая максимума на  $p \approx 0.75$ . Различие в темпах газовых реакций с разными  $E_d$  отражает долю осаждения ацетилена, в том числе в составе бензола, на поверхности пыли. Темпы газовых реакций, ведущих к образованию бензола, на фазах  $p > 0.5$  становятся выше темпов поверхностных реакций для модели с  $E_d = 1$  эВ. В этих условиях газовые реакции достигают максимальных темпов, что также видно по результатам, представленным в работе [4]. В это время ацетилен расходуется как на газовые реакции, так и оседает на поверхности. Однако аккумуляция ацетилена и десорбция бензола с поверхности протекают уже не так эффективно, как в начале периода пульсации вследствие более низких температур газа и пыли. Темпы образования бензола в модели с  $E_d = 4.5$  эВ в течение всего периода пульсации значительно ниже, чем в газе, так как бензол остается на поверхности из-за высокой энергии десорбции. Темп образования бензола на поверхности сравним с темпом образования в газовых реакциях в модели с  $E_d = 4.5$  эВ.



**Рис. 3.** Темпы образования бензола в газе в зависимости от фазы адиабатического остывания на расстоянии  $2.2 R_\star$ . Черным цветом обозначены темпы образования за счет протекания газовых реакций, синим — за счет тримеризации на поверхности пылинок. Стиль линий соответствуют тем же моделям, что и на рис. 2.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

С помощью проведенных астрохимических расчетов были получены оценки эффективности протекания реакции тримеризации ацетилена на поверхности частиц SiC в оболочке звезд АВГ. Кинетика реакции тримеризации на данный момент не определена, поэтому были сделаны предположения о параметрах реакции, с помощью которых возможно получить предельные оценки вклада этой реакции в содержание бензола в газе и на поверхности. Критическим параметром для оценки эффективности реакции является энергия десорбции бензола. Было рассмотрено два значения:  $E_d = 4.5$  и 1 эВ. В обоих случаях реакция тримеризации протекает эффективно, и ее учет ведет к увеличению содержания бензола. Это означает, что тримеризация ацетилена на SiC может оказывать существенное влияние на эволюцию углеродных частиц в оболочках звезд АВГ и далее в планетарных туманностях. Совокупность пониженного содержания SiC и последовательности конденсации SiC+C или C-SiC в низкометаллических звездах может приводить к тому, что в них вклад от поверхностных реакций на SiC в содержание бензола и ПАУ понижен по сравнению со звездами солнечной металличности и выше.

В случае, когда  $E_d = 4.5$  эВ, большинство сформировавшихся молекул бензола остается на поверхности. Это может привести к 1) образованию более сложных ароматических молекул на поверхности и 2) росту пыли. Десорбция образовавшихся ПАУ может происходить позже, на стадии планетарных туманностей или в МЗС, когда пылинки будут подвержены разрушающим факторам, таким как ультрафиолетовое поле или ударные волны. Так же может протекать механизм гидрогенизации поверхности с последующей десорбцией ПАУ, описанный в работе [23].

В случае, когда  $E_d = 1$  эВ, практически весь бензол десорбирует с поверхности, и следовательно, рост ПАУ будет происходить в газовой фазе. Этот случай интересен для рассмотрения, так как результаты этой модели можно сравнить с результатами модели только с газофазными реакциями и оценить эффективность образования бензола разными механизмами. Такое сравнение показало, что бензол на поверхности может образовываться достаточно эффективно, то есть с большими темпами, чем в газовых реакциях. Однако, вместе с этим содержание ацетилена в газе значительно снижается, что видно по рис. 2 (справа). Такая ситуация противоречит наблюдениям, согласно которым содержание ацетилена действительно может снизиться во внутренней оболочке, но оно

варьируется в пределах от  $\approx 8 \times 10^{-6}$  (по отношению к  $\text{H}_2$ ) во внутренней оболочке до  $\approx 8 \times 10^{-5}$  во внешней [43], то есть не настолько сильно, как предсказывает модель с  $E_d = 1$  эВ (до  $10^{-9}$ ).

Согласно результатам эксперимента по формированию бензола и ПАУ на поверхности  $\text{SiC}$ , проведенного в работе [25], бензол и ПАУ наблюдаются как в газе, так и на поверхности. Модель с  $E_d = 4.5$  эВ дает слишком низкие выходы бензола с поверхности, и значит не соответствует результатам эксперимента. Таким образом, оценки содержания бензола в газе как в модели с  $E_d = 4.5$  эВ, так и в модели с 1 эВ, противоречат либо наблюдениям, либо эксперименту. Для соответствия наблюдениям и эксперименту значение  $E_d$  должно принимать значение между 1 и 4.5 эВ, тогда содержание бензола в газе будет находиться внутри интервала между содержаниями, предсказанными нашими моделями (внутри заполненных цветом областей на рис. 2). Модельное содержание бензола на поверхности, показанное на рис. 2, является верхней оценкой. Эта оценка превышает газофазное содержание бензола в модели без поверхностных реакций на величину до четырех порядков, следовательно, рост ПАУ на поверхности может протекать эффективно и конкурировать с их образованием в газе.

В данной работе был рассмотрен только один параметр модели, а именно энергия десорбции бензола, но параметров значительно больше. Среди них важную роль могут играть: коэффициент прилипания ацетилена к поверхности  $\text{SiC}$ , скорости и энергии реакций  $s\text{C}_2\text{H}_2 + \text{C}_2\text{H}_2 \rightarrow s\text{C}_4\text{H}_4$  и  $s\text{C}_4\text{H}_4 + \text{C}_2\text{H}_2 \rightarrow s\text{C}_6\text{H}_6$ , энергии десорбции  $s\text{C}_2\text{H}_2$  и  $s\text{C}_4\text{H}_4$ . Чтобы рассмотреть, какое влияние на содержание бензола в оболочках звезд АВГ оказывают эти параметры, необходимы их экспериментальные или теоретические оценки. Так, к примеру, в проведенных расчетах коэффициент прилипания ацетилена ( $\alpha_{\text{C}_2\text{H}_2}$ ) к  $\text{SiC}$  принимался равным единице, но, в действительности, этот параметр может быть значительно ниже. Экспериментально показано, что хемисорбция ацетилена на поверхность чистого кремния протекает очень эффективно с  $\alpha_{\text{C}_2\text{H}_2} \approx 1$ , при этом только около 5% молекул десорбируют обратно [44]. Однако теоретические расчеты показывают, что взаимная ориентация подлетающего ацетилена и поверхности влияет на значение  $\alpha_{\text{C}_2\text{H}_2}$  [45], а также на то, будет ли сформирована одна связь Si—C или две. Более того, в работах [44, 45] показано, что более стабильным состоянием является состояние с двумя связями Si—C, и это состояние будет достигаться со временем, даже если изначально сформировалось со-

стояние с одной связью. В то же время, для тримеризации  $\text{C}_2\text{H}_2$  важным условием является то, что между  $\text{C}_2\text{H}_2$  и  $\text{SiC}$  формируется только одна связь, чтобы могло протекать последующее присоединение  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Чтобы оценить, какие связи и с какой вероятностью формируются между  $\text{C}_2\text{H}_2$  и поверхностью  $\text{SiC}$ , необходимо детально рассмотреть их взаимодействие аналогично тому, как это сделано для чистого кремния в работах [44, 45].

## 5. ВЫВОДЫ

В данной работе рассмотрена реакция тримеризации ацетилена на поверхности  $\text{SiC}$  и ее роль в образовании молекул бензола в оболочке звезд АВГ. Реакция внедрена в астрохимическую модель, в которую включены основные газофазные реакции между углеводородными молекулами. Модель дополнена процессом нуклеации частиц карбида кремния, таким образом, образование «подложки» для поверхностных реакций и поверхностные реакции протекают одновременно. По результатам численного моделирования можно сделать следующие выводы:

- В рамках реализованного подхода гомогенной нуклеации, когда на зародыши из  $\text{SiC}$  аккумулируют молекулы  $\text{SiC}$ , частицы  $\text{SiC}$  вырастают до размера  $\approx 6 \times 10^{-6}$  см на расстояниях близких к звезде ( $\sim 1.2 R_\star$ ).

- Реакция тримеризации ацетилена на поверхности  $\text{SiC}$  может протекать во внутренних частях оболочек звезд АВГ эффективно. Учет этой реакции в астрохимическом моделировании при определенных условиях увеличивает содержание бензола более, чем на порядок, по сравнению со значением, получаемым в газофазных реакциях.

- Реакция тримеризации вносит наибольший вклад в образование бензола в первой половине периода пульсации при наибольших температурах газа, но уступает по темпам образования бензола газовым реакциям во второй половине периода.

- Результат моделирования содержания бензола в газе и на поверхности зависит от его энергии десорбции. Рассмотрено два предельных случая, когда  $E_d = 4.5$  и 1 эВ. В случае с  $E_d = 4.5$  эВ молекула бензола будет оставаться на поверхности, что может оказать влияние на рост углеродной пыли или на образование более крупных ароматических молекул на поверхности, но газофазное содержание бензола при этом понижается на  $\sim 10\%$ . В случае с  $E_d = 1$  эВ содержание бензола в газе увеличивается на величину около одного порядка, однако одновременно с этим содержание ацетилена становится слишком

низким, что не подтверждается наблюдениями. Сделан вывод, что содержание бензола с учетом тримеризации ацетилена должно находиться между этими двумя предельными случаями. Для получения более точных оценок требуются кинетические параметры реакции тримеризации.

В данной работе показано, что неисследованный ранее вопрос о поверхностных реакциях в оболочках звезд АВГ заслуживает внимания. Поэтому в дальнейшем реакция тримеризации ацетилена на SiC, а также другие поверхностные реакции, планируется исследовать на экспериментальной установке и с помощью методов вычислительной квантовой химии.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-22-20104) и г. Москвы.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит Е.О. Пенцака и В.П. Ананикова (Институт органической химии им. Н.Д. Зелинского) за поддержку, заинтересованность к задаче и обсуждение перспектив ее развития, а также Д.З. Вибе и Ю.А. Фадеева (Институт астрономии РАН) за консультации по вопросам, затронутым в статье.

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *A.G.G.M. Tielens*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 46, 289 (2008).
2. *H. Dhanoa and J.M.C. Rawlings*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 440(2), 1786 (2014).
3. *M. Frenklach and E.D. Feigelson*, Astrophys. J. 341, 372 (1989).
4. *I. Cherchneff*, Astron. and Astrophys. 545, id. A12 (2012).
5. *E.R. Micelotta, A.P. Jones, and A.G.G.M. Tielens*, Astron. and Astrophys. 510, id. A36 (2010).
6. *E.R. Micelotta, A.P. Jones, and A.G.G.M. Tielens*, Astron. and Astrophys. 510, id. A37 (2010).
7. *D.S.N. Parker, F. Zhang, Y.S. Kim, R.I. Kaiser, A. Lander, V.V. Kislov, A.M. Mebel, and A.G.G.M. Tielens*, Proc. Nat. Acad. Sci. 109(1), 53 (2012).
8. *H. Hirashita*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 407(1), L49 (2010).
9. *A.P. Jones, M. Köhler, N. Ysard, M. Bocchio, and L. Versraete*, Astron. and Astrophys. 602, id. A46 (2017).
10. *G.C. Sloan, K.E. Kraemer, M. Matsuura, P.R. Wood, S.D. Price, and M.P. Egan*, Astrophys. J. 645(2), 1118 (2006).
11. *M.A.T. Groenewegen, P.R. Wood, G.C. Sloan, J.A. D.L. Blommaert, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 376(1), 313 (2007).
12. *A.B. Men'shchikov, Y. Balega, T. Blöcker, R. Osterbart, and G. Weigelt*, Astron. and Astrophys. 368, 497 (2001).
13. *E. Lagadec, A.A. Zijlstra, G.C. Sloan, M. Matsuura, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 376(3), 1270 (2007).
14. *K.M. Hynes, T.K. Croat, and T.J. Bernatowicz*, in 38th Annual Lunar and Planetary Science XXXVIII Conference, held March 12–16, 2007 in League City, Texas; LPI Contribution No. 1338, p. 1693 (2007).
15. *T. Bernatowicz, G. Fraundorf, T. Ming, E. Anders, B. Wopenka, E. Zinner, and P. Fraundorf*, Nature 330(6150), 728 (1987).
16. *G.C. Sloan, E. Lagadec, A.A. Zijlstra, K.E. Kraemer, et al.*, Astrophys. J. 791(1), id. 28 (2014).
17. *J.M. Leisenring, F. Kemper, and G.C. Sloan*, Astrophys. J. 681(2), 1557 (2008).
18. *B.T. Draine, D.A. Dale, G. Bendo, K.D. Gordon, et al.*, Astrophys. J. 663(2), 866 (2007).
19. *M.S. Khramtsova, D.S. Wiebe, P.A. Boley, and Y.N. Pavlyuchenkov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 431(2), 2006 (2013).
20. *K.M. Sandstrom, A.D. Bolatto, C. Bot, B.T. Draine, et al.*, Astrophys. J. 744(1), id. 20 (2012).
21. *D.A. Garca-Hernández*, IAU General Assembly, Meeting 29, id. 2254847 (2015).
22. *M. Otsuka, F. Kemper, J. Cami, E. Peeters, and J. Bernard-Salas*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 437(3), 2577 (2014).
23. *P. Merino, M. Švec, J.I. Martínez, P. Jelinek, et al.*, Nature Comm. 5, id. 3054 (2014).
24. *J.J. Bernal, P. Haenecour, J. Howe, T.J. Zega, S. Amari, and L.M. Ziurys*, Astrophys. J. Letters 883(2), id. L43 (2019).
25. *T.Q. Zhao, Q. Li, B.S. Liu, R.K.E. Gover, P.J. Sarre, and A.S.C. Cheung*, Phys. Chemistry Chemical Physics 18(5), 3489 (2016).
26. *C. Saggesse, N.E. Sánchez, A. Frassoldati, A. Cuoci, T. Faravelli, M.U. Alzueta, and E. Ranzi*, Energy and fuels 28(2), 1489 (2014).
27. *E.O. Pentsak, M.S. Murga, and V.P. Ananikov*, ACS Earth and Space Chemistry 8(5), 798 (2024).
28. *E.G. Gordeev, E.O. Pentsak, and V.P. Ananikov*, J. Amer. Chemical Soc. 142(8), 3784 (2020).
29. *N.F. Kleimeier, Y. Liu, A.M. Turner, L.A. Young, et al.*, Phys. Chemistry Chemical Physics 24(3), 1424 (2022).

30. *K. Willacy and I. Cherchneff*, Astron. and Astrophys. 330, 676 (1998).
31. *G.H. Bowen*, *Astrophys. J.* 329, 299 (1988).
32. *I. Cherchneff*, IAU Symposium 178, 469 (1997).
33. *I. Cherchneff*, Astron. and Astrophys. 526, id. L11 (2011).
34. *M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, and P. Scott*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 47(1), 481 (2009).
35. *A.K. Speck, A.B. Corman, K. Wakeman, C.H. Wheeler, and G. Thompson*, *Astrophys. J.* 691(2), 1202 (2009).
36. *V. Gómez-Llanos, C. Morisset, R. Szczerba, D.A. García-Hernández, and P. García-Lario*, Astron. and Astrophys. 617, id. A85 (2018).
37. *H.P. Gail and E. Sedlmayr*, Physics and Chemistry of Circumstellar Dust Shells (Cambridge, UK.: Cambridge Univ. Press, 2013).
38. *A.S. Ferrarotti and H.P. Gail*, Astron. and Astrophys. 382, 256 (2002).
39. *C.M. Sharp and W.F. Huebner*, *Astrophys. J. Suppl.* 72, 417 (1990).
40. *A. Laor and B.T. Draine*, *Astrophys. J.* 402, 441 (1993).
41. *T.I. Hasegawa, E. Herbst, and C.M. Leung*, *Astrophys. J. Suppl.* 82, 167 (1992).
42. *A.I. Vasyunin and E. Herbst*, *Astrophys. J.* 762(2), id. 86 (2013).
43. *J.P. Fonfría, J. Cernicharo, M.J. Richter, and J.H. Lacy*, *Astrophys. J.* 673(1), 445 (2008).
44. *P.A. Taylor, R.M. Wallace, C.C. Cheng, W.H. Weinberg, M.J. Dresser, W.J. Choyke, and J.T. Jr. Yates*, *J. Amer. Chemical Soc.* 114(17), 6754 (1992).
45. *C.S. Carmer, B. Weiner, and M. Frenklach*, *J. Chemical Physics* 99(2), 1356 (1993).

## ACETYLENE TRIMERIZATION ON THE SILICON CARBIDE SURFACE IN THE ENVELOPES OF AGB STARS: AN ASTROCHEMICAL ESTIMATION

**M. S. Murga**

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

*E-mail:* murga@inasan.ru

This work is devoted to estimating of the contribution of the trimerization reaction of acetylene molecules on the surface of silicon carbide (SiC) particles with the formation of benzene molecules into the benzene abundance in the envelopes of asymptotic giant branch (AGB) stars. The reaction was included into an astrochemical model, using which modeling was carried out under conditions corresponding to the envelope of the AGB star IRC+10216. Based on the modeling results, it is shown that the trimerization reaction of acetylene on the SiC surface can effectively occur under the conditions of the envelopes of AGB stars and have a significant effect on the benzene abundance, and, as a consequence, other aromatic molecules. Accounting for acetylene trimerization can increase the benzene abundance in the gas by an order of magnitude, and at the surface the benzene abundance can be up to four orders of magnitude higher compared to estimates in the gas predicted by a model with only gas-phase reactions. The rate of benzene formation on the SiC surface significantly exceeds the rate of benzene formation in the gas during the early phases of the stellar pulsation. The efficiency of benzene formation in the trimerization reaction depends on currently unknown kinetic parameters of the reaction, in particular, on the desorption energy of the resulting benzene molecule. Determination of reaction parameters will help to perform more accurate quantitative modeling in the future.

*Keywords:* stars, asymptotic giant branch (AGB), post-AGB, silicon carbide (SiC), carbon

## ПОИСК СЛАБЫХ КОМПОНЕНТОВ В ИЗЛУЧЕНИИ ПУЛЬСАРОВ

© 2024 г. Т. В. Смирнова<sup>1</sup>, М. О. Торопов<sup>2</sup>, С. А. Тюльбашев<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева, Астрокосмический центр,  
Пущинская радиоастрономическая обсерватория, Пущино, Московская обл., Россия

<sup>2</sup>LLC TEK Inform, Москва, Россия

E-mail: [serg@prao.ru](mailto:serg@prao.ru)

Поступила в редакцию 23.05.2024 г.

После доработки 02.09.2024 г.

Принята в печать 11.09.2024 г.

Проведен поиск слабых компонентов вне главного импульса (ГИ) в излучении пульсаров на частоте 110 МГц, наблюдавшихся на телескопе БСА ФИАН в Пущинском многолучевом поиске пульсаров (PUMPS). Выборка включала 96 пульсаров, для которых отношение сигнала к шуму в главном импульсе среднего профиля при накоплении за 10 лет было больше 40. Было обнаружено, что PSR J1543+0929 имеет излучение практически весь период. Профиль является трехкомпонентным. Относительные амплитуды боковых слабых компонентов составляют 0.013 и 0.025. Для PSR J2234+2114 был обнаружен предимпульс, отстоящий от ГИ на 53°.

**Ключевые слова:** пульсары, средние профили, протяженное излучение

DOI: 10.31857/S0004629924120059 EDN: ICPVYP

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство пульсаров имеет радиоизлучение в узком конусе, и типичная ширина средних профилей, полученных накоплением нескольких сотен или даже тысяч импульсов, составляет 5–10% от периода пульсара  $P$ . Хотя индивидуальные импульсы имеют разные формы, средний профиль для данного пульсара обычно очень стабилен на данной частоте [1, 2]. Однако существуют пульсары с переключением мод (PSR B0943+10, B1237+25 и другие), когда форма профиля дискретным образом меняется [3]. Наблюдаемая форма импульса существенно зависит от размера и структуры излучающей области, а также от угла между направлением на наблюдателя и центром конуса излучения.

Наблюдаемые формы средних профилей могут быть как однокомпонентными (например, для PSR B1933+16), так и многокомпонентными (PSR B1237+25 имеет 5 компонентов). В очень редких случаях пульсары показывают излучение в течении всего периода. Так пульсар B0826–34 имеет излучение в области 250° (69% периода) на метровых волнах и в течении не менее 70% времени его излучение не видно (нуллинги) [5, 4]. Для пульсара B0950+08 излучение детектируется также практически весь период [6, 7, 8]. Это предполагает, что угол между магнитной осью и осью вращения мал (соосный ротатор) и направление на наблюдателя находится все время внутри области излучения. У ряда пульсаров наблюдаются

импульсы на расстоянии примерно 180° от главного импульса (ГИ). Эти импульсы называют интеримпульсами и они обычно имеют существенно меньшую амплитуду по сравнению с ГИ. Пульсары с интеримпульсами могут быть как соосными, так и ортогональными ротаторами. В случае ортогонального ротатора наблюдатель может видеть излучение с обоих магнитных полюсов. Для того, чтобы различить случаи соосного или ортогонального ротаторов могут быть использованы поляризационные измерения [9].

Целью настоящей работы является поиск слабых компонентов в радиоизлучении пульсаров вне главного импульса по выборке пульсаров, наблюдаемых в Пущинском многолучевом поиске (PUMPS) [10].

### 2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Мониторинговые наблюдения проводятся на Большой Синфазной Антенне (БСАЗ) Физического института им. П. Н. Лебедева (ФИАН) по программе поиска пульсаров и транзиентов начиная с августа 2014 г. Мы использовали эти данные в нашей работе. Антenna принимает линейно-поляризованное излучение. Центральная частота наблюдений 110.3 МГц, полоса приема 2.5 МГц. 128 лучей антенны выстроены в плоскости меридиана и покрывают склонения от −9° до +55° с перекрытием лучей по уровню 0.4. Время прохождения через меридиан по половинной мощности (сессия наблюдений) составляет около 3.5 мин. В настоящей работе был использован 32-ка-

нальный приемник с шириной канала в 78 кГц. Время опроса точки 12.5 мс. Для калибровки сигнала в частотных каналах использовалась калибровочная ступенька с известной температурой (сигнал от генератора шума), которая записывалась 6 раз/день. По калибровочным ступенькам при дальнейшей обработке выравнивалось усиление сигнала в разных сеансах и во всех частотных каналах [11]. За 10 лет круглосуточного мониторинга для каждого пульсара накоплено около 3000 наблюдательных сессий.

Данные регистрировались на диск часовыми порциями во всех частотных каналах. Из часовой записи выбиралась часть, соответствующая времени прохождения данного пульсара через диаграмму антенных по уровню половинной мощности. Первичная обработка данных включала: калибровку сигнала по калибровочной ступеньке таким образом, чтобы усиление во всех каналах было одинаковым, вычитание базовой линии, компенсация меры дисперсии ( $DM$ ), запись всех импульсов во всех каналах на диск.

Средний профиль для каждого сеанса получался после компенсации  $DM$  сложением всех записей импульсов с заданным периодом  $P$ . Если отношение сигнала к шуму ( $S/N$ ) в главном импульсе было меньше 8, сессия отбрасывалась. Для оставшихся сессий в каждом среднем профиле проводился циклический сдвиг таким образом, чтобы главный импульс был в первой четверти периода. Таким образом, фаза ГИ во всех сеансах была одной и той же, поэтому можно было складывать средние профили за каждый сеанс,

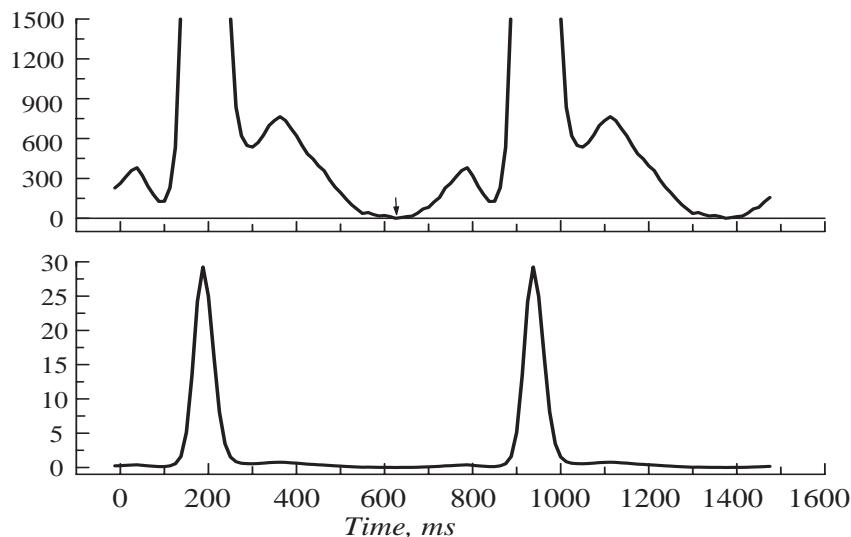
чтобы получить средний профиль за все отобранные сеансы данного года. Делалась оценка среднеквадратичного шума вне импульса  $\sigma_n$ . Кроме того, формировались файлы с записями импульсов каждого сеанса и среднего профиля за данный сеанс. Затем профили всех сеансов за каждый год суммировались и мы получали средние профили по годам, а также суммарный средний профиль за все годы. Для анализа данных использовалась выборка из 96 пульсаров, для которых отношение  $S/N$  в главном импульсе среднего профиля при накоплении за 10 лет (2014–2023) было больше 40. В работе [12, табл.1] приведены названия этих пульсаров, период и мера дисперсии.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

Анализ профилей 96 пульсаров, полученных за 10 лет наблюдений, позволил обнаружить 12 пульсаров с интеримпульсами, причем у 9 пульсаров интеримпульсы обнаружены впервые [12]. У 82 пульсаров новых деталей (особенностей) в суммированных средних профилях не найдено. У двух пульсаров (J1543+0929 и J2234+2114) наблюдались необычные детали в профилях, и мы анализируем их в данной работе.

#### 3.1. J1543+0929

У пульсара J1543+0929 (B1541+09) обнаружено излучение практически в течение всего периода. На рис. 1 показан суммарный средний профиль J1543+0929 за все годы наблюдения с двойным периодом. Видно, что лишь в небольшой части

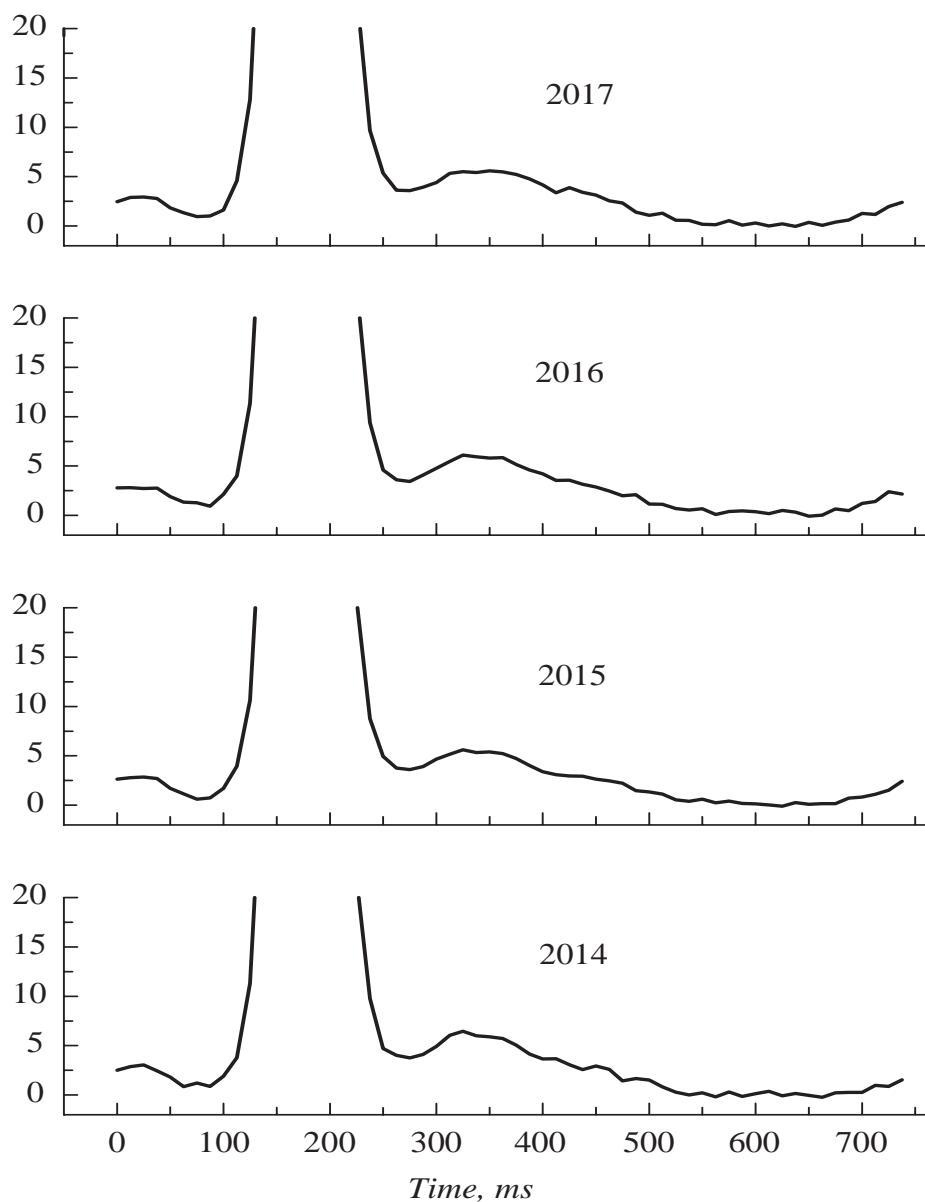


**Рис. 1.** Накопленные за 10 лет средние профили (2883 сеанса) пульсара J1543+0929 приведены с двойным периодом. Внизу — оригинальный профиль, вверху — тот же профиль с амплитудой, увеличенной в 1000 раз. На верхней части рисунка хорошо виден прекурсор и посткурсор. Стрелка показывает минимум излучения, занимающий несколько точек в профиле. Ось  $x$  — время в мс, ось  $y$  — амплитуда профиля в относительных единицах.

среднего профиля (меньше 10% от полного периода) излучение отсутствует. Минимум, отмеченный на рисунке стрелкой, находится на расстоянии  $115^\circ$  (638 мс) от главного импульса. Линия среднего профиля выглядит очень гладкой за счет усреднения большого количества профилей. Величина среднеквадратичного отклонения на суммированном профиле сравнима с шириной линии. Полученная картина наблюдаемого почти во всем периоде излучения J1543+0929 не случайная. На рис. 2 приведены средние профили за четыре последовательных года. Все накопленные за год профили являются стабильными и имеют одну и ту

же область минимальной амплитуды длительностью, примерно, в 70 мс. За 2018–2023 гг. профили имеют аналогичный вид. Какой либо временной эволюции среднего профиля от года к году не наблюдается. У этого пульсара имеется также два боковых компонента: предимпульс (прекурсор) и послеимпульс (посткурсор).

Ранее средние профили J1543+0929 были получены разными авторами в широком диапазоне частот, от 65 МГц до 4750 МГц, они приведены в базе данных пульсарных профилей<sup>1</sup>. Для сравнения приведем профили на частоте 139.2 МГц [13] и на частоте 327 МГц [9], взятые из этой базы данных.

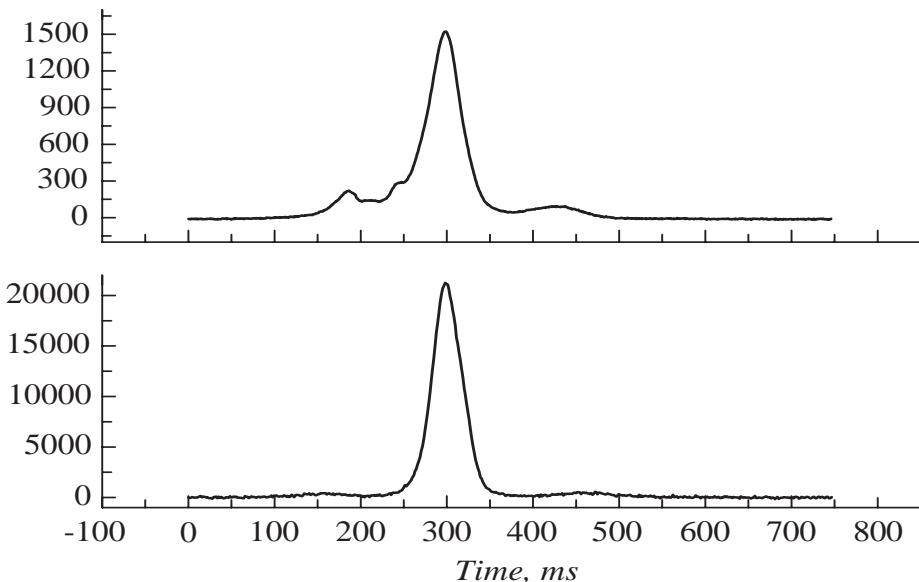


**Рис. 2.** Накопленные за каждый из четырех лет средние профили J1543+0929. Оси  $x$  и  $y$  соответствуют обозначениям рис. 1.

Они показаны на рис. 3. На частоте 139.2 МГц  $t_1 = -140$  мс ( $-67.4^\circ$ , расстояние от долготы максимума ГИ),  $t_2 = +155$  мс ( $+74.6^\circ$ ),  $A_1 = 0.02$ ,  $A_2 = 0.025$  [13]. На этой частоте расстояния от ГИ,  $t_1$  и  $t_2$ , совпадают с полученным нами с точностью до ошибок измерений, если учесть, что разрешение у нас 12.5 мс и дисперсионное размазывание в полосе канала 17.5 мс. Соотношение амплитуд компонентов примерно одинаковое. На частоте 327 МГц относительные амплитуды возрастают и  $A_2$ :  $A_1 = 2.3$ , а расстояния от ГИ уменьшаются:  $t_1 = -111$  мс ( $-53.4^\circ$ ),  $t_2 = +134$  мс ( $+64.5^\circ$ ) [9]. Увеличение расстояния между ГИ и боковыми компонентами с понижением частоты обычно связывается с тем, что излучение на более низких частотах идет с более высоких уровней от поверхности нейтронной звезды, что соответ-

входил и пульсар J1543+0929. Анализ ширин компонентов профиля и поведение угла поляризации с долготой позволило в этой работе оценить угол между магнитной осью и осью вращения  $\alpha$  и импакт-угол  $\beta$ , под которым линия на наблюдателя сечет конус излучения. Для J1543+0929 угол  $\alpha = 6^\circ$  и  $\beta = -2.20^\circ$ . Угол  $\beta$  мал и это означает практически центральное сечение конуса излучения, наблюдатель видит все три компонента профиля. Так как угол между магнитной осью и осью вращения мал, наблюдатель может видеть излучение практически весь период. Однако это излучение для J1543+0929 впервые удалось обнаружить лишь в настоящей работе.

Открытие межимпульсного излучения связано в первую очередь с очень высоким  $S/N$  в накопленном за многие годы среднем профиле. Уровень об-



**Рис. 3.** Средние профили J1543+0929 на частотах 139.2 МГц (внизу) и 327 МГц (вверху), взятые из базы данных профилей пульсаров (см. текст). Ось  $x$  — время в мс, ось  $y$  — амплитуда в относительных единицах.

ствует расширению конуса магнитных силовых линий [14] и, следовательно, увеличению расстояния между компонентами.

На низких частотах профиль J1543+0929 является трехкомпонентным и соответствует модели «согесон» классификации Рэнкин [15], в которой рассматривается конусообразная структура излучающей области, в центре которой расположена центральная область («core»). В работе [9] исследовались поляризационные свойства 46 пульсаров. В этот список

наруженного сигнала межимпульсного излучения в несколько раз ниже, чем уровень сигнала в прекурсоре и составляет доли процента от сигнала ГИ. Такой же эффект наблюдается и для пульсара B0953+09, что отмечалось во Введении.

### 3.2. J2234+2114

У пульсара J2234+2114 обнаружен прекурсор, который ранее не описывался. Суммарный средний профиль за 10 лет наблюдений для пульсара J2234+2114 показан на рис. 4. У него имеется предимпульс, находящийся на расстоянии  $-200$  мс

<sup>1</sup> <https://psrweb.jb.man.ac.uk/epndb>

( $-53^\circ$ ) от ГИ и относительную амплитуду 0.1. Имеются только 3 профиля для этого пульсара в базе данных профилей пульсаров<sup>1</sup>: на частотах 148.9 МГц [13], 346.7 МГц [16] и 430 МГц [17]. На частоте 148.9 МГц профиль однокомпонентный с низким отношением  $S/N$ , а на 346.7 МГц и 430 МГц профили, по-видимому, трехкомпонентные с компонентами, переходящими один в другой без четкого разделения. Расстояние между крайним левым компонентом и максимумом профиля определить затруднительно, однако отношение его амплитуды к амплитуде максимума профиля совпадает со значением на 110 МГц. Возможно, этот компонент соответствует нашему предимпульсу.

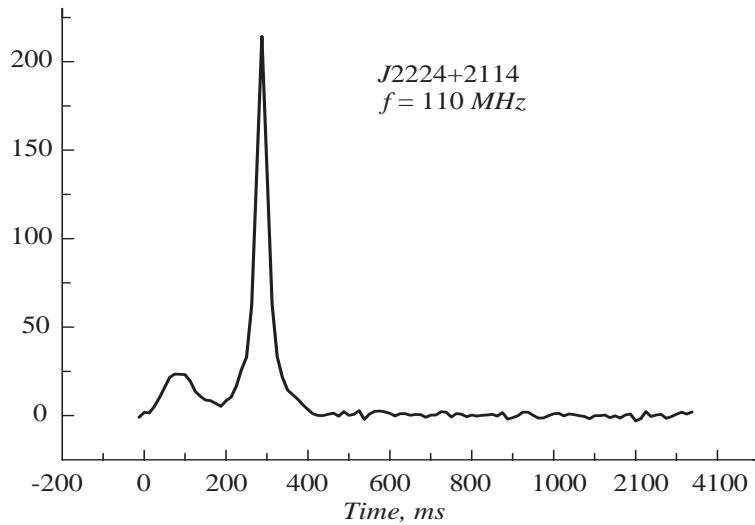
В табл. 1 приведены параметры исследованных пульсаров: период  $P$ , мера дисперсии  $DM$ , число сеансов, участвовавших в накоплении за 10 лет наблюдений  $N$ , расстояние компонентов перед (знак «») и после (знак «+») главного импульса от максимума ГИ в мс (в скобках даны эти расстояния

в градусах),  $t_1$  и  $t_2$  соответственно, а также их относительные амплитуды  $A_1$  и  $A_2$ . Точность определения расстояния компонентов от ГИ в миллисекундах и в градусах, соответствует, примерно, одной точке среднего профиля ( $\pm 12.5$  мс) или  $\pm 6^\circ$ .

Как видно из столбца 4, указывающего количество сессий, по которым были получены средние профили, рост  $S/N$  в главном импульсе при сложении всех профилей будет, примерно, в 55 раз больше по сравнению с одной сессией. Учитывая, что в метровом диапазоне эффективная площадь радиотелескопа БСА самая высокая в мире, дополнительный рост  $S/N$  приводит к выявлению новых деталей в средних профилях давно известных и хорошо исследованных пульсаров.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа суммарных за 10 лет средних профилей пульсаров J1543+0929 и J2234+2114 уда-



**Рис. 4.** Накопленные за 10 лет средние профили (3101 сеанса) J2234+2114. Ось  $x$  — время в мс, ось  $y$  — амплитуда профиля в относительных единицах.

**Таблица 1.** Параметры исследованных пульсаров на частоте 110 МГц

PSR	$P$ , мс	$DM$ , пк/см $^3$	$N$	$t_1$ , мс	$t_2$ , мс	$A_1$	$A_2$
J1543+0929	0.748	34.976	2883	-150 ( $-72^\circ$ )	+175 (+84°)	0.013	0.025
J2234+2114	1.359	35.08	3101	-200 ( $-53^\circ$ )	—	—	0.11

Примечание. Приведены: период пульсара  $P$ ; мера дисперсии  $DM$ ; число сеансов  $N$ , участвовавших в накоплении за 10 лет наблюдений;  $t_1$  и  $t_2$  — временное расстояние компонентов перед (знак «») и после (знак «+») главного импульса от максимума ГИ в мс (в скобках даны эти расстояния в градусах), а также их относительные амплитуды  $A_1$  и  $A_2$ .

<sup>1</sup> <https://psrweb.jb.man.ac.uk/epndb>

лось обнаружить особенности, которые ранее в литературе не отмечались.

Пульсар PSR J1543+0929 имеет низкоуровневое излучение (межимпульсное излучение) практически на всех долготах внутри периода пульсара. По-видимому, это всего лишь второй (после PSR J0953+0755) пульсар, излучение которого занимает больше 90% периода. Вероятнее всего, это излучение связано с тем, что пульсар является соосным. Его угол между осью вращения и магнитной осью мал и поэтому наблюдатель может видеть область излучения в течение всего периода.

У PSR J2234+2114 обнаружен предимпульс, отстоящий от главного импульса на расстоянии  $53^\circ$  и имеющий относительную амплитуду 0.1. На частотах 346.7 МГц и 430 МГц профиль имеет более сложный вид, по-видимому, с тремя компонентами.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность антенной группе БСА за постоянную поддержку работы радиотелескопа в режиме мониторинга, и Л.Б. Потаповой за помощь при оформлении работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D.J. Helfand, R.N. Manchester, and J.H. Taylor*, 198(1), 661 (1975).
2. *N. Rathnasree and J.M. Rankin*, 452, 814 (1995).
3. *J.H. Taylor, R.N. Manchester, and G.R. Huguenin*, 195(1), 513 (1975).
4. *J.D. Biggs, P.M. McCulloch, P.A. Hamilton, R.N. Manchester, and A.G. Lyne*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 215, 281 (1985).
5. *J.M. Durdin, M.I. Large, A.G. Little, R.N. Manchester, A.G. Lyne, and J.H. Taylor*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 186, 39P (1979).
6. *T.H. Hankins and J.M. Cordes*, ApJ, 249, 241 (1981).
7. *T.V. Smirnova and T.V. Shabanova*, Soviet Astron. 32(1), 61 (1988).
8. *T.B. Смирнова, М.О. Торопов, С.А. Тюльбашев*, Astron. Rep. 68(8), 828, (2024).
9. *T.E.E. Olszanski, D. Mitra, and J.M. Rankin*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 489(2), 1543 (2019).
10. *S.A. Tyul'bashev, M.A. Kitaeva, and G.E. Tyul'basheva*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 517(1), 1112 (2022).
11. *S.A. Tyul'bashev, P.Yu. Golysheva, V.S. Tyul'bashev, and I.A. Subaev*, Astron. Rep. 63(11), 920 (2019).
12. *M.O. Торопов и др.*, в печати (2024).
13. *A.V. Bilous, V.I. Kondratiev, M. Kramer, E.F. Keane, et al.*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 591, id. 134 (2016).
14. *J. M. Rankin*, 274, 359 (1983).
15. *J. M. Rankin*, 405, 285 (1993).
16. *H. Wahl, J. Rankin, A. Venkataraman, and T. Olszanski*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 520(1), 314 (2023).
17. *F. Camilo and D.J. Nice*, 445, 756 (1995).

## SEARCH FOR WEAK COMPONENTS IN PULSAR RADIATION

**T. V. Smirnova<sup>1</sup>, M. O. Toropov<sup>2</sup>, S. A. Tyul'bashev<sup>1,\*</sup>**

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute, Astro space center, Pushchino radio astronomy observatory, Pushchino, Moscow reg., Russia*

<sup>2</sup>*LLC TEK Inform, Moscow, Russia*

*E-mail: serg@prao.ru*

The search for weak components outside the main pulse (MP) in the radiation of pulsars at a frequency of 110 MHz observed on the LPA LPI telescope in the Pushchino Multibeam Pulsar Search (PUMPS) has been carried out. The sample included 96 pulsars, for which the signal-to-noise ratio ( $S/N$ ) in the main pulse of the average profile during accumulation over 10 years was more than 40. It was found that PSR J1543+0929 has radiation for almost the entire period. The profile is three-component. The relative amplitudes of the lateral weak components are 0.013 and 0.025. For PSR J2234+2114, a precursor was detected that is  $53^\circ$  away from the MP.

*Keywords:* pulsars, average profiles, extended radiation

# ПОИСК ИНТЕРПУЛЬСОВ В ПОЛНОЙ ВЫБОРКЕ ПУЛЬСАРОВ НА ЧАСТОТЕ 111 МГЦ

© 2024 г. М. О. Торопов<sup>1</sup>, С. А. Тюльбашев<sup>2,\*</sup>, В. С. Бескин<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>LLC TEK Inform, Москва, Россия

<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева, Астрокосмический центр,

Пущинская радиоастрономическая обсерватория, Пущино, Московская обл., Россия

<sup>3</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева, Москва, Россия

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт (Национальный  
исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

\*E-mail: serg@prao.ru

Поступила в редакцию 16.04.2024 г.

После доработки 20.07.2024 г.

Принята в печать 11.09.2024 г.

Проведен поиск интерпульсов в выборке 96 пульсаров, наблюдавшихся на радиотелескопе Большая Синфазная Антenna (БСА) в Пущинском многолучевом поиске пульсаров (PUMPS). Выборка пульсаров является полной для пульсаров, имеющих отношение сигнала к шуму ( $S/N$ ) в главном импульсе (MP) больше 40. Для поиска слабых интерпульсов (IP) использовалось сложение средних профилей на интервале до 10 лет. У 12 пульсаров обнаружены интерпульсы (12.5% от выборки), из них у семи пульсаров интерпульс располагается вблизи фазы 180° относительно главного импульса (вероятные ортогональные ротаторы), а у пяти — на фазах, далеких от 180° (вероятные соосные ротаторы). Отношения амплитуд IP/MP находятся в пределах 0.004–0.023, медианное значение составляет 0.01. Оценки наблюдаемого количества соосных и ортогональных ротаторов, у которых IP/MP  $\geq 0.01$ , не противоречат модели, согласно которой в ходе эволюции магнитная ось и ось вращения становятся ортогональными.

**Ключевые слова:** пульсары, интерпульсы, соосный ротатор, ортогональный ротатор

**DOI:** 10.31857/S0004629924120062 **EDN:** ICLIPB

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, радиопульсары – это быстро вращающиеся нейтронные звезды, импульсное излучение которых мы видим благодаря ненулевому углу между осью вращения и осью магнитного диполя. Если во время оборота нейтронной звезды в луч зрения попадает конус излучения, вдоль центральной оси которого располагается линия, соединяющая магнитные полюса, мы можем наблюдать вспышку радиоизлучения. Согласно каталогу ATNF<sup>1</sup> [1], типичная полуширина импульса в долях периода составляет 1–10%, что позволяет грубо оценить ширину конуса как 3° – 30°.

Очевидно, что наблюдаемая полуширина импульса зависит не только от угла между осью вращения и осью магнитного поля, но и от угла, под которым располагается центральная линия в конусе излучения по отношению к лучу зрения. Например, если угол между осями мал (соосный ротатор), конус излучения может захватывать ось вращения, и наблюдаемый импульс может занимать весь период. Есть вероятность, что такой радиопульсар

останется незамеченным в обычных пульсарных наблюдениях, когда мы складываем много импульсов с известным периодом и потом ищем пик в среднем профиле. Другой крайний случай – когда ось вращения и ось магнитного поля ортогональны (ортогональный ротатор). В этом случае, если ось вращения ортогональна лучу зрения, мы будем наблюдать оба магнитных полюса. Пульсары, у которых на каждом обороте (периоде) пульсара наблюдаются два импульса, называются пульсарами с интерпульсами. Они могут быть как соосными, так и ортогональными ротаторами [2]. Для соосных ротаторов интерпульс может появиться, если детектируемое излучение образуется в двух локальных зонах, находящихся на разных расстояниях от полярной шапки.

Для идеального ортогонального ротатора у наблюдаемых импульсов должны быть близкие наблюдаемые плотности потока. Однако, на практике у известных ортогональных ротаторов наблюдаемые плотности потока главного импульса и интерпульса могут отличаться в несколько раз (см. [3, табл. 1]). Более сильный импульс называют главным импульсом (MP), более слабый импульс

<sup>1</sup> <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

называют интерпульсом (IP). Определение ортогонального ротатора на практике – это тяжелая задача. В настоящей работе мы будем придерживаться эмпирического подхода, согласно которому фазовое расстояние между MP и IP близкое к  $180^\circ$  присуще ортогональным ротаторам, а далекое от  $180^\circ$  присуще соосным ротаторам. В работе [3, табл. 1] можно увидеть, что медианное значение фазового расстояния для ортогональных ротаторов равно  $180^\circ$ . Для соосных ротаторов медианное значение фазового расстояния между MP и IP отличается от  $180^\circ$  на  $35^\circ$ . При этом нельзя исключить случаи, когда в соосном ротаторе фазовое расстояние между MP и IP будет близким к  $180^\circ$ , а в ортогональном ротаторе фазовое расстояние между MP и IP будет далеко от  $180^\circ$ .

Геометрия определяет необходимые условия для видимости импульса, однако, есть и физические условия, которые определяют, возникнет ли радиоимпульс. Согласно современным представлениям [4], нейтронная звезда будет видна как радиопульсар, если в полярных областях соблюдаются условия, необходимые для рождения вторичной электронно-позитронной плазмы. Совокупностью физических параметров, которые определяют существование радиоизлучения, являются период пульсара  $P$ , а также величина и геометрия магнитного поля.

Поскольку нейтронная звезда теряет энергию вращения на генерацию пульсарного ветра, ее скорость вращения постепенно уменьшается, а период  $P$  соответственно увеличивается. При замедлении вращения наступают условия, когда нейтронная звезда перестает быть радиопульсаром.

Помимо замедления вращения нейтронной звезды, существует и эволюция угла между осью вращения и магнитной осью. То есть нет пульсаров, у которых этот угол остается неизменным после их рождения. При этом, согласно работам [5, 7, 6, 8], в ходе эволюции оси становятся сонаправленными, а согласно работам [9, 10] оси становятся ортогональными. То есть, чисто статистически мы должны наблюдать либо избыток соосных ротаторов, либо избыток ортогональных ротаторов.

В настоящей работе проведена статистическая проверка количества наблюдаемых пульсаров с интерпульсами в выборке пульсаров, наблюдавшихся в Пущинском многолучевом поиске пульсаров (PUMPS; Pushchino multibeam pulsar search).

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

В августе 2014 г. начались мониторинговые наблюдения на многолучевом радиотелескопе Большая Синфазная Антенна (БСАЗ) Физического института им. П. Н. Лебедева (ФИАН). Этот ра-

диотелескоп появился в ходе капитальной реконструкции радиотелескопа БСА, когда на основе одного антенного поля была заложена техническая возможность создания четырех независимых радиотелескопов. Радиотелескоп БСАЗ используется для обычных однолучевых наблюдений пульсаров на склонениях от  $-16^\circ$  до  $+87^\circ$ . У БСАЗ нет возможности переключения лучей, и первоначально предполагалось, что радиотелескоп будет работать по программе Космическая Погода [11]. Его 128 стационарных лучей выстроены в плоскости меридиана и покрывают склонения от  $-9^\circ$  до  $+55^\circ$  с перекрытием лучей по уровню 0.4. Размер луча примерно  $0.5^\circ \times 1^\circ$ , время прохождения через меридиан по половинной мощности (наблюдательная сессия) около 3.5 минут. Так как БСА является меридианным инструментом, любой источник на небе регистрируется лишь один раз в сутки. Одна из задач радиотелескопа БСАЗ – это поиск пульсаров и транзиентов [12]. Наблюдения на БСАЗ проводятся в полосе 2.5 МГц, разделенной на 32 частотных канала шириной 78 кГц. Время опроса точки фиксировано и составляет 12.5 мс.

БСАЗ строился для проекта Космическая Погода<sup>1</sup> и в нем не была заложена возможность контроля времени записи каждой точки данных по атомному стандарту частоты. Наблюдения проводятся часовыми порциями. Начало каждого часа (запуск наблюдений) контролируется специальным GPS приемником, а время внутри часа отсчитывается кварцевым генератором. Возможные ошибки времени к концу часового интервала могут быть  $\pm 25$  мс. Однако, до настоящего момента все попытки сделать тайминг, учитывающий предполагаемую точность кварцевого генератора, были безуспешными.

Каждые 4 часа на 15 с производится отключение дипольных линий БСА, и в кабельные тректы, идущие от окончания дипольных линий и до входа в регистраторы, подается калибровочный сигнал (калибровочная ступенька) известной температуры от генератора шума. Форма подаваемого сигнала OFF-ON-OFF, где OFF соответствует отключению дипольных линий на 5 с. В это время регистратор записывает сигнал, соответствующий температуре окружающей среды. Сигнал ON появляется при подключении на входе усилителей генератора шума. Он также длится 5 с. Калибровочные ступеньки отражают текущее усиление в треках радиотелескопа, и позволяют выравнивать данные, получаемые в разное время в разных частотных каналах [13].

<sup>1</sup> <https://sw.prao.ru/>

Обзор ведется круглосуточно больше 9 лет, и для каждого пульсара, попадающего в покрываемую площадку, накоплено больше 3000 наблюдательных сессий. Для проверки количества наблюдаемых пульсаров с IP, мы будем складывать средние профили за доступные дни, улучшая отношение сигнала к шуму ( $S/N$ ) в MP, который будем располагать на расстоянии четверти от начала среднего профиля, и проверять появление статистически значимых сигналов (вероятных IP) на разных расстояниях от MP.

Как было сказано выше, тайминг по мониторинговым данным пока не получается сделать, и поэтому для увеличения  $S/N$  можно складывать средние профили только тех пульсаров, которые видны в одном сеансе (в одной наблюдательной сессии). Поиск пульсаров на БСА3 показывает, что в мониторинговых наблюдениях регистрируется около 300 секундных пульсаров<sup>1</sup>, однако не все эти пульсары наблюдаются регулярно с  $S/N$  достаточными, чтобы видеть их средние профили, а для части из этих пульсаров профили вообще не получены [14]. Для поиска интерпульсов мы выбрали лишь те пульсары, у которых в наблюдательной сессии отношение  $S/N$  для главного импульса было больше 6. Визуально на записях легко увидеть импульсы с  $S/N = 4 - 5$ , но попытка складывать средние профили с такими  $S/N$  в автоматическом режиме привела к появлению артефактов в суммированных средних профилях. Как показано в работе [15] максимальная чувствительность при поиске пульсаров в мониторинговых данных достигается для пульсаров, имеющих  $P > 0.25$  с,  $DM < 100$  пк/см<sup>3</sup>, находящихся в площадке  $+21^\circ < \delta < +42^\circ$ . Поиск интерпульсов мы провели для пульсаров, ранее обнаруженных в PUMPS и имеющих  $P > 0.25$  с.

Согласно работам [3, 16] из 44 пульсаров, у которых известны IP, отношение IP/MP  $\geq 0.1$  для почти 90%, а именно для 39 пульсаров из 44. Это означает, если задать критерий  $S/N > 40$  для MP, в IP окажется  $S/N > 4$  для 90% пульсаров, если у пульсара есть IP. При этом сигналы  $S/N > 4$  определяются визуально в записях средних профилей. Поэтому, помимо условия  $S/N > 6$  для импульса в отдельной сессии, мы задали также и условие  $S/N > 40$  в накопленном среднем профиле. Естественно, что для сильных пульсаров могут обнаруживаться и гораздо более слабые IP. Условие  $S/N > 40$  говорит о том, какую минимальную долю пульсаров, имеющих IP, можно гарантировано обнаружить. Это условие также позволяет зафиксировать полноту выборки по наблюдаемому  $S/N$ .

<sup>1</sup> <https://bsa-analytics.prao.ru/pulsars/>

При обработке наблюдений выполнялись следующие процедуры.

- нормировка сырых данных по калибровочной ступеньке;
- сложение частотных каналов с учетом известной меры дисперсии ( $DM$ ) и последующее сложение полученного ряда с учетом известного периода ( $P$ ) пульсара для получения среднего профиля;
- если у MP его  $S/N > 6$ , профили запоминаются во временных таблицах. Сохраняются также метаданные: дата и час наблюдений по UTC; номер точки в часовом файле, с которой начинается вырезание данных; номер точки максимума в профиле после сложения всех импульсов; высота импульса в единицах  $S/N$ ;
- проводится оценка среднеквадратичных отклонений шума ( $\sigma_n$ ) вне импульса и проводится нормировка на полученное значение. При таком подходе  $\sigma_n = 1$  в каждой отобранный сессии, и поэтому можно складывать средние профили за разные дни без потери  $S/N$ ;
- в каждом отобранным среднем профиле производится кольцевой сдвиг до тех пор, пока главный импульс не попадет на значение около  $90^\circ$  на фазовом представлении профиля;
- складываем отобранные средние профили для каждого пульсара за все годы, и оставляем для анализа только те пульсары, у которых  $S/N > 40$  в суммированном среднем профиле;
- ищем статистически значимые значения ( $S/N > 4\sigma_n$ ) новых пиков (интерпульсов) на среднем профиле. Т. к. ширина IP сравнима с шириной MP, ищем не одноточечные выбросы, а структуры, сравнимые по ширине с MP;
- проводим визуальную проверку найденных кандидатов.

В результате сделанной обработки мы получаем таблицы, которые содержат средние профили пульсаров, суммированные отдельно по годам. Мы также имеем суммированные за все годы профили. Все это позволяет просмотреть любой из исследованных пульсаров сколь угодно подробно, включая и отдельные наблюдательные сессии.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

После обработки наблюдений осталось 96 пульсаров, имеющих  $S/N > 40$  в MP после суммирования средних профилей. В табл. 1 приведена информация по этим пульсарам. В столбцах 1–3 даны имя пульсара в соглашении J2000 (по каталогу ATNF), его период и мера дисперсии, в столбцах 4 и 5 – отношение IP/MP и расстояние между MP и IP в гра-

Таблица 1. Отношение IP/MP для 96 исследованных пульсаров

Имя	$P$ , с	$DM$ , пк/см $^3$	IP/MP	$r^\circ$
J0014+4746	1.2406	30.4	<0.01	—
J0034−0721	0.9429	10.9	<0.0005	—
J0039+35	0.5367	53	<0.005	—
J0048+3412	1.217	39.9	<0.003	—
J0051+0423	0.3547	13.9	<0.01	—
J0137+1654	0.4147	26	<0.019	—
J0304+1932	1.3875	15.6	<0.0008	—
J0317+13	1.9743	12.9	<0.013	—
J0323+3944	3.032	26.1	<0.004	—
J0332+5434	0.7145	26.7	<0.002	—
J0335+4555	0.2692	47.1	<0.017	—
J0454+4529	1.3891	20.8	<0.005	—
J0459−0210	1.133	21	<0.005	—
J0525+1115	0.3544	79.4	<0.019	—
J0528+2200	3.7455	50.8	<0.0009	—
J0540+3207	0.5242	61.9	<0.011	—
J0546+2441	2.8438	73.8	<0.010	—
J0611+30	1.412	45.2	<0.002	—
J0612+3721	0.2979	27.1	<0.005	—
J0612+37215	0.4438	39.2	<0.012	—
J0613+3731	0.6191	18.9	0.019	155 ± 11
J0623+0340	0.6137	54	<0.019	—
J0629+2415	0.4766	84.1	<0.002	—
J0659+1414	0.3849	13.9	<0.018	—
J0811+37	1.2483	16.9	<0.008	—
J0815+4611	0.4342	11.2	<0.015	—
J0826+2637	0.5306	19.4	0.015	180 ± 13
J0837+0610	1.2737	12.8	<0.0003	—
J0922+0638	0.4306	27.2	<0.0005	—
J0935+33	0.9615	18.3	<0.008	—
J0943+2253	0.5329	27.2	<0.006	—
J0944+4106	2.2294	21.4	<0.007	—
J0946+0951	1.0977	15.3	<0.003	—
J0953+0755	0.253	2.96	0.022	216 ± 27
J1115+5030	1.6564	9.18	<0.004	—
J1136+1551	1.1879	4.84	<0.001	—
J1238+2152	1.1185	17.9	<0.005	—
J1239+2453	1.3824	9.25	<0.001	—
J1246+2253	0.4738	17.7	<0.013	—
J1313+0931	0.8489	12	<0.008	—

**Таблица 1.** Продолжение

Имя	$P$ , с	$DM$ , пк/см $^3$	IP/MP	$r^\circ$
J1404+1159	2.6504	18.4	<0.007	—
J1509+5531	0.7396	19.6	<0.002	—
J1532+2745	1.1248	14.6	<0.003	—
J1538+2345	3.4493	14.9	<0.015	—
J1543+0929	0.7484	34.9	<0.002	—
J1549+2113	1.2624	24	<0.013	—
J1614+0737	1.2068	21.3	<0.004	—
J1627+1419	0.4908	32.1	<0.004	—
J1635+2418	0.4905	24.2	<0.002	—
J1638+4005	0.7677	33.4	<0.015	—
J1645+1012	0.4108	36.1	<0.003	—
J1645-0317	0.3876	35.7	<0.006	—
J1649+2533	1.0152	34.4	<0.009	—
J1740+1311	0.803	48.6	<0.001	—
J1741+2758	1.3607	29.1	<0.003	—
J1752+2359	0.409	36.1	<0.010	—
J1758+3030	0.9472	35	<0.003	—
J1813+4013	0.931	41.5	<0.003	—
J1821+4147	1.2618	40.6	<0.012	—
J1823+0550	0.7529	66.7	0.008	140 ± 9
J1838+1650	1.9019	32.9	<0.010	—
J1841+0912	0.3813	49.1	<0.004	—
J1844+1454	0.3754	41.4	<0.0008	—
J1849+2559	0.5192	75	<0.063	—
J1851+1259	1.2053	70.6	<0.009	—
J1907+4002	1.2357	30.9	<0.003	—
J1912+2525	0.6219	37.8	<0.004	—
J1920+2650	0.7855	27.7	<0.004	—
J1921+2153	1.3373	12.4	<0.0001	—
J1922+2110	1.0779	217	<0.011	—
J1929+1844	1.2204	112	<0.023	—
J1946+1805	0.4406	16.1	0.011	195 ± 16
J1952+1410	0.275	31.5	0.006	188 ± 25
J1954+2923	0.4266	7.9	<0.005	—
J2007+0910	0.4587	48.7	<0.018	—
J2017+2043	0.5371	60.4	<0.087	—
J2018+2839	0.5579	14.1	0.004	224 ± 12
J2022+2854	0.3434	24.6	<0.0008	—
J2037+1942	2.0743	36.8	<0.010	—
J2046+1540	1.1382	39.8	<0.006	—

Таблица 1. Окончание

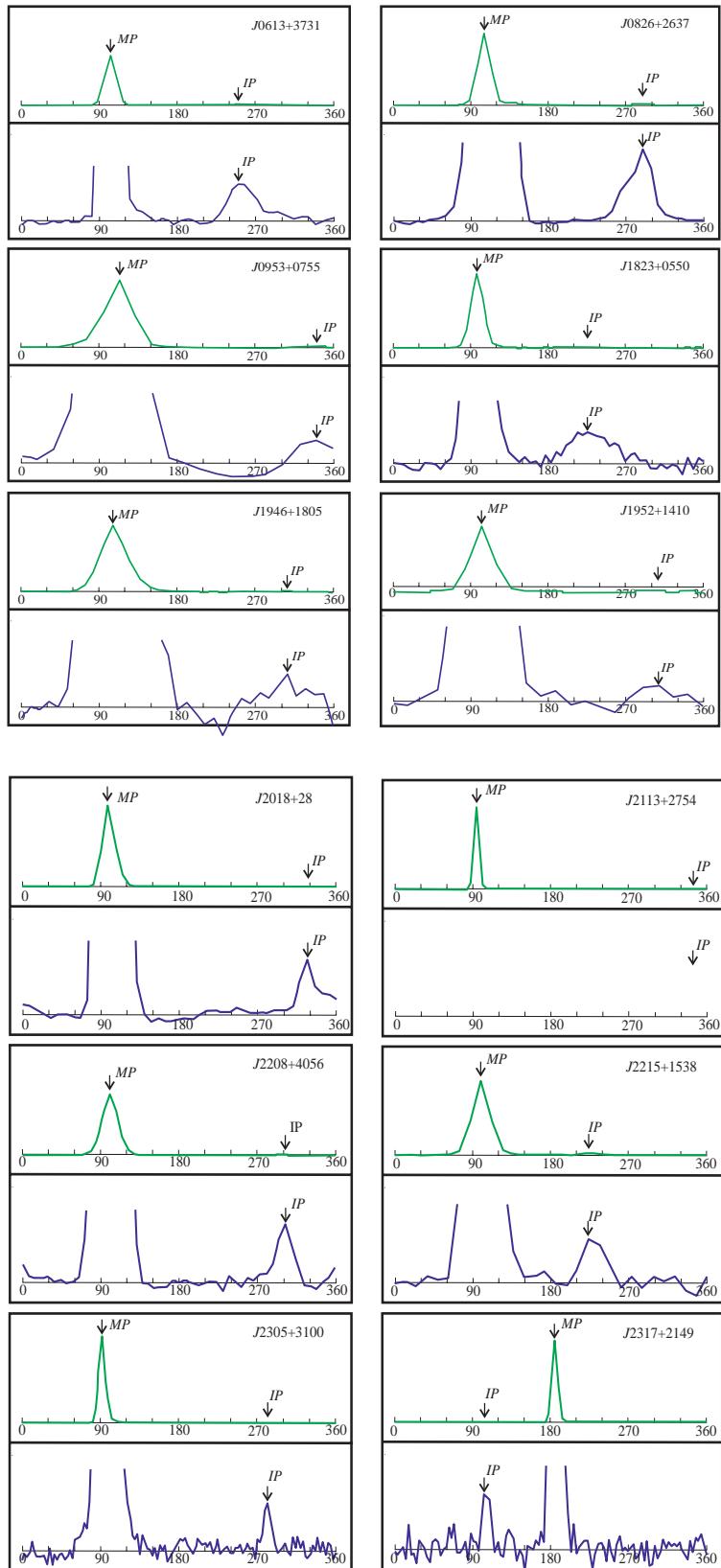
Имя	$P$ , с	$DM$ , пк/см $^3$	IP/MP	$r^\circ$
J2055+2209	0.8151	36.3	<0.005	—
J2113+2754	1.2028	25.1	0.007	$247 \pm 6$
J2116+1414	0.4401	56.2	<0.006	—
J2124+1407	0.694	30.2	<0.017	—
J2139+2242	1.0835	44.1	<0.009	—
J2157+4017	1.5252	71.1	<0.002	—
J2208+4056	0.6369	11.8	0.014	$198 \pm 11$
J2209+22	1.7769	46.3	<0.024	—
J2212+2933	1.0045	74.5	<0.008	—
J2215+1538	0.3741	29.2	0.023	$120 \pm 18$
J2227+3038	0.8424	19.9	<0.005	—
J2234+2114	1.3587	35	<0.005	—
J2253+1516	0.7922	29.2	<0.013	—
J2305+3100	1.5758	49.5	0.01	$189 \pm 5$
J2306+31	0.3416	46.1	<0.007	—
J2317+2149	1.4446	20.8	0.004	$279 \pm 5$

дусах. Для всех найденных IP значение максимума  $S/N > 4$ , длительность IP сравнима с длительностью MP. Точность определения фазы IP низкая, особенно для пульсаров с малыми периодами. Так как время между отсчетами составляет 12.5 мс, у пульсара с периодом 0.25 с весь средний профиль занимает 20 точек. При этом из-за особенностей сложения импульсов, когда видимый максимум MP считается точным местоположением центра импульса, ошибка определения местоположения может быть  $\pm 1$  точка от истинного значения. Положение максимума на IP тоже может определяться с ошибкой  $\pm 1$  точка и больше (см. рис. 1). Окончательно мы даем ошибку для определения фазы IP как  $\pm 1.5$  точки и переводим эту ошибку в градусы с учетом известного периода. Отметим также, что в настоящей работе положение IP дается относительно MP, и расстояние определяется так, как на рис. 1, когда градусы отсчитываются от нуля, MP находится на фазе 90°, а последняя точка среднего профиля соответствует фазе 360°. Например, для пульсара J0953+0755 у нас отмечено положение IP на  $216^\circ \pm 27^\circ$ . В работе [2] говорится, что IP предшествует MP и расстояние до него составляет 152°. Так как  $360^\circ - 216^\circ = 144^\circ$ , это означает, что в пределах указанных ошибок положения IP на средних профилях совпадают.

Всего из 96 пульсаров, находящихся в табл. 1, IP обнаружены у 12 пульсаров. На рис. 1 приведены

суммированные средние профили этих пульсаров. Фаза IP для 7 из 12 пульсаров с учетом приведенных ошибок отличается от 180° не больше, чем на 15°. Это значит, что пульсары J0613+3731, J0826+2637, J0953+0755, J1946+1805, J1952+1510, J2208+4056, J2305+3100 могут быть ортогональными ротаторами. Для выяснения того, являются ли они в действительности ортогональными или соосными ротаторами, необходимо проведение поляризационных наблюдений. К сожалению, на радиотелескопе БСА можно наблюдать лишь одну линейную поляризацию, и мы не можем провести такие наблюдения. Из 12 найденных пульсаров с IP у трех пульсаров (J0826+2637, J0953+0755, J1946+1805) IP ранее обнаружены другими наблюдателями. Согласно работе [3] J0826+2637 является ортогональным ротатором, а J0953+0755 и J1946+1805 являются соосными ротаторами. Фаза IP для 5 из 12 пульсаров далека от 180°. То есть пульсары J1823+0550, J2018+2839, J2113+2754, J2215+1538, J2317+2149 должны быть соосными ротаторами. Доля ортогональных и соосных ротаторов в части пульсаров, имеющих IP, определить нельзя, но учитывая, что J0953+0755 и J1946+1805 являются соосными ротаторами, доля соосных ротаторов в общей выборке из 12 пульсаров с найденными IP превышает 58%.

В разделе 2 «Наблюдения и обработка» говорилось, что мы должны обнаружить не менее 90%



**Рис. 1.** Приведены 12 парных картинок, на каждой из которых в верхней части показан суммированный средний профиль пульсара (название пульсара указано в верхнем правом углу), а на нижней части убрана вершина MP в профиле так, чтобы был виден IP. Стрелками на рисунках отмечены положение MP и IP.

всех пульсаров с IP, имеющих плотность потока на максимуме IP не менее 10% от пиковой плотности MP. Нам, однако, не удалось обнаружить ни одного пульсара со столь высоким значением IP/MP. Найденные значения IP/MP лежат между 0.4% (J2018+2839; J2317+2149) и 2.3% (J2215+1538), медианное значение 1.0–1.1%. При этом для оставшейся части выборки из 84 пульсаров без найденных IP медианная верхняя оценка отношения IP к MP равна 0.7%, максимальная оценка 8.7% (J2017+2043), минимальная – 0.01% (J1921+2153).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Селекционный эффект, который драматически уменьшает чувствительность БСА и влияет на общее обнаруживаемое количество пульсаров с IP, это межзвездное рассеяние. Помимо этого эффекта на чувствительность влияют также дисперсионное сглаживание в частотных каналах, время опроса точки, высота источника в момент прохождения центрального меридиана, индустриальные и другие помехи.

В метровом диапазоне длин волн эффект межзвездного рассеяния помимо ухудшения чувствительности наблюдений приводит к невозможности наблюдений пульсаров с маленькими периодами, т.к. характерное время рассеяния может быть больше, чем период. Согласно работе [15], где проверялась практическая чувствительность БСА при поиске пульсаров, оказалось, что наилучшая чувствительность достигается для пульсаров, у которых  $+21^\circ < \delta < +42^\circ$ ,  $0.25 \text{ с} < P < 3 \text{ с}$ ,  $DM < 100 \text{ пк/см}^3$ .

На склонениях  $\delta < +21^\circ$  в записях больше индустриальных помех, т.к. низкие склонения соответствуют источникам, близким к горизонту, и помехи приходят на радиотелескоп из крупных промышленных центров, располагающихся в городах Москва и Тула. Эффективная площадь радиотелескопа уменьшается как косинус высоты источника. Чувствительность на периодах  $P < 0.25 \text{ с}$  падает, т.к. на таких периодах длительность импульса сравнима с временем опроса точки, а уже на  $DM > 25 \text{ пк/см}^3$  в частотном канале 78 кГц уширение импульса из-за дисперсионного сглаживания сравнимо с временем опроса точки.

Помимо указанных факторов, эффект рассеяния, пропорциональный четвертой степени частоты наблюдений, сглаживает импульсы и, тем самым, понижает чувствительность наблюдений. Наблюдения показывают, что эффект рассеяния для секундных пульсаров по наблюдениям на частоте 102 МГц [17, 18] становится существенным на  $DM > 70\text{--}80 \text{ пк/см}^3$ . На  $DM > 250 \text{ пк/см}^3$  нет ни

одного пульсара, видимого на БСА<sup>1</sup>. Следовательно, по разным причинам мы не видим множество пульсаров, которые при прочих равных условиях видны на высоких частотах.

Однако у нас нет никаких оснований предполагать, что доля (процент) пульсаров с IP может быть разной для пульсаров с разными DM. Разная высота над горизонтом при прохождении пульсара через меридиан и/или любые виды помех, могут приводить к уменьшению общего количества наблюдавшихся пульсаров, но действие этих факторов одинаковое на пульсары без или с интерпульсами.

По нашему мнению, единственный селекционный эффект, действующий по-разному на пульсары с интерпульсами и без них, связан с наблюдениями пульсаров с малыми периодами. Как видно из наблюдений интерпульсов, IP может находиться на разных фазовых расстояниях по отношению к MP. Учитывая, что рассеяние на любой мере дисперсии может отличаться на 1–1.5 порядка величины от среднего (ожидаемого) значения [17], оно может «поглотить» интерпульс и это поглощение будет эффективным, особенно для соосных роторов, когда интерпульс находится недалеко от главного импульса. MP может быть в 100 и более раз сильнее, чем IP, следовательно, чем слабее интерпульс, тем больше вероятность его исчезновения из-за рассеяния. Указанные факторы могут привести к уменьшению доли наблюдавшихся пульсаров с IP по сравнению с условиями, когда они не действуют. Этот селекционный эффект будет особенно сильным для пульсаров с периодами  $P < 0.25 \text{ с}$  и  $DM > 100 \text{ пк/см}^3$ . В разделе 2 «Наблюдения и обработка» сказано, что поиск пульсаров с IP проводился для пульсаров с  $P > 0.25 \text{ с}$ . Пульсаров с  $DM > 100 \text{ пк/см}^3$  в выборке всего 2 из 96 и поэтому действие эффекта рассеяния, которое может привести к потере пульсаров с IP, не должно быть значительным.

Прежде чем сравнивать наши результаты с результатами других работ, как наблюдательных [19, 20, 21], так и теоретических [23, 22], отметим еще два момента, которые могут повлиять на обсуждаемую статистику интеримпульсных пульсаров.

Во-первых, практически все наблюдавшиеся нами интеримпульсные пульсары в табл. 1 имеют отношение интенсивностей  $IP/MP < 0.02$ , тогда как по крайней мере половина всех интеримпульсных пульсаров из других каталогов имеют отношение  $IP/MP > 0.1$ . Этот момент пока не имеет своего объяснения. Поиск пульсаров с IP проводился в площадке  $-9^\circ < \delta < +55^\circ$ , она по-

<sup>1</sup> <https://bsa-analytics.prao.ru/pulsars/>

**Таблица 2.** Наблюдаемое количество ортогональных интеримпульсных пульсаров для трех интервалов периодов  $P$

$P$ , с	$N_{\text{all}}$	$N_{\text{IP}}$	$N$ , %	[22], %	FAST, %	MeerKAT, %
0.03–0.5	26	1–2	1.0–2.1	2.2–3.6	2.0	2.4
0.5–1.0	28	0–1	0.0–1.0	0.7–1.1	0.4	0.5
> 1	42	1	1.0	≥ 0.2	0.3	0.2

**Примечание.** Приведены значения общего количества пульсаров  $N_{\text{all}}$  и пульсаров с интерпульсами  $N_{\text{IP}}$ . В столбце 5 приведено относительное количество интеримпульсных пульсаров, взятых из работы [22], а в столбцах 6 и 7 — из обзоров FAST [20] и MeerKAT [21].

крывает почти половину всего неба. В работе [23] можно увидеть 12 пульсаров, имеющих отношение IP/MP > 0.1, попадающих в исследованную площадку, и при этом отсутствующих в табл. 1. Из них 11 пульсаров (J0627+0706, J1842+0358, J1843–0702, J1849+0409, J1851+0418, J1852–0118, J1903+0925, J1913+0832, J1915+1410, J2032+4127, J2047+5029) в обзоре PUMPS<sup>1</sup> не обнаружены. У 10 из этих 11 пульсаров  $DM > 100$  пк/см<sup>3</sup>. Как мы уже отмечали, чувствительность обзора на больших мерах дисперсии низкая. Половина из этих 10 пульсаров помимо высокой  $DM$  имеет еще и период  $P < 0.25$  с. Один пульсар (J1849+0409) имеет  $P = 0.7611$  с,  $DM > 63.9$  пк/см<sup>3</sup>, и должен детектироваться в PUMPS [14]. Однако при достигнутой чувствительности обзора 0.1–0.2 мян для интегральной плотности потока, гармоники пульсара J1849+0409 в усредненных спектрах мощности не найдены. Наконец, один пульсар J0535+2200 (пульсар в Крабе) нами обнаружен как по отдельным импульсам, так и в усредненных спектрах мощности. Однако, его период всего 33 мс, то есть меньше 3 точек по 12.5 мс, поэтому обнаружить его IP в наших наблюдениях невозможно. Тем не менее, вопрос о том, почему почти у всех интеримпульсных пульсаров, имеющих IP/MP > 0.1 и попавших в исследованную площадку, наблюдаются большие  $DM$ , и вопрос, почему не найдены пульсары с  $DM < 100$  пк/см<sup>3</sup> с IP/MP > 0.1, ответов не имеют.

Отметим, что здесь удивительно не само преобладание интеримпульсных пульсаров с низкими отношениями IP/MP, а относительно малое количество пульсаров с IP/MP ~ 1. Действительно, низкие отношения IP/MP легко могут быть объяснены, если предположить значительное отличие угла между магнитным моментом и осью вращения от 90°. В этом случае луч зрения будет пересекать диаграмму направленности от одного из магнитных полюсов вдали от магнитной оси. Отношение

же IP/MP = 1 должно выполняться лишь для углов наклона, близких к 90°.

Во-вторых, все обсуждаемые в работах [23, 22] статистические распределения касаются пульсаров с отношением интенсивностей IP/MP > 0.01. Поэтому далее при сравнении количества интеримпульсных пульсаров мы ограничимся лишь семью пульсарами из табл. 1, имеющими те же параметры. Из них четыре пульсара (J0613+3731, J0826+2637, J2208+4056, J2305+3100) можно отнести к ортогональным интеримпульсным пульсарам (угловое расстояние между MP и IP близко к 180°), а три пульсара (J0953+0755, J1946+1805, J2215+1538) можно отнести к соосным ротораторам.

В табл. 2 приведены полученные значения количества ортогональных интеримпульсных пульсаров для трех интервалов периодов  $P$ , а также значения общего количества пульсаров и пульсаров с интерпульсами (столбы 2 и 3). В столбце 5 приведено относительное количество интеримпульсных пульсаров, взятых из работы [22], а в столбцах 6 и 7 — из обзоров FAST [20] и MeerKAT [21]. Неопределенность связана с тем, что пульсар PSR J0826+2637 имеет период  $P = 0.53$  с, т.е. находится на самой границе двух интервалов. В целом, как мы видим, имеется хорошее согласие наших результатов с результатами других авторов. Напомним, что в работе [22] были проведены расчеты, оценивающие ожидаемое относительное количество наблюдаемых ортогональных интеримпульсных пульсаров для двух моделей торможения нейтронных звезд. В первой, так называемой MHD-модели (см., напр., [24, 8]), в которой угол между магнитной осью и осью вращения стремится к 0°, предсказывается количество ортогональных интеримпульсных пульсаров в интервале  $0.033 < P < 0.5$  с на уровне 0.2–1.5%. Во второй, BGI-модели [9], в которой угол между магнитной осью и осью вращения стремится к 90°, относительное количество IP предсказывается на уровне 2.5–5.5%. Таким образом, можно сделать предварительный вывод, что наши результаты (как и последние результаты обсерваторий FAST и MeerKAT) говорят скорее в пользу

<sup>1</sup> <https://bsa-analytics.prao.ru/pulsars/known/>

модели BGI, чем в пользу общепризнанной модели MHD. Что же касается соосных интеримпульсных пульсаров, то, как показано в работе [23], и модель MHD, и модель BGI предсказывают приблизительно их одинаковое относительное количество на уровне 1–2%, что в целом согласуется и с нашими результатами (3 пульсара с  $IP/MP > 0.01$  из 96).

В заключение отметим главные результаты, полученные в настоящей работе:

- для 96 пульсаров, наблюдаемых в мониторинговом обзоре PUMPS, сложением средних профилей удалось получить минимальные  $S/N$  в главном импульсе больше 40. Для получения средних профилей использовались наблюдательные сессии, в которых  $S/N$  главного импульса был больше 6. Эти сессии выбирались из ежедневных наблюдений, продолжающихся на временных интервалах от сотен до тысяч дней;
- найдено 12 пульсаров с IP: семь пульсаров имеют IP, располагающиеся на фазовых расстояниях близких к  $180^\circ$  относительно MP; для пяти пульсаров расстояния далеки от  $180^\circ$  и они, по-видимому, являются соосными ротаторами;
- для пульсаров, имеющих отношение  $IP/MP > 0.01$ , результаты не противоречат модели из работы [22], предполагающей эволюцию пульсаров в ортогональные ротаторы.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование проведено за счет гранта Российского научного фонда (РНФ) № 22–12–00236<sup>1</sup>.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим Л. Б. Потапову за помощь при оформлении статьи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, *Astron. J.* 129(4), 1993 (2005).
2. J. Gil, *Astron. and Astrophys.* 127, 267 (1983).
3. K. Maciesiak, J. Gil, and V.A.R.M. Ribeiro, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 414(2), 1314 (2011).
4. D.R. Lorimer and M. Kramer, *Handbook of Pulsar Astronomy* (Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2012).
5. L. Davis and M. Goldstein, *Astrophys. J. Letters* 159, L81 (1970).
6. R.N. Manchester and A.G. Lyne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 181, 761 (1977).
7. P. Goldreich, *Astrophys. J. Letters* 160, L11 (1970).
8. A. Philippov, A. Tchekhovskoy, and J.G. Li, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 441(3), 1879 (2014).
9. V.S. Beskin, A.V. Gurevich, and Y.N. Istomin, *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge, New York: Cambridge University Press, 1993).
10. A.G. Lyne, C.A. Jordan, F. Graham-Smith, C.M. Espinoza, B.W. Stappers, and P. Weltevrede, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 446(1), 857 (2015).
11. V.I. Shishov, I.V. Chashei, V.V. Oreshko, S.V. Logvinenko, et al., *Astron. Rep.* 60(12), 1067 (2016).
12. S.A. Tyul'bashev, V.S. Tyul'bashev, V.V. Oreshko, and S.V. Logvinenko, *Astron. Rep.* 60(2), 220 (2016).
13. S.A. Tyul'bashev, P.Y. Golysheva, V.S. Tyul'bashev, and I.A. Subaev, *Astron. Rep.* 63(11), 920 (2019).
14. S.A. Tyul'bashev, M.A. Kitaeva, and G.E. Tyul'basheva, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 517(1), 1112 (2022).
15. S.A. Tyul'bashev, G.E. Tyul'basheva, M.A. Kitaeva, I.L. Ovchinnikov, V.V. Oreshko, and S.V. Logvinenko, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 528(2), 2220 (2024).
16. I.F. Malov and E.B. Nikitina, *Astron. Rep.* 57(11), 833 (2013).
17. A.D. Kuž'min, B.Ya. Losovskii, and K.A. Lapaev, *Astron. Rep.* 51(8), 615 (2007).
18. A.V. Pynzar' and V.I. Shishov, *Astron. Rep.* 52(8), 623 (2008).
19. P. Weltevrede and S. Johnston, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 387(4), 1755 (2008).
20. P.F. Wang, J.L. Han, J. Xu, C. Wang, et al., *Res. Astron. and Astrophys.* 3(10), id. 104002 (2023).
21. B. Posselt, A. Karastergiou, S. Johnston, A. Parthasarathy, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 520(3), 4582 (2023).
22. E.M. Novoselov, V.S. Beskin, A.K. Galishnikova, M.M. Rashkovetskyi, and A.V. Biryukov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 494(3), 3899 (2020).
23. L.I. Arzamasskiy, V.S. Beskin, and K.K. Pirov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 466(2), 2325 (2017).
24. A. Spitkovsky, *Astrophys. J. Letters* 648(1), L51 (2006).

<sup>1</sup> <https://rscf.ru/project/22-12-00236/>

## SEARCH FOR INTERPULSES IN A COMPLETE SAMPLE OF PULSARS AT A FREQUENCY OF 111 MHZ

M. O. Toropov<sup>1</sup>, S. A. Tyul'bashev<sup>2,\*</sup>, V. S. Beskin<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>*LLC TEK Inform, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Lebedev Physical Institute, Astro-Space Center, Pushchino  
radio astronomy observatory, Pushchino, Russia*

<sup>3</sup>*Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia*

<sup>4</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT), Dolgoprudnyi, Russia*

\*E-mail: [serg@prao.ru](mailto:serg@prao.ru)

An interpulse search was carried out in a sample of 96 pulsars observed on the Large Phased Array (LPA) radio telescope in the Pushchino Multibeams Pulsar Search (PUMPS). The pulsar sample is complete for pulsars having a signal-to-noise ratio ( $S/N$ ) in the main pulse (MP) greater than 40. To search for weak interpulses (IP), the addition of average profiles over an interval of up to 10 years was used. Interpulses were detected in 12 pulsars (12.5% of the sample), of which 7 pulsars have an interpulse located near the 180° phase relative to the main pulse (probable orthogonal rotators), and 5 have phases far from 180° (probable coaxial rotators). The amplitude ratios of IP/MP are in the range of 0.004–0.023, the median value is 0.01. Estimates of the observed number of coaxial and orthogonal rotators with  $IP/MP \geq 0.01$  do not contradict the model according to which, during evolution, the magnetic axis and the axis of rotation become orthogonal.

*Keywords:* pulsar, interpulse, coaxial (alignment) rotator, orthogonal (counter-alignment) rotator

# ПОИСК ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ТРАНЗИЕНТОВ С ПЕРИОДАМИ БОЛЬШЕ ДВУХ СЕКУНД НА СКЛОНЕНИЯХ ОТ $+21^\circ$ ДО $+42^\circ$

© 2024 г. С. А. Тюльбашев<sup>1,\*</sup>, Г. Э. Тюльбашева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева, Астрокосмический центр,

Пущинская радиоастрономическая обсерватория, Пущино, Московская обл., Россия

<sup>2</sup>Институт математических проблем биологии Российской академии наук,

филиал Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Пущино, Россия

\*E-mail: serg@prao.ru

Поступила в редакцию 20.06.2024 г.

После доработки 27.08.2024 г.

Принята в печать 11.09.2024 г.

Проведен поиск долгопериодических транзиентов с периодами  $P$  от 2 до 90 с в ежедневных наблюдениях, проводимых на интервале 5 лет в площадке размером 6300 кв. град. Данные получены на Большой синфазной антенне (БСА) на частоте 111 МГц. Для поиска использовались периодограммы, построенные с помощью алгоритма быстрого суммирования (FFA; Fast Folding Algorithm). Для увеличения чувствительности, периодограммы, полученные в разных наблюдательных сессиях, складывались. Из 14 известных пульсаров, попавших в исследуемую площадку и имеющих периоды  $P > 2$  с и меры дисперсии  $DM < 200$  пк/см<sup>3</sup>, обнаружены 9 объектов, известных по каталогу ATNF. Найдены 2 новых пульсара. Получены средние профили пульсаров и даны оценки их плотностей потоков. Открытый пульсар J1951+28, имеющий период  $P = 7.3342$  с и  $DM = 3\text{--}4$  пк/см<sup>3</sup>, оказался одним из самых близких к Солнцу пульсаров в северном полушарии. Отсутствие новых долгопериодических транзиентов (пульсаров или белых карликов), имеющих периоды десятки секунд при достигнутой чувствительности поиска 1 мЯн вне галактической плоскости, говорит о низкой вероятности существования пульсаров—нейтронных звезд с экстремально большими периодами. Вероятнее всего, недавно найденные источники периодического излучения с периодами от минуты до десятков минут являются белыми карликами.

**Ключевые слова:** поиск пульсаров

**DOI:** 10.31857/S0004629924120074    **EDN:** ICKCOZ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Как правило, употребляя слово радиопульсар (пульсар), подразумевают, что он является быстровращающейся нейтронной звездой, которая на каждом или почти на каждом обороте излучает импульс в радиодиапазоне. Этот импульс мы видим благодаря тому, что ось вращения и магнитная ось располагаются под углом друг к другу.

Первые пульсары были открыты по наблюдениям отдельных импульсов [1], однако сразу после открытия стало ясно, что для поиска и исследования слабых пульсаров нужно увеличивать отношение сигнала к шуму ( $S/N$ ). Для этого отдельные импульсы необходимо складывать. Действительно, складывая импульсы с известным периодом, мы увеличиваем  $S/N$  как корень квадратный из числа сложенных импульсов. Таким образом, складывая импульсы на

все более долгих временных интервалах, можно обнаруживать все более слабые пульсары.

При поиске пульсаров нужно подбирать две характеристики: период пульсара ( $P$ ) и меру дисперсии ( $DM$ ), отражающую количество электронов на луче зрения. Простое сложение импульсов с одновременным перебором всех возможных значений  $DM$  оказалось очень затратным с точки зрения вычислительных ресурсов, поэтому почти сразу после открытия пульсаров для оценки  $P$  и  $DM$  при поиске кандидатов в пульсары были предложены давно известные в математике алгоритмы быстрого суммирования. Спектры мощности, получаемые с помощью быстрого преобразования Фурье (FFT) [2], выявляют периодические сигналы в частотной области. Периодограммы, получаемые с помощью метода быстрого сворачивания (FFA) [3], выявляют периодические сигналы во временной области. Использование для поиска пульсаров спектров мощности оказалось малозатратным по вычислительным

ресурсам, и используется с небольшими вариациями до настоящего времени. Периодограммы требуют больше счетных ресурсов, чем спектры мощности, поэтому их использование для поиска пульсаров вновь начали рассматривать почти через 50 лет после первого применения [4, 5].

И спектры мощности, и периодограммы позволяют проводить поиск пульсаров, но есть нюансы, которые нужно учитывать. Фурье спектры лучше работают, если сигнал занимает большую часть периода, тем самым становясь похожим на часть синусоиды. Периодограммы лучше работают с узкими сигналами. В отличие от Фурье спектров мощности, у которых полная энергия импульсов в периодическом сигнале распределяется по всем гармоникам, периодограммы собирают всю энергию в одной гармонике, что позволяет реализовать максимальную чувствительность. Недавние поиски пульсаров с использованием периодограмм показали, что для пульсаров с узкими импульсами, занимающими незначительную часть периода, чувствительность при FFA поиске может быть выше до 7–8 раз по сравнению со стандартным поиском с помощью спектров мощности [6, 7].

При работе с реальными данными, а не с моделеванным сигналом, до использования FFT или FFA необходимо произвести вычитание фонового сигнала из данных наблюдений (вычитание базовой линии). Наблюдаемый на радиотелескопе сигнал складывается из путаницы протяженных и компактных радиоисточников, попадающих в диаграмму направленности радиотелескопа. На эту путаницу накладывается галактический фон, частотные и временные помехи, излучение сильных источников в боковых и задних лепестках антенны. В метровом диапазоне длин волн добавляются еще и мерцания на межпланетной среде и на ионосфере. Все составляющие наблюдаемого сигнала имеют разные характерные временные масштабы, и вычитание базовой линии становится не тривиальной процедурой. В результате неполного вычитания базовой линии в спектрах мощности остаются составляющие (красный шум), соответствующие низким частотам (большим периодам).

Поиск обычных пульсаров на радиотелескопе Большая синфазная антenna (БСА), проведенный с помощью суммированных спектров мощности, показал, что высокую чувствительность можно гарантировать для пульсаров, имеющих  $P < 2\text{--}3$  с [8]. На периодах  $P > 2\text{--}3$  с начинает проявляться низкочастотный шум, мешающий визуальному поиску кандидатов в пульсары, а на периодах  $P > 3\text{--}4$  с крас-

ный шум не позволяет выделять гармоники. Однако, если пульсар сильный, его можно обнаружить по второй, третьей и последующим гармоникам.

Общее количество пульсаров с большими периодами невелико, а их поиск с помощью Фурье спектров мощности затруднен по причинам, указанным выше. Действительно, в пульсарный каталог ATNF<sup>1</sup> [9] на апрель 2024 г. включено около 3000 радиопульсаров, из них  $P > 2$  с имеют около 250 пульсаров ( $\approx 8\%$ ),  $P > 4$  с наблюдаются у 78 пульсаров  $P > 6$  с – у 21 пульсара ( $\approx 0.7\%$ ). В отличие от спектров мощности, низкочастотный шум в периодограммах менее выражен, поэтому периодограммы можно использовать для поиска пульсаров с большими периодами.

За последние пять лет произошло неожиданное увеличение списка долгопериодических транзиентов, имеющих сверхбольшие периоды. В работах [10, 11, 12, 13] говорится об открытии транзиентов J0250+5854, J0901–4046, J1627–5235, J1839–1031 с периодами  $P = 23.5, 75.88, 1091, 1318$  с, обнаруженных на частотах 135 МГц (LOFAR), 1.3 ГГц (MeerKAT), 150 и 80 МГц (MWA). При этом нет ясности, все ли эти долгопериодические транзиенты являются нейтронными звездами, или часть из них – белые карлеки. Если указанные источники со сверхбольшими периодами являются пульсарами, то их общее количество в выборке радиопульсаров должно быть чрезвычайно мало, если они являются белыми карлеками, то их количество может быть велико [14]. Для ответа на этот вопрос нужны наблюдения больших небесных площадок на длительных интервалах времени.

В настоящей работе мы провели поиск пульсаров с периодами в интервале 2–90 с, реализуя высокую чувствительность суммированием FFA спектров, что позволило исключить низкочастотный (красный) шум, наблюдаемый в Фурье спектрах мощности на периодах  $P > 2$  с. Во втором разделе рассмотрена антenna и способ обработки наблюдений. В третьем разделе говорится об открытых источниках периодического излучения и приведены их параметры. В четвертом обсуждаются полученные результаты и дано краткое заключение.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Для поиска пульсаров были использованы мониторинговые кругосуточные наблюдения, проводящиеся с 2014 г. на радиотелескопе БСА Физического института им. П. Н. Лебедева (ФИАН) на частоте 111 МГц. БСА ФИАН имеет две независимые

<sup>1</sup> <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

диаграммы направленности, одна из которых (БСА3) имеет 128 стационарных лучей, покрывающих склонения  $-9^\circ < \delta < +55^\circ$  [15, 16]. Данные записываются в двух частотно-временных режимах: 32 частотных канала шириной 78 кГц и с временем опроса точки 12.5 мс, и 6 частотных каналов шириной 415 кГц и с временем опроса точки 100 мс. При низком частотно-временном разрешении объем записи за год в 128 лучах оказывается чуть больше терабайта, при высоком частотно-временном разрешении – около 42 Тб. Эффективная площадь радиотелескопа примерно 45000 кв. м, полоса приема – 2.5 МГц. Лучи БСА3 пересекаются по уровню мощности 0.405.

Данные записываются на три регистратора. Мы обрабатывали данные с регистратора, записывающего 48 лучей БСА3, покрывающих склонения  $+21^\circ < \delta < +42^\circ$ . На этих склонениях есть многолетние ряды наблюдений, и на них фиксируется минимум помех. Для обработки был взят пятилетний интервал наблюдений за 2015–2019 гг. На склонениях ниже  $+21^\circ$  увеличивается количество индустриальных помех, и нужно предпринимать дополнительные меры при обработке данных. На склонениях выше  $+42^\circ$  регистраторы были подключены к лучам БСА3 в 2021–2022 гг., т.е. в наличии лишь относительно короткий ряд наблюдений.

Схема обработки повторяет ранее реализованный способ поиска пульсаров с помощью FFT [17]. Суть обработки заключалась в том, что для увеличения чувствительности мы складывали спектры мощности, соответствующие наблюдениям с одного направления на небе за весь интервал мониторинговых наблюдений. Это повысило чувствительность поиска примерно в 40 раз при сложении спектров мощности на интервале около 3000 дней (период наблюдений 2014–2022 гг.). Спектры мощности, полученные за разные дни, можно складывать. Если в записи есть пульсар, в спектре мощности теряется информация о фазе импульса пульсара, но остается информация о его периоде. И этот период всегда соответствует определенному номеру точки на Фурье спектре мощности.

Аналогичная ситуация возникает и при суммировании периодограмм. Если в записи есть периодический сигнал от пульсара, он отражается в FFA спектре как гармоника, видимая на основном периоде пульсара и периодах кратных основному. Фаза сигнала при этом теряется. Так как периоды пульсаров со временем изменяются медленно, гармоники, соответствующие периодам пульсаров в FFA спектрах, попадают на одни и те же номера точек в этих спектрах. Если в каком-то направлении есть

пульсар, при суммировании периодограмм за разные дни  $S/N$  гармоник будет расти.

Для обработки наблюдений использовался блок счета FFA<sup>1</sup>, описанный в работе [4]. Как рекомендовано авторами программы, счет проводился независимо для периодов  $2 < P < 50$  с и  $30 < P < 90$  с. Обработка данных шла последовательно по дням. Каждый день был разделен по координатам, фиксированным по прямому восхождению и склонению. Каждая координата по прямому восхождению обрабатывалась параллельно на многоядерном процессоре сервера. Обработка года наблюдений занимала 3 дня.

Для экономии счетных ресурсов мы взяли данные, имеющие низкое частотно-временное разрешение. В первом приближении использование данных с низким частотно-временным разрешением оправдано, так как согласно каталогу ATNF ширины импульсов пульсаров по уровню 10% от высоты профиля ( $W_{10}$ ), имеющих  $P > 2$  с, начинаются с 40 мс. Для таких пульсаров потеря  $S/N$  в FFA спектре из-за слишком большого времени опроса точки будет равна  $(100/40)^{1/2} = 1.6$ . У половины пульсаров, имеющих  $P > 2$  с, ширины импульсов  $W_{10} > 80$  мс, поэтому потеря  $S/N$  для таких пульсаров будет меньше, чем  $(100/80)^{1/2} = 1.1$  раза. По нашим оценкам чувствительность при сложении периодограмм на интервале 1 год может вырасти примерно в 10–15 раз [18]. Эта оценка роста  $S/N$  справедлива, если время опроса точки равно длительности импульса. Учитывая, что мы обрабатываем данные с низким частотно-временным разрешением, средние потери в чувствительности будут примерно 30–40% и чувствительность в суммированных FFA спектрах вырастет в 7–11 раз.

Так как ширина импульса может быть больше времени опроса точки, для таких пульсаров появится потеря чувствительности уже из-за слишком широких импульсов. Поэтому FFA спектры нужно получать при разном начальном усреднении данных. Мы усредняли данные с шагом скользящего среднего 2, то есть предполагая ширину импульса 100, 200, 400 мс и до 25600 мс. Согласно ATNF у 90% всех пульсаров, имеющих оценку  $W_{10}$ , отношение  $W_{10}/P$  не превышает 7.5%. То есть для пульсара с  $P = 90$  с ширина импульса будет  $W_{10} < 6.75$  с (6750 мс) для 90% пульсаров. Мы же делаем поиск при существенно больших предполагаемых ширинах импульсов и поэтому не ожидаем уменьшения чувствительности для пульсаров с широкими сред-

<sup>1</sup> <https://github.com/v-morello/riptide>

ними профилями. При просмотре периодограмм программы визуализации позволяет вывести  $S/N$  в гармонике в зависимости от предполагаемой ширины импульса. Это позволяет сделать грубую оценку ширины импульса.

Таким образом, использование данных с низким частотно-временным разрешением потенциально может привести к потере чувствительности в несколько десятков процентов. Мы посчитали возможную потерю чувствительности приемлемой, учитывая, что FFA обработка данных с высоким частотно-временным разрешением может по оценкам занять около года работы сервера. В наших планах есть поиск пульсаров с помощью периодограмм по данным, имеющим высокое частотно-временное разрешение для пульсаров с периодами от 0.025 мс. Однако цель настоящей работы – это поиск пульсаров с  $P > 2$  с и оценка их количества на небе.

Чувствительность при поиске пульсаров меняется, и зависит от периода и меры дисперсии пульсаров. Согласно выводам работы [17, рис. 4] для пульсаров с  $P > 2$  с в 3.5-минутной наблюдательной сессии будут обнаружены все пульсары, имеющие интегральную плотность потока  $S_{\text{int}} > 10-13$  мЯн и  $S/N \geq 6$ . Мы выбрали границу поиска  $S/N \geq 10$ . Учитывая ожидаемый рост чувствительности на годовом интервале, получим, что граница чувствительности при поиске будет  $S_{\text{int}} \approx 1.1$  мЯн в направлении на зенит и вне плоскости Галактики. Так как наблюдения проводились не в зените, а чувствительность между лучами БСА может упасть в  $0.405^{-1} = 2.5$  раза [16], наихудшая чувствительность будет 2.7 мЯн, с учетом косинуса высоты источника над горизонтом на склонении  $+21^\circ$  и попадания пульсара ровно между лучами. Таким образом, 2.7 мЯн – это ожидаемая граница полноты обзора. Мы должны зарегистрировать все пульсары, у которых  $S_{\text{int}} \geq 2.7$  мЯн. При этом самые слабые пульсары, доступные для детектирования, могут иметь  $S_{\text{int}} = 1.1$  мЯн. Для плоскости Галактики оценки чувствительности ухудшаются примерно в 2 раза. Все представленные оценки чувствительности относятся к  $DM < 200$  пк/см<sup>3</sup> [17]. На больших значениях  $DM$  чувствительность резко падает из-за рассеяния.

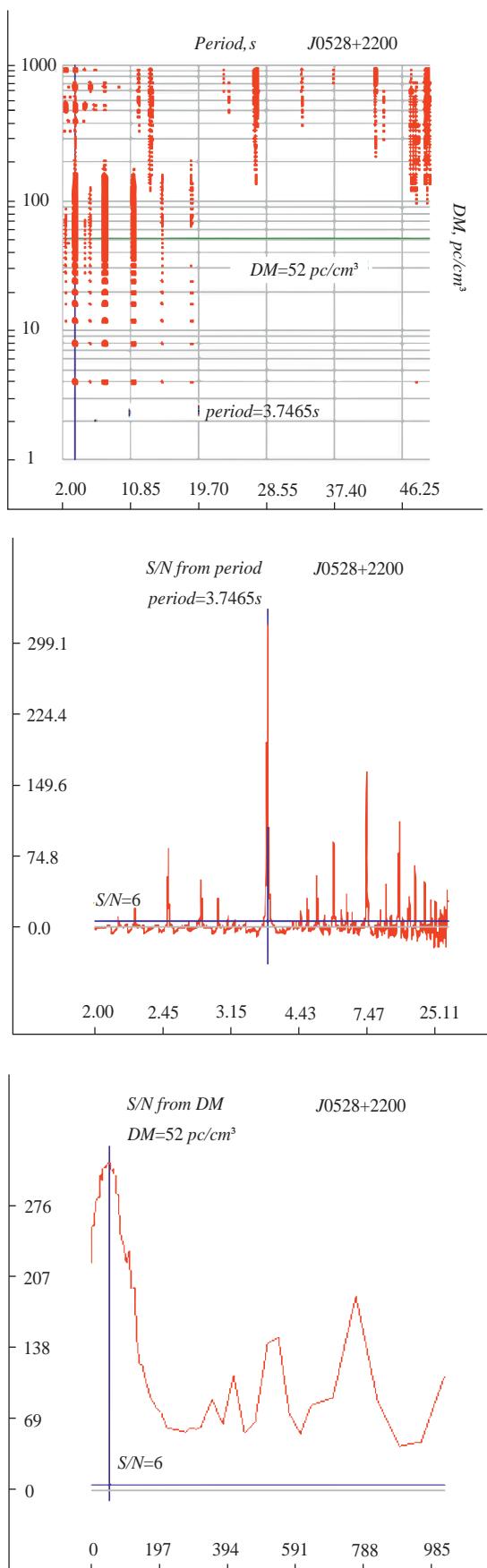
Суммарные периодограммы, построенные для данного направления на небе с перебором различных  $DM$ , представляются на картах вида  $P/DM$ . Несмотря на то, что в проекте по поиску пульсаров PUMPS не обнаружено ни одного пульсара, имеющего  $DM > 250$  пк/см<sup>3</sup> [8], карты построены до  $DM = 1000$  пк/см<sup>3</sup>. Столь высокая граница  $DM$  свя-

зана с тем, что чем больше период пульсара, тем в среднем шире импульсы, и тем меньше рассеяние импульсов влияет на чувствительность. Поэтому карты построены с запасом по  $DM$ , на случай обнаружения пульсаров с широкими профилями и большими периодами.

Для получения  $P/DM$  карт в каждом FFA спектре запоминаются значения гармоник, имеющих  $S/N$  больше заданного, и на картах показываются только эти значения. Пульсар на карте  $P/DM$  виден как набор вертикальных отрезков, ограниченных по  $DM$  (ось  $y$ ) и имеющих координаты по  $P$  (ось  $x$ ), близкие к периоду пульсара и к кратным периодам (см. рис. 1). Значения  $S/N$  периодограмм представляются на интерактивной карте  $P/DM$  в программе визуализации. С помощью мыши можно захватить значения  $P$  и  $DM$  на отрезках и увидеть оригинальные периодограммы, а также более точно оценить  $DM$ . На суммированном FFA спектре (средняя панель) видны характерные треугольные структуры, максимумы которых совпадают с основным периодом и кратными ему гармониками. Правая панель позволяет грубо оценить ожидаемую  $DM$  пульсара. Так как пульсар очень сильный, его сигнал в периодограмме виден на всех мерах дисперсии. Горизонтальная синяя линия на рисунке отмечает уровень  $S/N = 6$ .

После визуального обнаружения кандидатов на картах проводится их поиск по каталогу ATNF. Если источник в ATNF не отождествляется, проводятся работы, в ходе которых нужно показать, что наблюдается новый источник, либо видимые гармоники имеют иную природу. Для этого все кандидаты в новые пульсары проверяются в данных с высоким частотно-временным разрешением.

Алгоритм поиска подробно описан в работе [8]. Суть заключается в том, что из полученных карт берутся начальные значения  $P$  и  $DM$  кандидата. Для каждого доступного дня строятся сотни средних профилей с перебором  $P$  и  $DM$  рядом с выбранными начальными значениями. Все обработанные дни сортируются по уменьшению максимума  $S/N$  в предполагаемом среднем профиле. Такая сортировка помогает выбирать дни с наилучшими профилями. Если максимумы в средних профилей пульсаров за разные наблюдательные сессии получаются на близких  $P$  и  $DM$ , считается, что новый пульсар обнаружен. Значения  $P$  и  $DM$ , на которых в среднем профиле наблюдается максимум  $S/N$ , могут отличаться от начальных значений, взятых из карт  $P/DM$ . Если



средний профиль удалось получить, именно эти скорректированные значения входят в таблицы.

Чувствительность БСА3 в стандартной сессии длительностью 3.5 мин позволяет обнаруживать пульсары с  $S_{\text{int}} = 6\text{--}8$  мЯн вне плоскости Галактики и  $S_{\text{int}} = 15\text{--}20$  мЯн в плоскости Галактики [15]. Как было отмечено выше, при улучшении чувствительности в  $\sim 10$  раз на картах  $P/DM$  могут обнаруживаться пульсары с  $S_{\text{int}} = 1.1\text{--}2.7$  мЯн вне плоскости и в плоскости Галактики. Поэтому, если у слабого пульсара нет сильных (5–10 раз) флюктуаций плотности потока в разные дни, в ходе проверочного поиска зачастую не находится ни одной сессии, по которой можно получить средний профиль [8].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Проверка в каталоге ATNF показывает, что в площадке  $+21^\circ < \delta < +42^\circ$  расположены 14 канонических (имеющих регулярное излучение) пульсаров, у которых  $P > 2$  с,  $DM < 200$  пк/см $^3$ . Из 14 пульсаров 9 объектов (J0323+3944, J0349+2340, J0509+37, J0528+2200, J0546+2441, J0928+30, J0944+4106, J1746+2245, J1845+21) обнаружены на картах  $P/DM$ . Все эти пульсары ранее обнаруживались и в поиске с помощью суммированных Фурье спектров мощности. Из этих 9 пульсаров 3 были открыты нами ранее на БСА3: J0509+37, J0928+30, J1845+21<sup>1</sup>.

При этом пять из 14 пульсаров (J1829+25, J2000+2920, J2011+3006, J2015+2524, J2111+4058) не обнаружены в суммированных FFA спектрах. Ранее поиск в этой же площадке с помощью FFT спектров проводился на восьмилетнем интервале<sup>2</sup> [8], и ни один из этих 5 пульсаров также не был обнаружен. В то же время известно, что у некоторых пульсаров наблюдается вспышечное поведение. Это выключающиеся (intermittent) пульсары, пульсары с нуллингами, пульсары с сильной собственной переменностью и/или переменностью, вызванной межзвездной средой. Поиск таких пульсаров в суммированных FFA спектрах не является оптимальным, так

**Рис. 1.** Пример  $P/DM$  карты (левая панель), суммированной периодограммы (средняя панель) и зависимости максимума гармоники в периодограмме (ее  $S/N$ ) от  $DM$  (правая панель), сгенерированные программой просмотра данных для известного пульсара J0528+2200. Пересечение зеленой (горизонтальной) и синей (вертикальной) линий на карте указывают на  $P$  и  $DM$  сильнейшего сигнала в периодограммах. На  $P/DM$  карте показаны сигналы, имеющие  $S/N > 50$ .

<sup>1</sup><https://bsa-analytics.prao.ru/en/pulsars/new>

<sup>2</sup><https://bsa-analytics.prao.ru/en/pulsars/known/>

как сессии, в которых пульсар мог быть обнаружен, будут складываться с сессиями, в которых его излучение отсутствует или очень слабое. Для таких пульсаров нужно проводить поиск излучения за отдельные дни. Например, в работе [19] отмечены вращающиеся радиотранзиенты (RRAT) J0642+30 и J1516+27, у которых регулярное (периодическое) излучение не обнаружено в суммарных спектрах мощности при накоплении, эквивалентном 6 суткам непрерывных наблюдений, но при этом периодическое излучение детектировано в нескольких отдельных сессиях длительностью 3.5 минуты.

Мы провели поиск пяти пульсаров, не обнаруженных в суммированных периодограммах, в ежедневных сессиях на интервале около 10 лет (август 2014 – март 2024). Ни один из пульсаров не найден. Эти пульсары также не были найдены и в поиске пульсаров на LOFAR [20], где на частоте 135 МГц в сессиях длительностью один час чувствительность достигала 1.2 мЯн. Оценка интегральной плотности потока этих не обнаруженных пульсаров на частоте 111 МГц  $S_{\text{int}} < 1$  мЯн.

В площадку также попадают 8 RRAT (J1336+33, J1354+2454, J1502+28, J1538+2345, J1940+2203, J1940+2231, J1946+24, J2008+3758). Из них J1336+33, J1502+28 были ранее открыты на БСА3<sup>1</sup>, а J1538+2345 тоже обнаруживался по его импульсам. Периодическое излучение этих RRAT в суммарных периодограммах не обнаружено.

Помимо пульсаров с периодами  $P > 2$  с, на картах  $P/DM$  обнаружено 49 канонических (секундных) пульсаров в гармониках на кратных периодах. Все эти пульсары ранее обнаруживались и в поиске с помощью суммированных спектров мощности. Поэтому в настоящей работе мы не приводим для них детали, и отмечаем их обнаружение для полноты картины. В качестве примера отметим пульсар J2022+2854 (B2020+28), имеющий  $P = 0.3434$  с и детектированный на  $P/DM$  карте на семикратном периоде ( $P = 2.4040$  с).

На рис. 2 приведены средние профили известных пульсаров, которые удалось получить по данным, имеющим высокое частотно-временное разрешение. В табл. 1 приведены параметры пульсаров. В столбцах 1–5 даны имя пульсара, его период и мера дисперсии по каталогу ATNF и по наблюдениям на БСА3. Столбцы 2–3 и 4–5 позволяют на практике оценить точность оценок по наблюдениям на БСА3. В столбцах 6–9 приведены  $S/N$  в профиле,  $S_{\text{peak}}$  (пиковая плотность потока),  $S_{\text{int}}$  и ширины профилей по

уровню 0.5 от высоты профиля ( $W_{50}$ ). При оценке  $S_{\text{int}}$  и  $S_{\text{peak}}$  выбирались средние профили, у которых визуально на картинке было наилучшее качество. Так как точные координаты пульсаров есть в ATNF, можно сделать поправки, связанные с неточным попаданием пульсаров по центру диаграммы направленности БСА3. Учитывая, что для оценок использовались лучшие по качеству записи, в табл. 1 размещены оценки плотностей потоков близкие к максимальным. Звездочка рядом с названием пульсара указывает, что пульсар был обнаружен в суммарных периодограммах, но средний профиль из индивидуальных наблюдательных сессий получить не удалось.

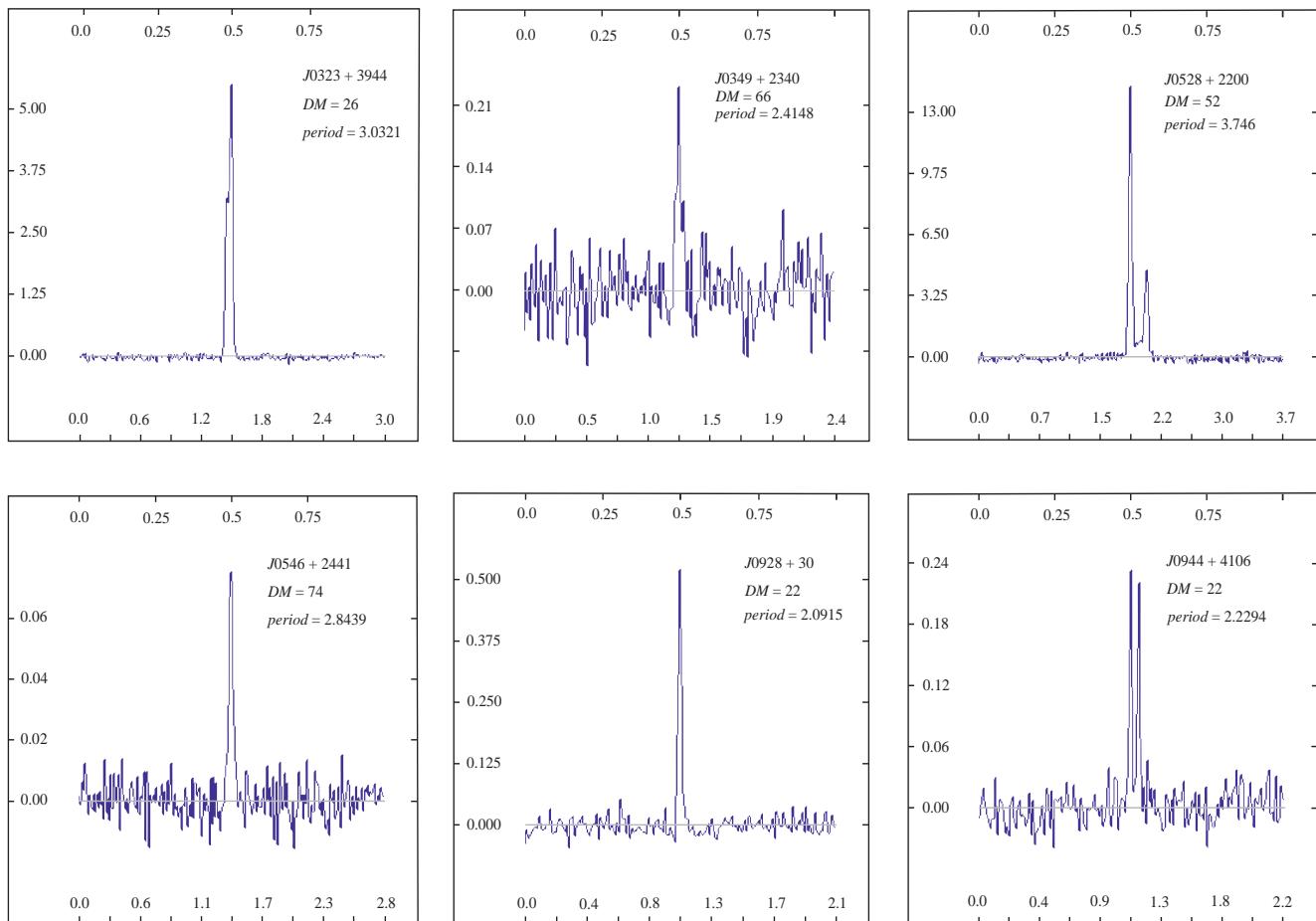
Если средний профиль для пульсара получить не удалось (пульсары J0509+37, J1746+2245, J1845+21), в таблицу помещались оценки, опирающиеся на  $P/DM$  карты (на  $S/N$  обнаруженного пульсара в суммированной периодограмме). Оценка интегральной плотности потока по суммированным FFA спектрам сделана исходя из ожидаемой чувствительности БСА3 в направлении пульсара, с учетом температуры фона Галактики. Температура фона пересчитана из температуры на изофотах, полученных на частоте 178 МГц [21]. Пересчет произведен в предположении, что температура фона подчиняется закону  $T \sim v^{-2.55}$ .

Оценки  $S_{\text{int}}$  пульсаров из табл. 1, полученные на близких частотах (103, 111, 120, 135 и 150 МГц) ранее публиковались в работах [23, 22, 15, 20]. Для пульсаров J0323+3944, J0528+2200, J0546+2441, J0944+4106, J1746+2245 оценки в табл. 1 согласуются с оценками из ранних работ. Для пульсаров J0349+2340, J0509+37, J0928+30, J1845+21 нам не удалось обнаружить в литературе оценок интегральных плотностей потоков, определенных на частотах 100–150 МГц близких к частоте наблюдений на БСА ФИАН. Оценки пиковой и интегральной плотностей потоков даны впервые в указанном диапазоне.

Помимо известных пульсаров, были обнаружены два новых пульсара (J1845+41, J1951+28). На рис. 3 показаны рисунки, по которым произошло визуальное обнаружение пульсаров. На картах  $P/DM$  по вертикали видны вертикальные отрезки, ограничивающие возможные  $DM$ . Видны также и гармоники на кратных периодах.

Первоначальные значения  $P$  и  $DM$ , полученные по поиску в периодограммах, представлены на картах (рис. 3). Для пульсара J1951+28 было проведено уточнение параметров пульсаров из средних профилей (см. рис. 4), получаемых в ходе перебора первоначальных значений  $P$  и  $DM$ , взятых из карт  $P/DM$ . Средний профиль получен с привлечением данных с высоким ча-

<sup>1</sup> <https://bsa-analytics.prao.ru/en/transients/rat/>

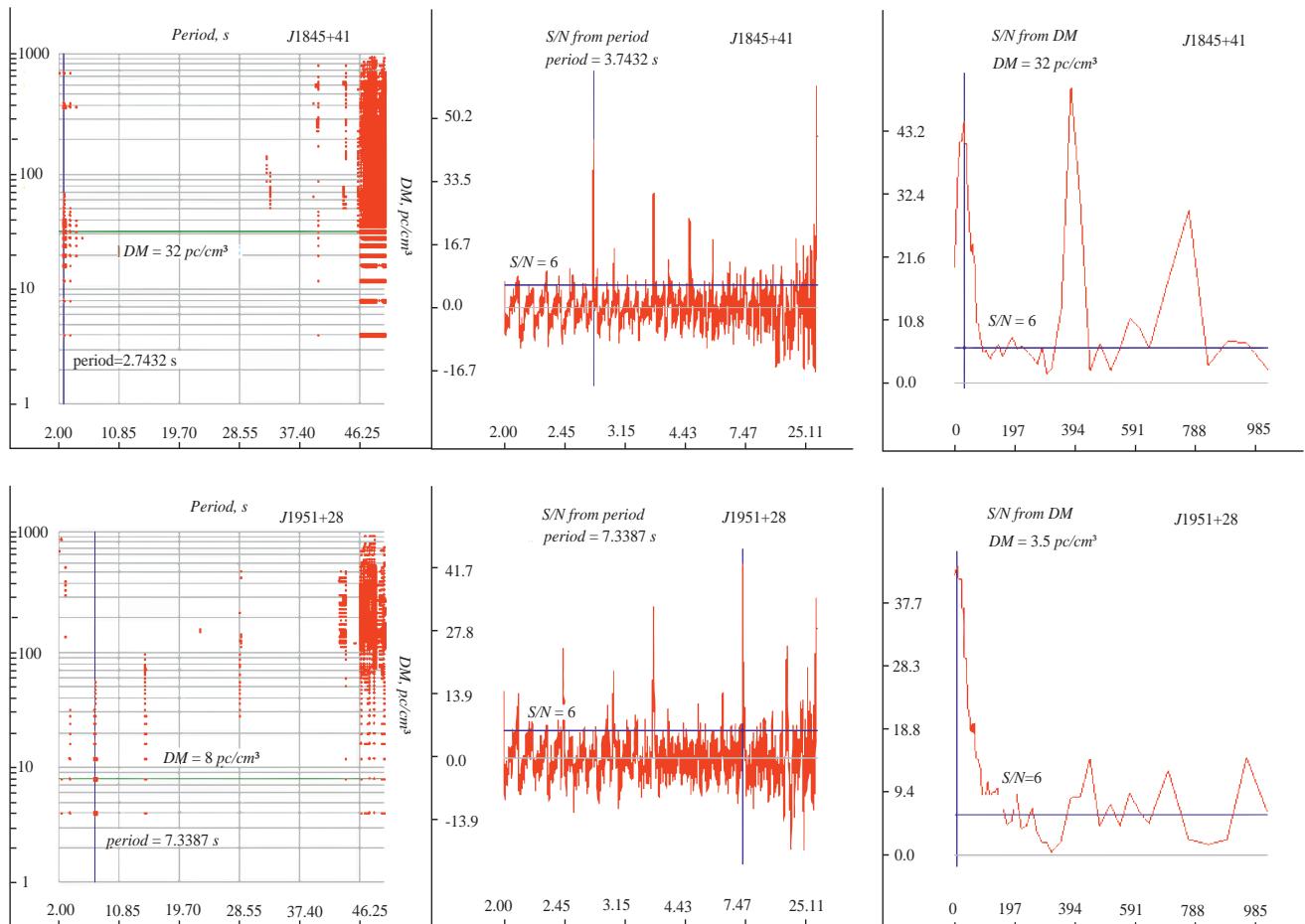


**Рис. 2.** Средние профили пульсаров. На верхней горизонтальной оси каждого профиля показана фаза, на нижней горизонтальной оси — время в секундах (размер шкалы равен периоду пульсара). На вертикальной оси плотность потока в янских. Максимум среднего профиля соответствует фазе 0.5.

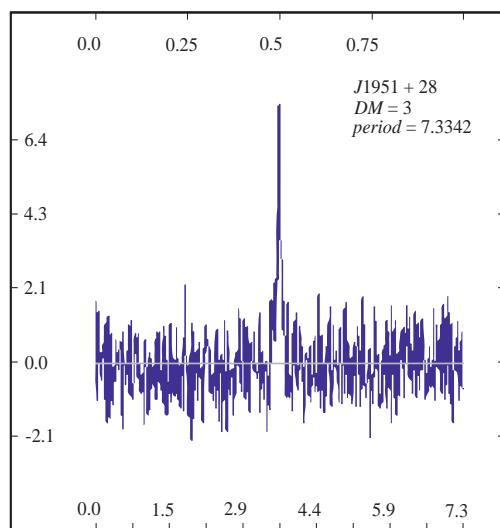
**Таблица 1.** Характеристики пульсаров, попавших в площадку обзора

Имя	$P_{\text{ATNF}}$	$DM_{\text{ATNF}}$	$P_{\text{БСА3}}$	$DM_{\text{БСА3}}$	$S/N$	$S_{\text{peak}}$	$S_{\text{int}}$	$W_{50}$
J0323+3944	3.0320	26.1	3.0321	26	130	6012	115	65
J0349+2340	2.4207	62.9	2.4204	65	8.5	296	4.3	29
J0509+37*	2.4961	30	2.478	30	—	—	$\leq 1.6$	—
J0528+2200	3.7455	50.8	3.7448	50	82	14181	231	45
J0546+2441	2.8438	73.8	2.8439	72	13	774	14.5	51
J0928+30	2.0915	21.9	2.0915	22	33	576	7.7	29
J0944+4106	2.2294	21.4	2.2294	21	15	247	5.9	76
J1746+2245*	3.4650	49.8	3.4646	48	—	—	$\leq 2.5$	—
J1845+21*	3.7556	50	3.7203	40	—	—	$\leq 1.6$	—

**Примечание.** Звездочка рядом с названием пульсара указывает, что пульсар был обнаружен в суммарных периодограммах, но средний профиль из индивидуальных наблюдательных сессий получить не удалось.



**Рис. 3.** Панели повторяют панели рис. 1 для двух новых пульсаров. На периодограммах (в центре) показаны кратные гармоники пульсаров. В правой части красные полосы соответствуют периодам больше 30 с. В периодограммах, построенных для периодов 30–90 с сигналы с большими значениями  $S/N$  не обнаружены.



**Рис. 4.** Средний профиль пульсара J1951+28. Оси размечены как на рис. 2: верхняя шкала фаза, нижняя время в секундах.

стотно-временным разрешением, как это описано в разделе 2 «Наблюдения и обработка».

Извлеченные характеристики новых пульсаров:

#### J1845+41

$$\alpha_{2000} = 18^{\text{h}}45^{\text{m}}40^{\text{s}} \pm 30^{\text{s}};$$

$$\delta_{2000} = 41^{\circ}13' \pm 10';$$

$$P = 2.7432 \pm 0.0050 \text{ с};$$

$$DM = 30 \pm 3 \text{ пк/см}^3;$$

$$S_{\text{int}} < 1 \text{ мЯн};$$

$$W_{50} < 100\text{--}200 \text{ мс}.$$

#### J1951+28:

$$\alpha_{2000} = 19^{\text{h}}51^{\text{m}}30^{\text{s}} \pm 45^{\text{s}};$$

$$\delta_{2000} = 28^{\circ}46' \pm 10';$$

$$P = 7.3342 \pm 0.0010 \text{ с};$$

$$DM = 3.5 \pm 2 \text{ пк/см}^3;$$

$$\begin{aligned} S_{\text{peak}} &= 0.68 \text{ Ян}; \\ S_{\text{int}} &= 11 \text{ мЯн}; \\ W_{50} &= 130 \text{ мс}. \end{aligned}$$

Пульсар J1951+28 находится близко к плоскости Галактики ( $b < 1^\circ$ ). Следовательно, он многократно попадал в разные обзоры по поиску пульсаров. Пульсар имеет высокие значения пиковой и интегральной плотности потока и, тем не менее, до настоящего момента не был обнаружен. В нашем десятилетнем ряду наблюдений у него есть десятки сессий длительностью 3.5 минуты, где удалось получить его средний профиль. То есть пульсар стабильно излучает в радиодиапазоне. Отметим также, что пульсар J1951+28 является одним из самых близких к Солнцу пульсаров с очень низкой светимостью. Расстояние  $D = 249$  пк определено для него по модели YMW16 [24]. Его светимость  $L_{\text{III}} = 11 \times 0.2492 = 0.68 \text{ мЯн}\cdot\text{кпк}^2$ . Для удобства читателей переведем эту светимость на частоту 400 МГц, на которой из 3534 пульсаров, известных в ATNF на май 2024 г., есть оценки светимости для 806 пульсаров. Предполагая спектральный индекс 1.8, получим интегральную плотность потока  $S_{400} = 1.1 \text{ мЯн}$ , а светимость  $L_{400} = 1.1 \times 0.2492 = 0.068 \text{ мЯн}\cdot\text{кпк}^2$ . На сегодняшний день в ATNF наименьшие светимости отмечены у пульсаров J0307+7443, J0613+3731 и J1016–5345, которые равны соответственно 0.044, 0.055 и 0.047 мЯн·кпк<sup>2</sup>. Оценка светимости J1951+28 сопоставима со светимостями этих пульсаров. Заметим также, что обычно низкие радиосветимости (или отсутствие детектированного радиоизлучения) и большие периоды характерны для магнетаров, но так как у нас нет тайминга для пульсара J1951+28, нет и возможности оценить величину его магнитного поля.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В введении мы указали на долгопериодические транзиенты, найденные в радиодиапазоне. У них отмечены периоды от десятков секунд до десятков минут. Долгопериодические транзиенты находят также в диапазонах, отличных от радиодиапазона. Например, в работе [25] говорится об обнаружении в рентгеновском и оптическом диапазонах пульсара J2056–3014 с периодом 29.6 с, в работе [26] – об обнаружении пульсара J0240+1952 с периодом 24.9 с, в работе [27] – об обнаружении пульсара J1912–4410 с периодом 319 с. В работе [28] говорится об обнаружении рентгеновского пульсара J2043+4438 с периодом 742 с. Значения периодов пульсаров, обнаруженных в рентгеновском диапазоне, сравнимы со

значениями периодов радиопульсаров, отмеченных в Введении.

Однако, природа долгопериодических транзиентов может быть различна. Как утверждают авторы указанных выше работ, часть из найденных источников является пульсарами, а часть белыми карликами. В то же время, необходимо отметить, что для объектов с периодами больше, чем несколько десятков секунд, выяснение их природы представляет непростую задачу.

Очевидно, что минимальные периоды белых карликов ограничены снизу, так как центробежная сила не должна превосходить силу притяжения вещества на поверхности звезды. Минимальные известные периоды белых карликов  $P \simeq 25$  с [25, 26] примерно в  $10^4$  раз больше минимальных периодов пульсаров. В свою очередь, периоды радиопульсаров должны быть ограничены сверху, так как при пересечении линии смерти [29] они должны переходить из состояния радиопульсар в состояние нейтронная звезда без радиоизлучения.

Таким образом, в выборке объектов, имеющих в радиодиапазоне сверхбольшие (от десятков секунд) периоды, могут перемешиваться пульсары и белые карлики. У части пульсаров периоды могут быть больше, чем у белых карликов. При этом природа источника периодического излучения (нейтронная звезда или белый карлик) ясна не для всех обнаруженных объектов. Нет ответа на вопрос о том, могут ли белые карлики иметь когерентное радиоизлучение, которое может быть обнаружено на современных радиотелескопах, и есть ли механизмы, которые могут обеспечить излучение пульсаров за линией смерти. Популяционный синтез, проведенный в работе [14] (см. рисунки и табл. 1 в этой статье) показывает возможное существование пульсаров с большими периодами, но их количество должно быть мало. С другой стороны, в этой же работе показано, что количество белых карликов может быть велико, но не вполне ясен возможный механизм, обеспечивающий их радиоизлучение. Отметим здесь попытки рассмотреть механизмы периодического радиоизлучения белых карликов в работах [30, 31].

Для обнаружения долгопериодических транзиентов (пульсаров или белых карликов) и получения статистики по количеству таких пульсаров можно использовать периодограммы. Так как поиск пульсаров с помощью периодограмм ресурсоемкий по вычислениям, возможностей современной вычислительной техники, по-видимому, не хватает для

переобратки всех доступных архивных данных с обзорами по поиску пульсаров.

Выделим две попытки FFA поиска пульсаров в архивных данных обзоров, проведенных на системе апертурного синтеза GMRT [32, 7] и на 64-метровом радиотелескопе в Парксе [33]. В работах [32, 7] сделан FFA поиск пульсаров с периодами до 100 с (обзор GHRSS) на частоте 327 МГц в площадке размером 2800 кв. град. В работе [33] были взяты данные Парксовского обзора (обзор HTRU) и проведен FFA поиск пульсаров с периодами до 432 с на частоте 1.35 ГГц в площадке размером 1 кв. град (направление на центр Галактики). Конечно, площадка в 1 кв. град мала. Однако, как отмечают авторы [33], в этом направлении может наблюдаться около 1000 канонических пульсаров, поэтому небольшая площадь обзора компенсируется большой ожидаемой плотностью пульсаров. Большое рассеяние, ожидаемое в направлении центра Галактики, при поиске долгопериодических транзиентов, по-видимому, не так опасно, как для канонических пульсаров. Это связано с тем, что долгопериодические транзиенты имеют широкие импульсы, а само рассеяние на частоте 1.35 ГГц мало по сравнению с рассеянием на низких частотах. То есть потери чувствительности для долгопериодических транзиентов, имеющих широкие средние профили, не так критичны, как для обычных пульсаров с периодами секунда или меньше.

Теоретическая чувствительность  $S_{\min}$  в обзоре на GMRT была равна 0.5 мЯн для  $S/N = 5$  [34]. В Парксовском обзоре, с учетом направления на центр Галактики,  $S_{\min} = 0.1$  мЯн для  $S/N = 6$  [35].

Сравним эти чувствительности с чувствительностью обзора PUMPS, проводимого на БСА3. Для этого пересчитаем чувствительности на частоту 111 МГц, предполагая спектральный индекс  $\alpha = 1.8$  ( $S \sim v^{-\alpha}$ ) [36].

Получим  $S_{\min-\text{HTRU}} = 9$  мЯн,  $S_{\min-\text{GHRSS}} = 3.5$  мЯн,  $S_{\min-\text{PUMPS}} = 0.5-1.5$  мЯн. Последняя оценка дана для обзора PUMPS для высоких и низких галактических широт соответственно, при усреднении периодограмм на пятилетнем интервале, при попадании пульсаров точно в луч БСА3. При попадании пульсара между лучами БСА3 оценка чувствительности  $S_{\min}$  ухудшится до 1–3 мЯн.

Как отмечалось выше, периодограммы хорошо выделяют пульсары с узкими импульсами и с большими периодами. Если за большой период принять  $P > 2$  с (как в настоящей работе), оказывается, что в поисках GHRSS и HTRU с помощью периодограмм не найдено ни одного нового пульсара. В нашем поиске обнаружено всего 2 новых источника периодического излучения с  $P > 2$  с, и значения периодов

указывают, что это обычные пульсары. Достигнутая чувствительность в обзоре PUMPS сравнима или выше чувствительности ранних обзоров по поиску пульсаров. Поэтому отсутствие новых пульсаров на периодах больше 10 с показывает, что общее количество пульсаров, имеющих большие периоды, мало.

Складывается противоречивая картина. В обзоре PUMPS пульсары, имеющие периоды  $10 < P < 90$  с и располагающиеся на склонениях  $+21^\circ < \delta < +42^\circ$ , не обнаружены. То есть их общее количество на небе мало. С другой стороны, вероятность случайного обнаружения в радиодиапазоне трех объектов со сверхбольшими периодами  $P \sim 1$  мин и  $P \sim 20$  мин [10, 12, 13] мала. Эти случайные обнаружения долгопериодических транзиентов, по нашему мнению, говорит о большом количестве подобных объектов, которые должны обнаруживаться при специально организованном поиске. Более того, долгопериодические транзиенты с периодами  $P \sim 20$  мин и пико-выми плотностями потоков импульсов больше 10 Ян обнаружены на частотах 80 и 150 МГц. Частота наблюдений на БСА3 равна 111 МГц, что посередине диапазона 80–150 МГц. Следовательно, при любом разумном спектральном индексе такие объекты должны быть видны на БСА3. Единственное, на наш взгляд, непротиворечивое объяснение заключается в том, что основная часть долгопериодических транзиентов с  $P > 10$  с имеет реальные периоды  $P > 90$  с, и поэтому в нашем поиске они не обнаружены. В этом случае наш поиск произошел в долине периодов ( $10 < P < 90$  с), где обычных пульсаров уже не осталось, а радиоизлучающая периодический сигнал популяция белых карликов еще не началась.

В заключение отметим основные результаты по поиску долгопериодических ( $P > 2$  с) пульсаров на радиотелескопе БСА3 в ежедневных наблюдениях на интервале 5 лет. Поиск проводился с помощью суммированных периодограмм на склонениях  $+21^\circ < \delta < +42^\circ$ . Поиск с помощью периодограмм показал высокую эффективность. Обнаружено 9 из 14 (64% из попадающих в площадку) известных по каталогу ATNF пульсаров. Пять не обнаруженных пульсаров известны по наблюдениям в дециметровом диапазоне и в метровом диапазоне не подтверждались. Для этих пяти пульсаров был проведен дополнительный поиск в отдельных сессиях длительностью 3.5 минуты. Пульсары вновь не обнаружены. Возможно, что это слабые пульсары со вспышечной активностью, либо пульсары с завалом спектра в метровом диапазоне. В площадке находятся 8 известных RRAT, имеющих периоды  $P > 2$  с. Их регулярное излучение также не обнаружено. Найдены

новые пульсары J1845+41 и J1951+28. Пульсар J1951+28 оказался близким к Солнцу. Он также интересен своей низкой светимостью. Отсутствие новых пульсаров с периодами больше 10 с говорит о малом количестве таких пульсаров на небе.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование проведено за счет гранта Российского научного фонда (РНФ) № 22-12-00236<sup>1</sup>.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим Л. Б. Потапову за помощь при оформлении статьи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Hewish, S.J. Bell, J.D.H. Pilkington, P.F. Scott, and R.A. Collins, *Nature* 217(5130), 709 (1968).
2. R.V.E. Lovelace and H.D. Craft, *Nature* 220(5170), 875 (1968).
3. D.H. Staelin, IEEE Proceedings 57, 724; National Radio Astron. Observ., Green Bank, Ser. A., No. 111 (1969).
4. V. Morello, E.D. Barr, B.W. Stappers, E.F. Keane, and A.G. Lyne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 497(4), 4654 (2020).
5. A.D. Cameron, E.D. Barr, D.J. Champion, M. Kramer, and W.W. Zhu, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 468(2), 1994 (2017).
6. E. Parent, V.M. Kaspi, S.M. Ransom, M. Krasteva, et al., 861(1), id. 44 (2018).
7. S. Singh, J. Roy, B. Bhattacharyya, U. Panda, B.W. Stappers, and M.A. McLaughlin, 944(1), id. 54 (2023).
8. S.A. Tyul'bashev, G.E. Tyul'basheva, M.A. Kitaeva, I.L. Ovchinnikov, V.V. Oreshko, and S.V. Logvinenko, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 528(2), 2220 (2024).
9. R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, *Astron. J.* 129(4), 1993 (2005).
10. M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, M. Malenta, et al., *Nature Astronomy* 6, 828 (2022).
11. C.M. Tan, C.G. Bassa, S. Cooper, T.J. Dijkema, et al., 866(1), id. 54 (2018).
12. N. Hurley-Walker, X. Zhang, A. Bahramian, S.J. McSweeney, et al., *Nature* 601(7894), 526 (2022).
13. N. Hurley-Walker, N. Rea, S.J. McSweeney, B.W. Meyers, et al., *Nature* 619(7970), 487 (2023).
14. N. Rea, N. Hurley-Walker, C. Pardo-Araujo, M. Ronchi, et al., 961(2), id. 214 (2024).
15. S.A. Tyul'bashev, V.S. Tyul'bashev, V.V. Oreshko, and S.V. Logvinenko, *Astron. Rep.* 60(2), 220 (2016).
16. V.I. Shishov, I.V. Chashei, V.V. Oreshko, S.V. Logvinenko, et al., *Astron. Rep.* 60(12), 1067 (2016).
17. S.A. Tyul'bashev, M.A. Kitaeva, and G.E. Tyul'basheva, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 517(1), 1112 (2022).
18. S.A. Tyul'bashev, M.A. Kitaeva, V.S. Tyul'bashev, V.M. Malofeev, and G.E. Tyul'basheva, *Astron. Rep.* 64(6), 526 (2020).
19. S.A. Tyul'bashev, M.A. Kitaeva, E.A. Brylyakova, V.S. Tyul'bashev, and G.E. Tyul'basheva, *Astron. Letters* 49(10), 533 (2023).
20. S. Sanidas, S. Cooper, C.G. Bassa, J.W.T. Hessels, et al., *Astron. and Astrophys.* 626, id. A104 (2019).
21. A.J. Turtle and J.E. Baldwin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 124, 459 (1962).
22. A.V. Bilous, V.I. Kondratiev, M. Kramer, E.F. Keane, et al., *Astron. and Astrophys.* 591, id. A134 (2016).
23. V.M. Malofeev, O.I. Malov, and N.V. Shchegoleva, *Astron. Rep.* 44(7), 436 (2000).
24. J.M. Yao, R.N. Manchester, and N. Wang, 835(1), id. 29 (2017).
25. R. Lopes de Oliveira, A. Bruch, C.V. Rodrigues, A.S. Oliveira, and K. Mukai, *Astrophys. J. Letters* 898(2), id. L40 (2020).
26. I. Pelisoli, T.R. Marsh, V.S. Dhillon, E. Breedt, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 509, L31 (2022).
27. I. Pelisoli, T.R. Marsh, D.A.H. Buckley, I. Heywood, et al., *Nature Astron.* 7, 931 (2023).
28. A.A. Lutovinov, S.S. Tsygankov, I.A. Mereminskiy, S.V. Molkov, et al., *Astron. and Astrophys.* 661, id. A28 (2022).
29. K. Chen and M. Ruderman, 402, 264 (1993).
30. O.C. de Jager, *Astrophys. J. Suppl.* 90, 775 (1994).
31. N.R. Ikhsanov, *Astron. and Astrophys.* 338, 521 (1998).
32. S. Singh, J. Roy, U. Panda, B. Bhattacharyya, V. Morello, B.W. Stappers, P.S. Ray, and M.A. McLaughlin, 934(2), id. 138 (2022).
33. J. Wongphechauxsorn, D.J. Champion, M. Bailes, V. Balakrishnan, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 527(2), 3208 (2024).
34. B. Bhattacharyya, S. Cooper, M. Malenta, J. Roy, et al., 817(2), id. 130 (2016).
35. M.J. Keith, A. Jameson, W. van Straten, M. Bailes, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 409(2), 619 (2010).
36. O. Maron, J. Kijak, M. Kramer, and R. Wielebinski, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 147, 195 (2000). *Astrophys.* 333, 956 (1998).
37. B.D.S. Budi and H.L. Malasan, Preprint SSRN № 4620956 (2023).

<sup>1</sup> <https://rscf.ru/project/22-12-00236/>

## SEARCH FOR PULSARS WITH PERIODS OF MORE THAN TWO SECONDS AT DECLINATIONS FROM +21° TO +42°

S. A. Tyul'bashev<sup>1,\*</sup>, G. E. Tyul'basheva<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute, Astro-Space center, Pushchino radio astronomy observatory, Pushchino, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Mathematical Problems of Biology RAS (IMPB RAS), branch of Keldysh Institute of Applied Mathematics of Russian Academy of Sciences, Pushchino, Russia*

*\*E-mail: serg@prao.ru*

The search for long period transients with periods ( $P$ ) from 2 to 90 s was carried out in daily observations conducted in an area 6300 sq. deg.. The data was obtained on a Large Phased Array (LPA) at a frequency of 111 MHz. Periodograms calculated using the Fast Folding Algorithm (FFA) were used for the search. To increase the sensitivity, the periodograms obtained in different observation sessions were added. Of the 14 known pulsars that entered the study area, having periods  $P > 2$  s and dispersion measures ( $DM$ ) less than 200 pc/cm<sup>3</sup>, 9 were detected. Two new pulsars were found. The average profiles of pulsars are obtained and estimates of their flux density are given. The discovered pulsar J1951+28, with a period of  $P = 7.3342$  s and  $DM = 3.5$  pc/cm<sup>3</sup>, turned out to be one of the closest pulsars to the Sun. The absence of new long period transients (pulsars or white dwarf) with periods of tens of seconds with the achieved sensitivity of searching for 1 mJy outside the galactic plane indicates a low probability of the existence of pulsars of neutron stars with extremely long periods. Most likely, the recently found sources of periodic radiation with periods from a minute to tens of minutes are white dwarfs pulsars.

*Keywords:* pulsar search

## К ВОПРОСУ О СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 25-М ЦИКЛЕ ШВАБЕ-ВОЛЬФА

© 2024 г. С. А. Язев<sup>1,2,\*</sup>, Е. С. Исаева<sup>1</sup>, В. М. Томозов<sup>2</sup>,  
К. И. Иванов<sup>1</sup>, Б. Хос-Эрдэнэ<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

<sup>2</sup>Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

<sup>3</sup>Институт астрономии и геофизики МАН, Улаан-Баатар, Монголия

\*E-mail: syazev@gmail.com

Поступила в редакцию 20.06.2024 г.

После доработки 08.07.20 г.

Принята в печать 15.08.2024 г.

Выполнен анализ северо-южной асимметрии (NSA) расположения групп солнечных пятен и вспышек на фазе роста 25-го цикла Швабе-Вольфа солнечной активности. Активность пятен на протяжении первых четырех лет развития цикла нарастала квазисинхронно в северном и южном полушариях, модуль коэффициента NSA в этот период снижался от 0.6 до 0.2. Долготное распределение пятен во второй половине 2023 г. было неравномерным и сходным в обоих полушариях, группы пятен возникали в этот период преимущественно в долготных интервалах 30–100°, а также 200–280°, на остальных долготах активность была пониженной, как в северном, так и в южном полушариях. Количество вспышек всех классов составило 45% в северном полушарии, 42% в южном, 13% из них не отождествлены. Вспышечный индекс распределился между полушариями в соотношении 49.5% к 42%, 8.5% – не отождествлены. Сравнение с 24-м циклом показывает, что NSA в распределении пятен и вспышек между северным и южным полушариями в текущем (25-м) цикле существенно ниже, чем в предыдущем. Высокая степень симметрии активности может обеспечить большую высоту 25-го цикла по сравнению с 24-м, а также одновершинность 25-го цикла. Выдвинута гипотеза о том, что в 25-м цикле наблюдается более высокий уровень дипольной четности глобального магнитного поля по сравнению с 24-м циклом.

*Ключевые слова:* Солнце, солнечные пятна, вспышки, северо-южная асимметрия

DOI: 10.31857/S0004629924120086 EDN: IBVUPZ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В классических моделях, описывающих феномен квазиодинадцатилетней цикличности солнечной активности, изначально предполагалась симметричность проявлений последней относительно гелиоэкватора. Однако синоптические наблюдения, выполненные преимущественно во второй половине XX в., указывали на многочисленные факты явно неслучайных отклонений от ожидаемой симметрии. Описанию наблюдаемых проявлений северно-южной асимметрии (далее NSA) и анализу ее возможных физических механизмов на сегодняшний день посвящено множество работ (например, [1–6]).

Наблюдения показывают, что NSA действительно присутствует в квази-одиннадцатилетних циклах (циклах Швабе-Вольфа), демонстрируя разные варианты этого эффекта. Современные модификации модели динамо учитывают и описывают NSA [2–3, 6]. Тем не менее, параметры данного эффекта пока не поддаются прогнозированию и заметно отличаются

от цикла к циклу, а также варьируют в пределах одного цикла.

Настоящая работа посвящена анализу эффекта NSA в текущем 25-м цикле солнечной активности.

### 2. МЕТОДИКА

Развитие циклов Швабе-Вольфа, как правило, рассматривается на основе усредненных данных с помощью формулы (1) [7],

$$\tilde{W}_i = \left( \sum_{i=6}^{i+5} W_i + \sum_{i=5}^{i+6} W_i \right) / 24 \quad (1)$$

где  $W_i$  – среднемесячное число Вольфа для месяца с номером  $i$ . В настоящее время вместо значений  $W$  используется так называемое международное число солнечных пятен  $R$  (версия 2.0), значения которого примерно в 1.45 раза превышают значения  $W$  (версия 1.0) [8].

Использование для анализа слаженного по формуле (1) среднемесячного индекса  $R$  позволяет выявлять

наиболее характерные параметры солнечных циклов – продолжительность, высоту цикла, длительность фаз роста и спада. Именно значениями сглаженных индексов обычно описывают циклы Швабе–Вольфа.

Тем не менее, при анализе тонкой структуры циклов, усреднение по 13 точкам, предусмотренное формулой (1), приводит к потере информации о многих важных деталях развития циклов, которые могут оказаться существенными. В связи с этим анализ развития текущего 25-го цикла в сопоставлении с предыдущим 24-м циклом выполнен по не-сглаженным среднемесячным значениям индекса  $R$ , а некоторые параметры – по ежедневным значениям  $R$ .

Для численного описания степени северно-южной асимметрии применяется коэффициент асимметрии  $K$

$$K = (N_n - N_s) / (N_n + N_s), \quad (2)$$

где  $N_n$  – значение выбранного индекса в северном полушарии,  $N_s$  – в южном полушарии в данном месяце. Модуль максимально возможного значения  $K$  равен 1, когда в одном из полушарий есть пятна, а в другом их нет. Такая ситуация нередко наблюдается в начале и в конце цикла. Кроме того,  $K = 0$  при равном значении анализируемого индекса в обоих полушариях.

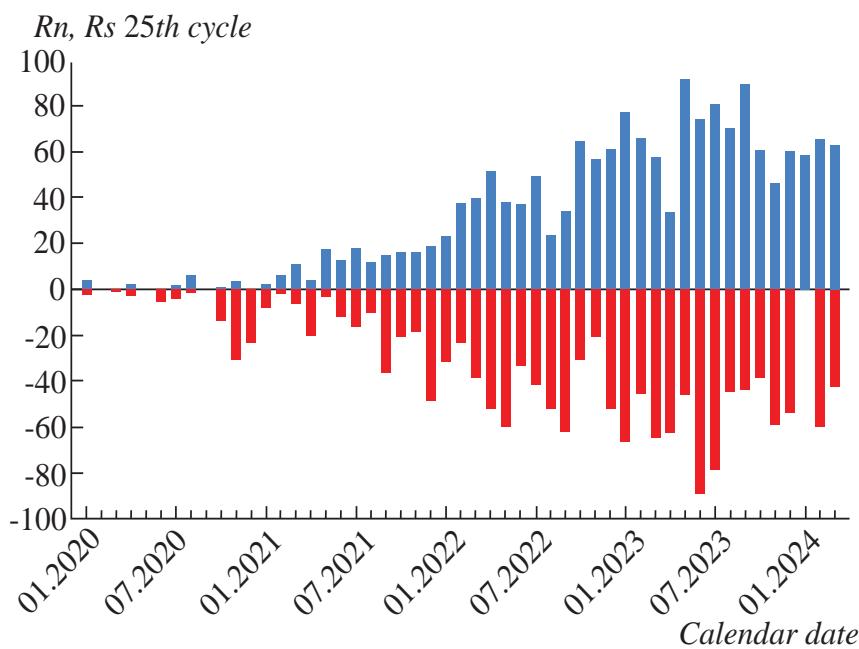
Для анализа использовались ежемесячные и ежедневные значения индекса  $R$ , представленные в [9], а также данные о рентгеновских вспышках,

полученные спутниками серии GOES и доступные на сайте [www.xras.ru](http://www.xras.ru).

### 3. СЕВЕРНО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 25 ЦИКЛЕ

На рис. 1 приведены вариации среднемесячных значений  $R$  в 25-м цикле с января 2020 г. по март 2024 г. включительно, верхние столбики относятся к северному полушарию, нижние столбки (им для наглядности приписаны отрицательные значения) – к южному. Из графика видно, что активность пятен в 25-м цикле развивалась в целом квазисимметрично относительно гелиоэкватора. Как в северном, так и в южном полушарии на фазе роста (начиная со значений  $R > 30$ ) наблюдались «импульсы активности» продолжительностью 6–7 месяцев, завершившиеся спадом активности (локальным минимумом) продолжительностью около 1 месяца. Указанные локальные минимумы наблюдались квазисинхронно (с точностью до 1–2 месяцев) в обоих полушариях.

При этом по мере развития цикла синхронизация импульсов в северном и южном полушариях нарастала: если локальный N-минимум наблюдался в августе 2022, а близкий к нему S-минимум состоялся в ноябре 2022 (спустя два месяца), то следующие



**Рис. 1.** Изменения среднемесячного индекса  $R$  в 25-м цикле солнечной активности. Северное полушарие — вверху, значениям в южном полушарии приписаны отрицательные значения.

N-и S-минимумы отмечены соответственно в апреле и мае 2023, а затем в ноябре и октябре 2023 г.

На рис. 2 приведены пообратные значения коэффициента асимметрии  $K$  для числа групп пятен в северном и южном полушариях в период с кэррингтоновского оборота 2219 (июль 2019 г.) по 2280 оборот (январь–март 2024 г.).

На рис. 2 видно, что естественные для начала года максимальные значения  $K$  (когда редкие группы пятен появляются попеременно то в северном, то в южном полушариях) постепенно сменяются на

малые значения  $K$  (модуль  $K < 0.4$ ), что соответствует квазисимметричному расположению пятен относительно экватора.

Изменения модуля  $K$  за тот же период времени приведены на рис. 3.

Значения модуля  $K$  систематически уменьшаются по мере развития цикла, варьируя в пределах 0.1–0.3.

На рис. 4 показан ход ежедневных значений  $R$  в период с 1 мая 2023 г. по 31 января 2024 г.

График убедительно показывает, что по крайней мере в представленном на рисунке интервале времени

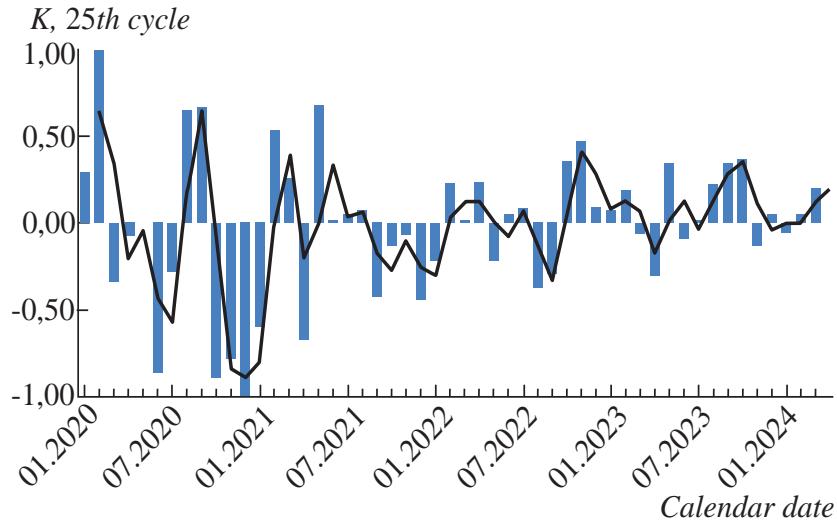


Рис. 2. Значения  $K$  для количества групп пятен в течение 2219–2280 кэррингтоновских оборотов.

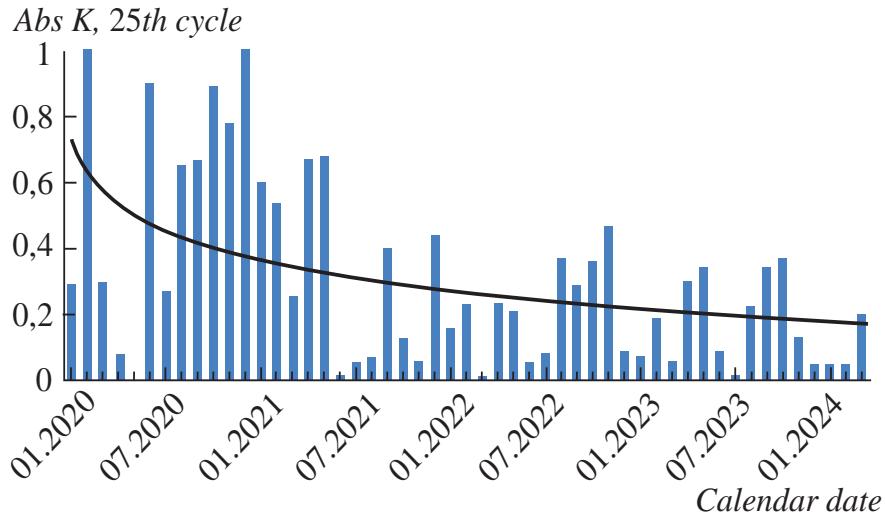
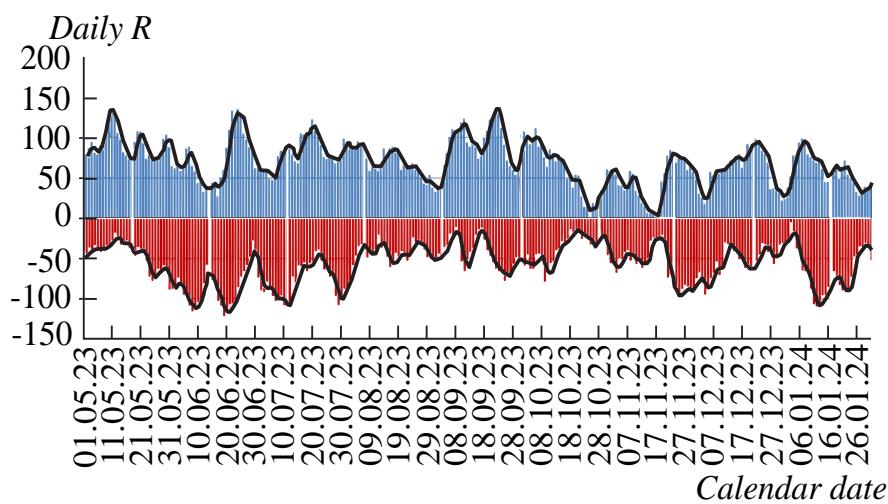


Рис. 3. Значения модуля  $K$  для количества групп пятен в течение 2219–2280 кэррингтоновских оборотов.



**Рис. 4.** Ход ежедневных значений  $R$  в период с 01.05.2023 по 31.01.2024. Синий цвет — северное полушарие, красный — южное, значениям южного полушария приписаны отрицательные значения. Жирные вертикальные линии соответствуют моментам, когда центральный меридиан соответствовал нулевой кэррингтоновской долготе.

активность пятен развивалась в значительной степени симметрично относительно гелиоэкватора: росту значений  $R$  в северном полушарии практически всегда соответствовал рост значений в южном полушарии. График указывает на существенную неравномерность распределения активности пятен по долготе, при этом северно-южная симметрия сохранялась. Группы пятен возникали в это период преимущественно в долготных интервалах  $30\text{--}100^\circ$ , а также  $200\text{--}280^\circ$ , на остальных долготах активность была пониженной, как в северном полушарии, так и в южном.

#### 4. СРАВНЕНИЕ СЕВЕРНО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ АКТИВНОСТИ ПЯТЕН В 24-М И 25-М ЦИКЛАХ

Ход индекса  $R$  в 24-м (черный цвет) и 25-м (красный) циклах приведен на рис. 5. По оси абсцисс отложены месяцы от начала цикла, точки начала циклов (январь 2009 и январь 2020 г.) совмещены. Последняя точка для 25-го цикла — март 2024 г.

Общий характер изменений параметра  $R$  на протяжении первых 44 месяцев развития циклов можно считать сходным. Однако, начиная с 45 месяца (в 24-м цикле это сентябрь 2011 г.) начинается резкий подъем значения индекса  $R$ , который привел к пиковому значению  $R = 139.1$  в ноябре 2011 г. (47-й месяц от начала 24 цикла). Этот всплеск, завершившийся на 50-м месяце (февраль 2012 г.) глубоким локальным провалом до значения  $R = 47.8$ , первоначально был воспринят исследователями как максимум цикла, поскольку после него на протяжении 51–70 месяцев (вплоть до октября 2013 г.) уровень  $R$  варьировал

в пределах от 54 до 120 (в среднем около 80), не превышая достигнутого ранее уровня. Однако, на 74 месяце развития цикла (февраль 2014) в значительной степени неожиданно наблюдался сильный локальный всплеск до значения  $R = 146.1$ , превышавший значение первого максимума в ноябре 2011. Сглаживание по формуле 1 привело к выводу о двухвершинном характере цикла № 24, и по формальным показателям оказалось, что максимум цикла был достигнут в 2014 г., что выглядело как определенная аномалия: в результате получилось, что фаза роста 24-го цикла превышает по продолжительности фазу спада, что на статистике «достоверных циклов» [11] никогда не наблюдалось. В то же время рассмотрение фактора NSA в 24-м цикле позволяет несколько иначе интерпретировать ход цикла.

Первый максимум  $R$  в ноябре 2013 г. обеспечен увеличением активности пятен в северном полушарии, тогда как в южном полушарии аналогичный всплеск не наблюдался. Напротив, второй (основной) максимум в феврале 2014 г. обусловлен резким увеличением уровня активности пятен в южном полушарии Солнца при сравнительно невысокой активности северного полушария. Таким образом, можно констатировать существенное фазовое рассогласование наступления максимума активности в северном полушарии (ноябрь 2011 г.) и в южном полушарии (февраль 2014 г.). С этой точки зрения следует не просто выбрасывать из рассмотрения первый максимум цикла в конце 2011 г., а указывать на наличие двух независимых

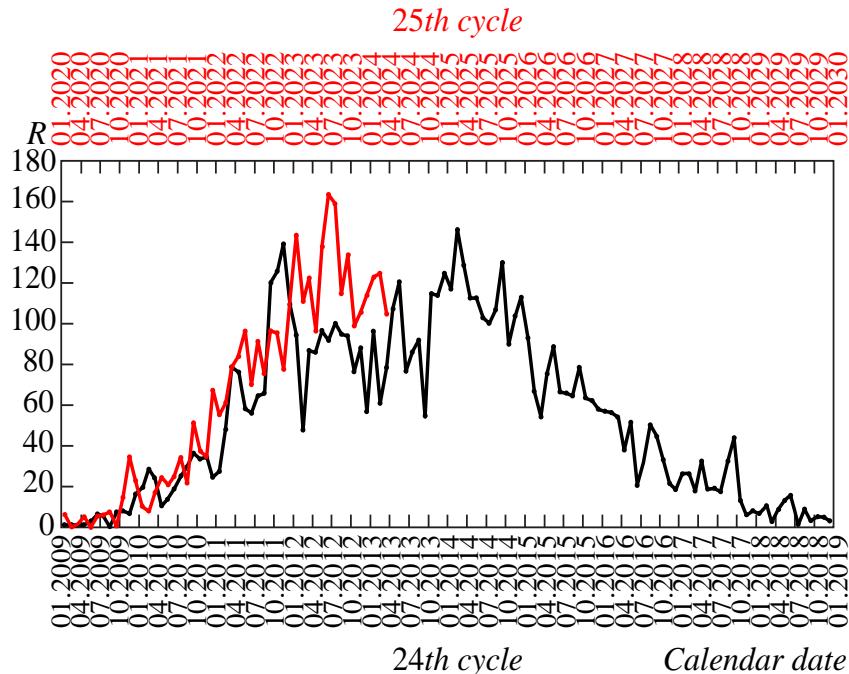


Рис. 5. Ход развития 24-го (черный цвет) и 25-го (красный цвет) циклов солнечной активности

максимумов цикла в северном и южном полушариях, разнесенных на 15 месяцев.

В отличие от 24-го цикла, в 25-м цикле наблюдается высокая степень симметрии развития активности в южном и северном полушариях. Различия иллюстрируются рис. 6 а, б.

Из рис. 6б следует, что на фазе роста 25-го цикла скорость увеличения значений индекса  $R$  в обоих полушариях была сходной, а начиная примерно с 35 месяца (май 2023 г.) изменения  $R$  происходили квазикоррелировано в северном и южном полушариях.

Что касается 24-го цикла (рис. 6а), то здесь подобное соответствие не наблюдается, и, начиная с 41-го месяца, кривые колеблются в противофазе.

##### 5. АСИММЕТРИЯ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 24-М И 25-М ЦИКЛАХ

В табл. 1 приведены данные о вспышечной активности в 24-м и 25-м циклах на протяжении первых 51-го месяца от начала циклов. Здесь указано количество вспышек раздельно по полушариям, а также оценена их суммарная энергетика. Энергетику вспышек можно оценить с помощью вспышечного индекса  $F$ . Напомним, что для обозначения вспышек используется следующая классификация, в соответ-

ствии с которой максимальные интенсивности рентгеновского излучения вспышки лежат в пределах

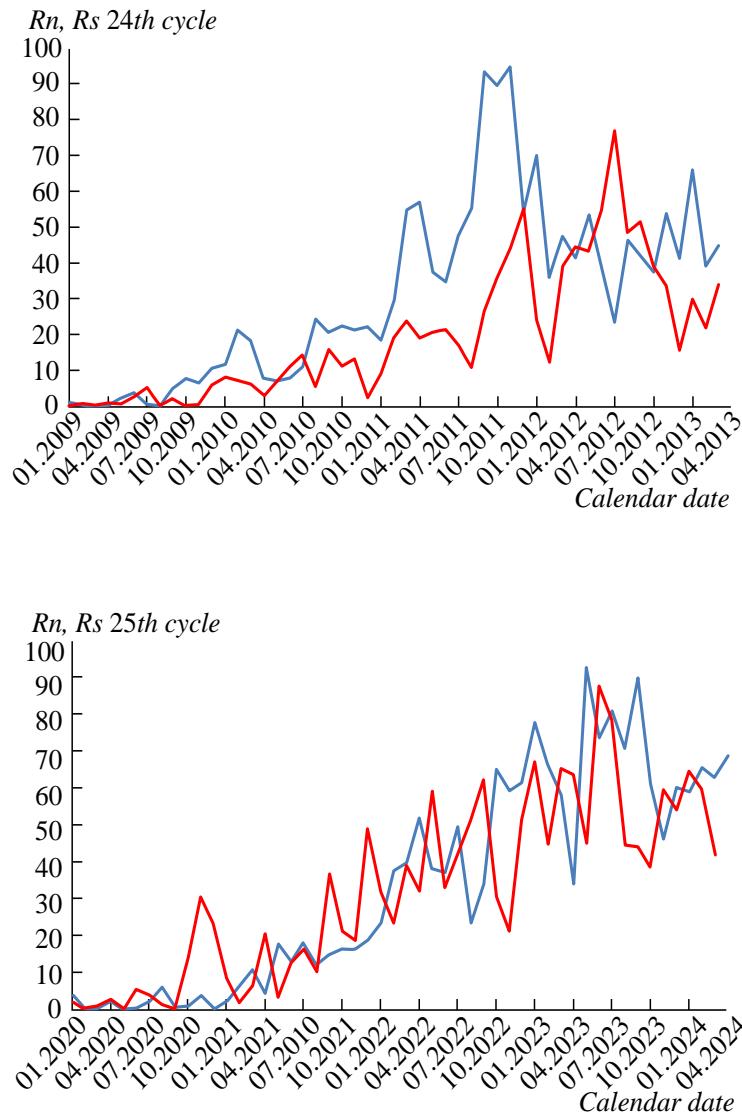
$$(1-9) \times 10^{-6} \text{ Вт}/\text{м}^2 \text{ — (класс C),}$$

$$(1-9) \times 10^{-5} \text{ Вт}/\text{м}^2 \text{ — (класс M),}$$

$$(1-n) \times 10^{-4} \text{ Вт}/\text{м}^2 \text{ — (класс X),}$$

где  $n$  ограничено возможностями сенсора. Малыми или слабыми называются все вспышки баллов С и меньше, средними — вспышки в пределах от M1 до M4.9 ( $M1-10^{-5} \text{ Вт}/\text{м}^2$ ,  $M4.9-4.9 \times 10^{-5} \text{ Вт}/\text{м}^2$ ). Вспышки класса больше M5 ( $M5-5 \times 10^{-5} \text{ Вт}/\text{м}^2$ ) относятся к разряду сильных. Запись (например) «вспышечный индекс данной вспышки равен M6.7» означает, что излучение в максимуме ее развития достигло значения  $6.7 \times 10^{-5} \text{ Вт}/\text{м}^2$ , а соответствующая вспышка может быть отнесена к разряду сильных.

В данной работе значения вспышечного индекса  $F$  определялись следующим образом. Запись (например) «вспышечный индекс данной вспышки равен C6.1» означает, что излучение в максимуме ее развития достигло значения  $6.1 \times 10^{-6} \text{ Вт}/\text{м}^2$ , и этому событию приписывается значение вспышечного индекса 0.061 (в случае вспышки M6.1 — значение  $F = 0.61$ , в случае вспышки X6.1 — значение  $F = 6.1$ ). Суммарный вспышечный индекс данной АО вычисляется как сумма значений индексов всех вспышек, наблюдавшихся в данной АО. При этом надо всегда иметь в виду, что часть вспышек в большинстве слу-



**Рис. 6.** Изменение индекса  $R$  в 24-м (а) и 25-м (в) циклах на протяжении первых 52 месяцев от начала цикла. Синий цвет — северное полушарие, красный — южное.

**Таблица 1.** Некоторые характеристики вспышечной активности в 24-м и 25-м циклах.

	24 цикл	25 цикл
Всего вспышек	3194	6917
Вспышек в северном полушарии	1585 (50%)	3092 (45%)
Вспышек в южном полушарии	1121 (35%)	2912 (42%)
Вспышек с неотождествленной локацией	488 (15%)	913 (13%)
Суммарный вспышечный индекс	172	410
Вспышечный индекс в северном полушарии	100 (58%)	203 (49,5%)
Вспышечный индекс в южном полушарии	60 (35%)	172 (42%)
Вспышечный индекс вспышек с неотождествленной локацией	12 (7%)	35 (8.5%)

чае остается неучтенной, если они происходили на обратной по отношению к Земле стороне Солнца.

Прежде всего, обращает на себя внимание существенное различие в общем количестве вспышек всех типов в 24-м и 25-м циклах. Число вспышек в текущем 25-м цикле за сходные периоды времени более чем вдвое превышает соответствующий параметр в предыдущем, 24-м цикле. Степень асимметрии вспышечной деятельности также заметно различается: в 24-м цикле превалировало северное полушарие (50%), в южном полушарии наблюдалось 35% вспышек. Кроме того, 15% вспышек формально признаны неотождествленными (в большинстве случаев это вспышки за лимбом, которые не удалось достоверно привязать к конкретным активным областям, поэтому неизвестно, в каком полушарии они происходили). Аналогичные параметры для 25-го цикла составляют 45, 42 и 13% соответственно, что указывает на существенно меньшую степень северно-южной асимметрии в продуктивности вспышек в текущем цикле.

Как следует из табл. 1, суммарный вспышечный индекс за первый 51 месяц развития цикла составил 172 в 24-м цикле и 410 в 25-м цикле. При этом в обоих циклах превалировало северное полушарие, но эффект NSA был существенно заметнее в 24-м цикле: 58% / 35% в 24-м цикле (7% у неотождествленных вспышек), 49.5% / 42% в 25-м цикле (8.5% – неотождествленные вспышки).

Таким образом, количество вспышек и их суммарная энергетика демонстрируют значительно меньшую степень северно-южной асимметрии в 25-м цикле по сравнению с 24-м.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Вопросу изучения феномена NSA посвящено множество работ (см., например, монографию [8] и приведенный в соответствующем разделе (стр. 176–178) перечень ссылок на публикации, начиная с 1955 г.). Целый ряд работ описывает проявления NSA в распределениях солнечных пятен, вспышек, протуберанцев, радиовсплесков, и даже корональных дыр [12] и т.д. Замечено [8], что эффект NSA для числа солнечных пятен всегда отмечается на фазе спада цикла, при этом до 1970 г. доминировало северное полушарие, затем знак коэффициента асимметрии изменился. В работе [13] по данным RGO/USAF/NOAA установлена связь между северно-южной асимметрией образования солнечных пятен и амплитудой 11-летних циклов. Показано, что чем выше амплитуда солнечного цикла, тем меньше абсолютная величина коэффициента NSA.

Выявленная закономерность исследована и теоретически обоснована с помощью численной модели динамо в варианте нерегулярных изменений альфа-эффекта.

Большое исследование посвящено изучению феномена NSA на долговременной шкале, охватывающей интервал в 2000 лет [4]. В качестве данных взята информация из каталогов низкоширотных полярных сияний. В рамках принятой модели восстановлены временные вариации NSA, выполнены оценки ее периодичности и связи с уровнем солнечной активности. Сделан вывод, что величина NSA квазипериодически меняется скорее в противофазе с циклами Швабе–Вольфа (период в пределах 8–16 лет), Брюкнера (30–50 лет), Гляйссберга (65–110 лет), Зюсса (150–210 лет) и Линка (380–420 лет). Диапазоны вариаций длительности циклов оказались шире для параметра NSA, чем для солнечной активности, выраженной индексами пятнообразования. Таким образом, феномен NSA, несомненно, характерен для солнечной активности в целом, и должен учитываться в теоретических моделях.

Поскольку базовой концепцией, описывающей солнечную активность, является теория динамо, в современных ее вариантах выполнен поиск параметров, которые должны привести к появлению феномена NSA. Так, например, упомянутая выше закономерность (высокий уровень NSA характерен для пониженного уровня солнечной активности и наоборот) исследована в [13] с применением численной модели динамо, в которую были заложены нерегулярные изменения параметров альфа-эффекта. В работе [2] в модель динамо введена случайная зависимость механизма генерации полоидального поля от времени и широты. Расчеты показали, что в результате возможно появление целых эпох, для которых характерны крайне низкие амплитуды магнитных циклов типа гранд-минимума Маундера. Модель показала корреляцию гранд-минимумов с отклонениями от дипольной четности солнечного динамо. Был сделан вывод о том, что нарастающий уровень NSA (статья написана во время 24-го цикла) может указывать на приближение очередной эпохи гранд-минимума.

Так, малая амплитуда 24-го цикла в совокупности с его сильной асимметрией привела к появлению прогнозов смены режима солнечной активности и перехода в состояние очередного гранд-минимума в ближайшее время (возможно, уже во время 25-го цикла). Можно заметить, что фактические пара-

метры развития текущего цикла указывают на то, что этот прогноз оказался неверным.

Применение мощных статистических методов позволило выявить в вариациях уровня NSA регулярной долговременной составляющей [5].

В работе [3] рассмотрена северно-южная асимметрия процесса обращения полярного магнитного поля (переполюсовки) в 24-м цикле в рамках модифицированной модели Бэбкока-Лейтона. Поскольку вклад магнитного поля в северном полушарии значительно превышал вклад южного полушария, это обстоятельство рассматривалось как возможная причина более раннего обращения северного полярного поля во время начальной стадии цикла.

В работах [14, 1] проанализирована возможность объяснения феномена NSA фазовым сдвигом между циклами активности полушарий.

В работе [15] эффект NSA рассмотрен отдельно для активных областей двух разных морфологических типов в двухвершинных 23-м и 24-м циклах – регулярных биполярных активных областей (АО) и всех прочих (нерегулярных). Оба типа АО продемонстрировали сильную асимметрию, подтвержденную статистическим методами. Показано, что в обоих рассмотренных циклах в южном полушарии было больше нерегулярных АО. Для объяснения этой особенности была предложена гипотеза об ослаблении тороидального магнитного поля из-за взаимодействия между дипольной и квадрупольной компонентами глобального поля Солнца.

Кратко отметив полученные за последние десятилетия ключевые результаты, касающиеся проявлений эффекта NSA в солнечной активности, вернемся к ситуации в текущем 25-м цикле. Изложенные в предыдущих разделах настоящей работы данные свидетельствуют о том, что уровень NSA на фазе роста текущего цикла оказался значительно ниже, чем в предыдущих циклах. Можно констатировать следующие особенности, касающиеся первых четырех лет развития 25-го цикла:

- рост уровня активности пятен, выраженный в единицах среднемесячных значений Международного относительного числа солнечных пятен  $R$ , происходил квазисинхронно в северном и южном полушариях. В северном полушарии рост шел более регулярно, в виде четырех последовательных «импульсов активности» с характерной продолжительностью 6 месяцев. В южном полушарии эта закономерность выражена не так явно, но локальные ми-

нимумы здесь наблюдались квазисинхронно с ситуацией в северном полушарии (рис. 1);

- среднее численное значение модуля коэффициента асимметрии хода числа  $R$  в обоих полушариях постепенно уменьшалось со временем от более чем 0.6 до менее чем 0.2 (рис. 3). При этом наблюдалось квазипериодическое изменение знака  $R$  (см. рис. 2).

- ход ежедневных значений индекса  $R$  демонстрирует сходный характер поведения значений в северном и южном полушариях. Это означает, что долготная неравномерность распределения групп пятен носит сходный характер в обоих полушариях: и повышенное, и пониженное количество пятен наблюдалось одновременно в обоих полушариях в одних и тех же долготных интервалах. При этом более ярко были выражены интервалы, где и на севере, и на юге практически отсутствовали пятна («пассивные долготы»). Такие интервалы пониженной активности пятен наблюдались на протяжении как минимум 4–6 месяцев подряд.

- сравнение вспышечной активности в северном и южном полушариях за первые 4 года цикла показывает, что и по числу вспышек, и по суммарному вспышечному индексу превалировало северное полушарие, однако различие в обоих случаях было не столь существенным, как в предыдущем 24-м цикле (см. табл. 1).

За последние полвека циклы с номерами 21–24 демонстрировали последовательно нарастающий уровень NSA. Наибольшую степень асимметрии продемонстрировал 24-й цикл, где существенно различались общие контуры цикла в северном и южном полушариях, включая продолжительность фаз роста, максимума и спада. Расфазировка достигла 15 месяцев между максимальным значением числа  $R$  в северном полушарии (2012 г.) и в южном полушарии (2014 г.). Такое развитие цикла привело к наиболее ярко выраженной среди нескольких последних циклов величине двухвершинности. Кроме того, в 23-м цикле описан эффект своеобразного «принципа дополнительности» для комплексов активности [16]: если в северном полушарии сформировался мощный комплекс активности, то на тех же долготах через экватор активность была пониженной. Сходные закономерности (хотя не всегда) наблюдались и в 24-м цикле. Что касается 25-го цикла, то такое свойство в текущем цикле на протяжении первых четырех лет не проявляется: повышенная активность пятен наблюдалась в обоих полушариях в одних и тех же долготных интервалах.

Учитывая отмеченную выше закономерность, связывающую в рамках модели динамо повышенное

значение NSA в 24-м цикле с ожидавшимся пониженным уровнем солнечной активности в целом [2, 13], можно было предположить, что 25-й цикл будет низким (ниже 24-го), а соответствующий уровень NSA окажется сходным либо даже более высоким (хотя надо отметить, что согласно правилу Гневышева-Оля, 25-й цикл должен превзойти по высоте цикл предыдущий). Тем не менее, низкий уровень NSA в 25-м цикле, как на уровне среднемесячных, так и ежедневных значений, оказался в известном смысле неожиданным. Это обстоятельство приводит, как минимум, к двум выводам.

Во-первых, отсутствие расфазировки хода цикла по полушариям приводит к одновременному росту активности в обоих полушариях на фазе максимума цикла, а значит, и к более высокому значению  $R$  в максимуме цикла (в отличие от 24-го цикла, отличавшегося значительной расфазировкой в ходе развития цикла в разных полушариях).

Во-вторых, отсутствие расфазировки является фактором, который способствует реализации одновершинной формы цикла (опять-таки по сравнению в 24-м циклом). Факт низкого значения NSA заставляет предположить, что 25-й цикл активности окажется либо одновершинным, либо мало отличающимся от одновершинного.

В-третьих, возвращаясь к причинам изменений в режиме NSA, можно предположить, что в 25-м цикле восстановилась дипольная четность глобального магнитного поля.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (субсидия № 075-Г3/113569/278).

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Мировому центру анализа данных SILSO за возможность открытого доступа к данным о солнечных пятнах на основе мировой сети обсерваторий, Лаборатории солнечной астрономии и гелиофизического приборостроения ИКИ РАН и ИСЗФ СО РАН) за предоставленную возможность использования данных о рентгеновских вспышках на

Солнце на сайте [www.xras.ru](http://www.xras.ru) по данным спутников NASA серии GOES, а также Л.Л. Кичатинову и В.В. Пипину за полезные консультации.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N.V. Zolotova, D.I. Ponyavin, N. Marwan, J. Kurths, Astron. and Astrophys. 503, 197–201 (2009).
2. S.V. Olemskoy, L.L. Kitchatinov, Astrophys. J. 777, 1, 71–79 (2013).
3. Л.Л. Кичатинов, А.И. Хлыстова, Письма в АЖ 40, №10, 729–732 (2014).
4. Yu.A. Nagovitsyn, A.I. Kuleshova, Geomagnetism and Aeronomy 55, 7, 887–891 (2015).
5. D. Ratul, G. Aparup, B.K. Bidya, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 511, 1, 472–479 (2022).
6. L.L. Kitchatinov, A.I. Khlystova, Astrophys. J. 919, 1, 36–45 (2021).
7. Плазменная гелиогеофизика (М.: ФИЗМАТЛИТ, ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского, том 1, 672, 2008).
8. В.Н. Обридко, Ю.А. Наговицын Солнечная активность, цикличность и методы прогноза (СПб.: Изд-во ВВМ, 466, 2017).
9. Sunspot Index and Long-term Solar Observations: <https://www.sidc.be/SILSO/datafiles>.
10. Сайт Лаборатории солнечной астрономии ИКИ и ИСЗФ: [www.xras.ru](http://www.xras.ru).
11. В.Н. Ишков Солнечная и солнечно-земная физика (СПб.: Изд. ВВМ, ред. Ю. А. Наговицын, 111–114, 2013).
12. O. Andreeva, Advances in Space Research 71, 4, 1915–1921 (2023).
13. S.V. Latyshev, S.V. Olemskoy, Astronomy Letters 42, 7, 488–494 (2016).
14. A.S. Shibalova, V.N. Obrikko, D.D. Sokoloff, Astronomy Reports 60, 10, 949–953 (2016).
15. A.V. Zhukova, D.D. Sokoloff, V.I. Abramenco and A.I. Khlystova Adv. in Space Research, 71, 4, 1984–1994 (2021).
16. С.А. Язев Феномен комплексов активности (Иркутск, изд-во ИГУ, 377, 2014).

## TO THE QUESTION OF NORTH-SOUTH ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY IN THE 25TH SCHWABE-WOLF CYCLE

S. A. Yazev<sup>1,2,\*</sup>, E. S. Isaeva<sup>1</sup>, V. M. Tomozov<sup>2</sup>, K. I. Ivanov<sup>1</sup>, B. Hos-Erdene<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Irkutsk State University, Irkutsk, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Solar-Terrestrial Physics of the Siberian Branch of the RAS, Irkutsk, Russia*

<sup>3</sup>*Institute of Astronomy and Geophysics MAS, Ulaan-Baatar, Mongolia*

\*E-mail: syazev@gmail.com

An analysis of the north-south asymmetry (NSA) of the groups of sunspots and flares location during the growth phase of the 25th Schwabe-Wolf cycle of solar activity was performed. During the first four years of the cycle's development, sunspot activity increased quasi-synchronously in the northern and southern hemispheres; the module of the NSA coefficient during this period decreased from 0.6 to 0.2. The longitudinal distribution of sunspots in the second half of 2023 was uneven and similar in both hemispheres; groups of sunspots appeared during this period mainly in the longitudinal intervals of 30–100°, as well as 200–280°, at other longitudes activity was reduced, as in the northern, and in the southern hemispheres. The number of flares of all classes was 45% in the northern hemisphere, 42% in the southern hemisphere, 13% were not identified. The flare index was distributed between the hemispheres in the ratio of 49.5% to 42%, 8.5% were not identified. A comparison with the 24th cycle shows that NSA in the distribution of sunspots and flares between the northern and southern hemispheres in the current (25th) cycle is significantly lower than in the previous one. A high degree of symmetry of activity can ensure a greater height of the 25th cycle compared to the 24th, as well as the single-peaked nature of the 25th cycle. It is hypothesized that in the 25th cycle there is a higher level of dipole parity of the global magnetic field compared to the 24th cycle.

*Keywords:* Sun, sunspots, flares, north-south asymmetry