

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 67

ФЕВРАЛЬ, 2024

ВЫПУСК 1

КЛАССИФИКАЦИЯ РАДИОКВАЗАРОВ С ПЛОСКИМ СПЕКТРОМ
ПО ТИПАМ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

*А.М.Микаелян, А.В.Абрамян, Г.М.Паронян,
Г.А.Микаелян, А.Г.Сукиасян, В.Х.Мкртчян*

5

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ГРУППЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД ВОЛЬФА-РАЙЕ. II. WC И
WO ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

*Л.Н.Кондратьева, И.В.Рева, Э.К.Денисюк,
С.А.Шомшекова, А.К.Айманова*

13

СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ
ЗВЕЗД. I. HD 57682, HD81009

Ю.В.Глаголевский

29

СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ
ЗВЕЗД. II. HD98088, HD182180, HD221218, HD318107

Ю.В.Глаголевский

41

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ TOI-784 И ПОТЕРЯ АТМОСФЕРНОЙ
МАССЫ ЕЕ ПЛАНЕТОЙ

И.С.Саванов

55

ПОТЕРЯ МАССЫ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ TOI-1442 c

Е.С.Дмитриенко, И.С.Саванов

61

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

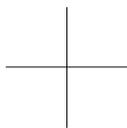
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

67

ՀՀ ԳԱԱ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆ 2024

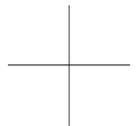


НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

АСТРОФИЗИКА

67

ИЗДАТЕЛЬСТВО “ГИТУТЮН” НАН РА
ЕРЕВАН 2024



Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)
Ժ.Ալեյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բխնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան),
Տ.Յու.Մադաքյան (Հայաստան), Ա.Մ.Միրբայելյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան),
Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչով (Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ռուսաստան),
Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեչեպով (Ռուսաստան), Գ.Ն.Սարկվաձե (Վրաստան),
Ա.Ա.Սահարյան (Հայաստան), Գ.Տ.Տեր-Ղազարյան (Հայաստան), Մ.Տուրատտո (Իտալիա),
Ս.Դ.Օդինցով (Իսպանիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)
Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия)
Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)

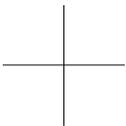
Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), С.Д.Одинцов (Испания),
Е.П.Павленко (Россия), Э.С.Парсямян (Армения), В.П.Решетников (Россия),
А.А.Саарян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Г.Т.Тер-Казарян (Армения),
М.Туратто (Италия), А.М.Черепашук (Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Щекинов (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^б
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e-mail: astrofiz@sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2024



DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-5

CLASSIFICATION OF FLAT SPECTRUM RADIO QUASARS BY OPTICAL ACTIVITY TYPES

A.M.MICKAELIAN, H.V.ABRAHAMYAN, G.M.PARONYAN,
G.A.MIKAYELYAN, A.G.SUKIASYAN, V.K.MKRTCHYAN

Received 4 January 2024

We have carried out a spectral classification by the activity types for a subsample of blazars from the BZCAT v.5 Catalogue, namely the Flat Spectrum Radio Quasars (FSRQ) candidates, designated in the catalogue as BZQ subtype objects. The classification is based on the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) homogeneous medium-resolution optical spectroscopy and along with the standard BPT-type diagnostic diagrams, we have applied our newly introduced fine classification scheme with subtypes of quasars and considering many more features. Out of 1909 BZQ objects, 618 having SDSS spectra were classified, resulting in 445 broad-line QSOs, 19 narrow-line QSOs, 138 broad-line Seyferts, 8 narrow-line Seyferts, and 2 Emission-line galaxies without a proper classification. We have calculated the absolute magnitudes and luminosities for all objects to distinguish QSOs from Seyferts, as defined by the Catalogue of QSOs and Active Galaxies, $-22^m.25$ separation limit. This way 148 objects changed their BZCAT subtypes between BZQ to BZG, and also 6 BZQ objects to BZU.

Keywords: *radio quasars: activity type: classification*

1. *Introduction.* Among the Active Galactic Nuclei (AGN), the most interesting are blazars with combination of two subtypes: a) BL Lac (BLL) objects and b) special types of quasars (QSO): Optically Violent Variable (OVV) and Highly Polarized Quasars (HPQ). A blazar is characterized as a very compact quasar, associated with a presumed Super Massive Black Hole (SMBH) at the center of an active giant elliptical galaxy. Blazars are the most energetic objects in the Universe [1]. The object BL Lac was originally discovered by Hoffmeister [2] as a variable star, and later it was identified by Schmitt [3] as an extragalactic source, and BL Lac type objects were assigned as one of the AGN types. They are characterized by significant optical variability, optical continuous spectrum without or with very weak absorption or emission lines, and they have radio emission. Their radio emission is typically also variable and polarized.

Massaro et al. [1] presented the blazar catalogue BZCAT v.5, where the objects are divided into 4 types: BZB (Lacertids, BL Lac or BLL), BZQ (Quasars, namely Flat Spectrum Radio Quasars, FSRQ), BZG (Galaxies), and BZU (Undetermined class). Table 1 shows the distribution of the types of blazars from the BZCAT catalogue.

Table 1

DISTRIBUTION OF THE TYPES OF BLAZARS FROM
BZCAT CATALOGUE

N	Type		Number	%
1	BZB	BL Lac	1151	32.3
2	BZG	Galaxies	274	7.7
3	BZQ	Quasars	1909	53.6
4	BZU	Unclassified	227	6.4
All			3561	100.0

In our earlier papers we studied and classified BZU and BZG objects [4,5]. This paper is devoted to detailed spectral classification of type BZQ blazars from the BZCAT catalogue, the most numerous group. We aim at classifying all objects by activity types, as well as rearranging BZCAT types to have more homogeneous grouping.

2. *Studied data.* For our investigation, we have selected BZQ objects from BZCAT catalogue. We have picked out 1909 QSO candidates from Table 1, which make up our investigation data. 618 out of the 1909 BZQ objects have optical spectra in the SDSS [6]. For these objects we have carried out a detailed classification using the SDSS spectra.

Using the data from various catalogues and data bases VCV-13 [7], NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) and SDSS [6], we have clarified the optical classification of these objects prior to our classification. We list these data in Table 2.

As it can be seen from Table 2, some objects do not have detailed optical classification, e.g., some were classified as galaxies because in optical images they have an extended shape. The table presents optical classification for all BZQ objects from SDSS, VCV-13 catalogues and NED database.

The measurements of the SDSS spectra are very often based on lines at the noise level and of low quality. As a result, automatic measurements lead to some misclassification. Thus, it is necessary to carefully check the spectra at all wavelengths and to decide which measurements should be used for further study. The lines which are used in the diagnostic diagrams are especially important ($H\beta$, $[OIII]$ 5007 Å, $[OI]$ 6300 Å, $H\alpha$, $[NII]$ 6583 Å, and $[SII]$ 6716+6731 Å) [8].

3. *Optical classification for activity types.* Mickaelian et al. [9] have introduced a new optical classification scheme (<https://www.bao.am/activities/projects/21AG-1C053/mickaelian/>). In this paper we have carried out optical classification using this method. To guarantee the best accuracy and consider all

Table 2

DISTRIBUTION OF TYPES OF OPTICALLY CLASSIFIED BZQ
OBJECTS FROM BZCAT CATALOGUE

Classes/Subclasses	SDSS images	VCV-13	NED
S1/S1.0	-	25	10
S1.2	-	6	3
S1.5	-	6	2
S2	-	2	-
S1n	-	5	1
S?	-	1	-
BL	-	5	3
QSO	-	499	102
HP QSO	-	-	1
BAL QSO	-	-	10
HP (High Optical Polarization)	-	17	-
AGN	-	23	2
Galaxy	27	-	5
Star	591	-	-
Flat-Spectrum Radio Source (FSRS)	-	-	459
Gigahertz-Peaked Sources (GPS)	-	-	3
Total	618	589	601

possible details, we classify the objects in several ways and then consider all obtained types and subtypes:

- By the 1st diagnostic diagram (DD1) using line intensity ratios $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ vs. $[\text{OI}]/\text{H}\alpha$.
- By the 2nd diagnostic diagram (DD2) using line intensity ratios $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ vs. $[\text{NII}]/\text{H}\alpha$.
- By the 3rd diagnostic diagram (DD3) using line intensity ratios $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ vs. $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$.
- By comparison and using the 1st, 2nd and 3rd diagnostic diagrams simultaneously.
- By eye (considering all features and effects). Very often, the diagnostic diagrams do not give full understanding for all objects and only eye can reveal some details.

For these objects in the spectra, the lines $\text{H}\alpha$ and $\text{H}\beta$ were mainly absent (due to redshifts), so we made a classification only by the visual method.

Table 3

CLASSIFICATION OF BZQ OBJECTS USING THE SDSS SPECTRA

Classification	Number	%
QSO	348	56.31
QSO1.0	28	4.53
QSO1.2	41	6.63
QSO1.5	26	4.21
QSO1.8	1	0.16
QSO1.9	1	0.16
NLQ1.0	3	0.49
NLQ1.2	10	1.62
NLQ1.5	6	0.97
S	86	13.92
S1.0	10	1.62
S1.2	12	1.94
S1.5	20	3.24
S1.8	7	1.13
S1.9	2	0.32
S2.0	1	0.16
NLS	1	0.16
NLS1.0	1	0.16
NLS1.2	2	0.32
NLS1.5	4	0.65
Em	2	0.32
Star	1	0.16
Unknown	5	0.81
Total	618	100.00

In Table 3 and in Fig.1 we show our spectral classification for 618 BZQ objects using the SDSS spectra. It is clear from Table 3 and Fig.2 that these objects are mostly classical QSOs (about 56.31%) and other QSO subtypes (almost 17.8%).

After our new classification, 327 (52.91%) of 618 have not changed their optical class, and 291 (47.09%) of these objects have changed their optical class.

Table 4 shows our detailed classification of the 10 BZQ objects using the SDSS spectra (the full list will be available in electronic form in Vizier).

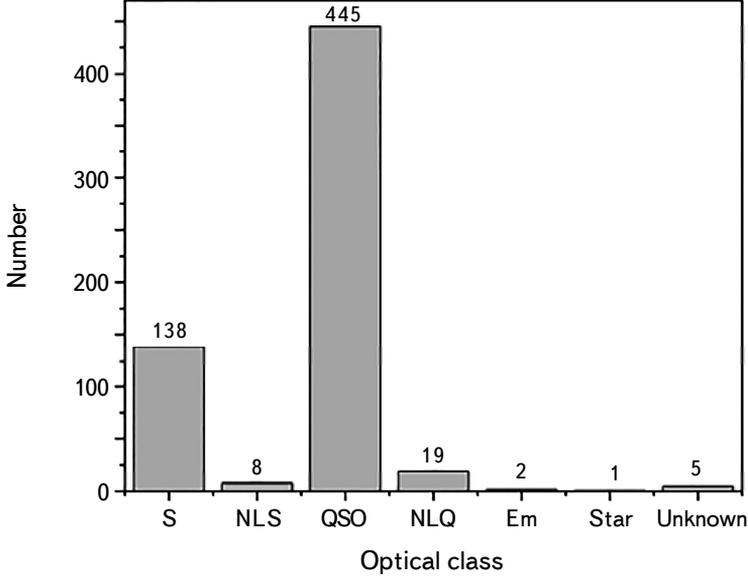


Fig.1. The new classification of the BZQ objects using the SDSS spectra.

Table 4

LIST OF THE 10 BZQ OBJECTS CLASSIFIED USING THE SDSS SPECTRA (the full list will be available in VizieR)

BZCAT name	Old class				New class		M	L $\times 10^{43} L_{\odot}$
	BZCAT	SDSS	VCV-13	NED	Activity type	BZCAT class		
5BZQ J1254+1141	BZQ	Star	QSO	FSRS	NLQ1.0	BZQ	-24.94	309.61
5BZQ J0059+0006	BZQ	Star	S1.5	Sy 1.5	NLQ1.2	BZQ	-23.98	128.48
5BZQ J0948+0022	BZQ	Star	S1n	FSRS	NLQ1.5	BZQ	-22.78	42.36
5BZQ J1105+0202	BZQ	Galaxy	AGN	FSRS	NLS1.2	BZQ	-22.05	21.75
5BZQ J1644+2619	BZQ	Galaxy	S1n	FSRS	NLS1.5	BZQ	-21.10	9.00
5BZQ J1252+6451	BZQ	Galaxy	S1	Sy 1	S1.0	BZG	-22.23	25.57
5BZQ J2308+2008	BZQ	Star	QSO	FSRS	S1.5	BZG	-22.22	25.32
5BZQ J1631+4927	BZQ	Galaxy	AGN	FSRS	S1.8	BZG	-22.20	24.76
5BZQ J0748+2400	BZQ	Star	HP	FSRS	S2	BZG	-22.07	22.00
5BZQ J1506+3730	BZQ	Galaxy	S2	FSRS	S1.8	BZG	-20.19	3.89

4. *Absolute magnitudes and luminosities.* Having information on magnitudes from SDSS, we have calculated absolute magnitudes for BZQ objects using Eq. (1).

$$M = m + 5 - 5 \log L - f(z) - \Delta m(z), \quad (1)$$

where L is the luminosity distance as defined by [10]:

$$L = \frac{c(1+z)}{H_0} \int_0^z \left[(1+z)^3 \Omega_M + \Omega_\Lambda \right]^{-0.5} dz \quad (2)$$

z is the redshift, $f = 2.5(1-z)^{1-\alpha}$ the k correction, $\Delta m(z)$ is a correction to k considering that the spectrum of quasars is not strictly a power law of the form $S \propto \nu^{-\alpha}$ ($\alpha = -0.3$, [7]).

The following values were taken for the cosmological constants in the calculations:

$$\Omega_M = 0.29, \quad \Omega_\Lambda = 0.71, \quad H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} / \text{Mpc}.$$

Having absolute magnitude, we counted luminosities for BZQ objects from blazars catalogue using Eq. (3).

$$L = 2.512^{M_\odot - M} L_\odot \quad (3)$$

where L_\odot and M_\odot are the luminosity and the absolute magnitude of the Sun ($L_\odot = 3.83 \cdot 10^{33}$ erg/s, $M_\odot = 4.83$). Data on absolute magnitude and luminosity can be found in Table 4.

Some objects, at the beginning, using only optical spectra, were classified as Seyfert type, but after the calculation of absolute magnitudes we changed their class, if their absolute magnitude is smaller than -22.25 (the luminosity is higher). As a result, 1 NLQ changed to NLS, 1 NLQ1.0 changed to NLS1.0, 1 NLQ1.2 changed to NLS1.2, 3 NLQ1.5 changed to NLS1.5, 86 QSO changed to S (Seyfert), 9 QSO1.0 changed to S1.0, 12 QSO1.2 changed to S1.2, 19 QSO1.5 changed to S1.5, 7 QSO1.8 changed to S1.8.

5. Results. We selected BZQ objects from BZCAT catalogue (Table 1). 618 of the 1909 BZQ objects have optical spectra in the SDSS. For these objects we have carried out a detailed classification using the SDSS spectra. In this paper we have carried out optical classification using method given by [9]. Our optical classification results are given in Table 3 and 4.

In Table 3 and in Fig.1 we show our spectral classification for 618 BZQ objects using the SDSS spectra. It is clear from Table 3 and Fig.2 that these objects are mostly QSO (about 97%). 432 (69.9%) out of 618 have not changed optical class, only 186 (30.1%) of these objects have changed their optical class.

Some objects changed their class after estimation of absolute magnitudes (-22.25 limit between QSOs and Seyferts). As a result, 1 NLQ changed to NLS, 1 NLQ1.0 changed to NLS1.0, 1 NLQ1.2 changed to NLS1.2, 3 NLQ1.5 changed to NLS1.5, 86 QSO changed to S (Seyfert), 9 QSO1.0 changed to S1.0, 12 QSO1.2 changed to S1.2, 19 QSO1.5 changed to S1.5, 7 QSO1.8 changed to S1.8.

Having this new information on the optical classification we suggest to change

the classification of some objects in BZCAT, given by [1]: for 148 BZQ objects to BZG and for 6 BZQ objects to BZU (1 object classified as "star", 5 objects classified as "unknown").

Acknowledgements. This work was partially supported by the Republic of Armenia Ministry of Education, Science, Culture and Sports (RA MESCS) Higher Education and Science Committee (HESC), in the frames of the research project 21AG-1C053 (2021-2026).

NAS RA V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO),
Armenia, e-mail: abrahamyanhayk@gmail.com

КЛАССИФИКАЦИЯ РАДИОКВАЗАРОВ С ПЛОСКИМ СПЕКТРОМ ПО ТИПАМ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

А.М.МИКАЕЛЯН, А.В.АБРАМЯН, Г.М.ПАРОНЯН,
Г.А.МИКАЕЛЯН, А.Г.СУКИАСЯН, В.Х.МКРТЧЯН

Проведена спектральная классификация кандидатов в радиоквезары с плоским спектром (FSRQ) из каталога BZCAT v.5, обозначенные в каталоге как объекты подтипа BZQ. Классификация основана на оптической спектроскопии среднего разрешения Слоановского цифрового обзора неба (SDSS), и наряду со стандартными диагностическими диаграммами ВРТ-типа применена недавно введенная авторами схема тонкой классификации с подтипами квазаров и учетом многих других особенностей. Из 1909 BZQ объектов классифицированы 618, которые имеют спектры SDSS, в результате чего имеем: 445 квазаров с широкими линиями, 19 квазаров с узкими линиями, 138 Сейфертов с широкими линиями, 8 Сейфертов с узкими линиями и 2 эмиссионные галактики. Рассчитаны абсолютные звездные величины и светимости для всех объектов, чтобы отличить QSO от сейфертовских галактик, как это определено каталогом квазаров и активных галактик с пределом разделения $-22^m.25$. В результате, 148 объектов изменили свой BZCAT подтип между BZQ и BZG, а 6 объектов с BZQ на BZU.

Ключевые слова: *радиоквезары: тип активности: классификация*

REFERENCES

1. *E.Massaro, A.Maselli, C.Leto et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **357**, 1, 2015.
2. *C.Hoffmeister*, *Astron. Nachr.*, **236**, 233, 1929.
3. *J.L.Schmitt*, *Nature*, **218**(5142), 663, 1968.
4. *H.V.Abrahamyan, A.M.Mickaelian, G.M.Paronyan et al.*, *ComBAO*, **66**, 1, 2019.
5. *H.V.Abrahamyan, A.M.Mickaelian, G.M.Paronyan et al.*, *Astrophysics*, **66**, 11, 2023.
6. *Abdurro'uf, K.Accetta, C.Aerts et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **259**, 35, 2022.
7. *M.P.Véron-Cetty, P.Véron*, *Astron. Astrophys.*, **518**, A10, 2010.
8. *D.E.Osterbrock*, *Proc. Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, 9th, Munich, West Germany, Dec 14-19, 1978, New York, New York Academy of Sciences, 22, 1980.
9. *A.M.Mickaelian, H.V.Abrahamyan, G.A.Mikayelyan et al.*, *ComBAO*, **69**, 10, 2022.
10. *A.G.Riess, L.-G.Strolger, J.Tonry et al.*, *Astrophys. J.*, **607**, 665, 2004.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-13

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГРУППЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД ВОЛЬФА-РАЙЕ. II. WC И WO ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Л.Н.КОНДРАТЬЕВА, И.В.РЕВА, Э.К.ДЕНИСЮК,
С.А.ШОМШЕКОВА, А.К.АЙМАНОВА

Поступила 1 сентября 2023

Принята к печати 7 марта 2024

Фотометрические и спектральные наблюдения 7 звезд WC и WO последовательностей выполнялись в АФИФ в 2021-2022гг. На основе проведенных наблюдений получены оценки блеска объектов в фильтрах BVRC и абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях. Зарегистрированы изменения блеска WR 121 в пределах $0^m.1 - 0^m.15$. Изменения потоков в эмиссионных линиях обнаружены в спектрах нескольких объектов: WR 4, WR 5, WR 121 и WR 128.

Ключевые слова: *переменные звезды; Вольфа-Райе звезды; фотометрия; спектрофотометрия*

1. *Введение.* Фотометрические и спектральные наблюдения группы звезд Вольфа-Райе выполнялись в Астрофизическом институте им. В.Г.Фесенкова в 2021-2022гг. Цель работы - поиск спектральной и фотометрической активности этих объектов. В программу наблюдений включены звезды умеренной яркости, большинство из них слабее 10^m в фильтре V. В данной статье приводятся результаты, полученные для звезд WC и WO последовательностей. Список объектов (табл.1), описание наблюдений и обработки данных приведены в разделе 2. В разделе 3 представлены результаты: оценки BVRC, потоков излучения в эмиссионных линиях и эквивалентных ширин профилей линий. Обсуждение полученных данных представлено в разделе 4.

2. *Наблюдения и обработка данных.* Спектральные наблюдения проводились в 2021-2022гг. на 0.7-м телескопе АЗТ-8, установленном в Обсерватории Каменское Плато Астрофизического института им. В.Г.Фесенкова (АФИФ). Использовался спектрограф с дифракционной решеткой 400 штр/мм, ширина входной щели 10". В качестве детектора использовалась ПЗС-камера SBIG STT-3200 (2184x1472, 6.8 мкм). Фотометрические наблюдения выполнялись на 1-м телескопе Carl Zeiss Jena, расположенном на Тянь-Шаньской астрофизической обсерватории (ТШАО) АФИФ. Использовался

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ

Название объекта	Sp	α (2000)	δ (2000)	Другое название
WR 4	WC5+?	02 41 11	56 43 50	HD 16523
WR 5	WC6	02 52 12	56 56 07	HD 17638
WR 121	WC9D	18 44 13	-03 47 57	MR 90
WR 125	WC7ED+O9III	19 28 15	19 33 21	MR 93
WR 142	WO2	20 21 44	37 22 30	[KW97] 45-49
WR 143	WC4+OB?	20 28 22	38 37 18	HD 195177
WR 154	WC6	22 27 18	56 15 12	HD 213049

набор фильтров Astrodon BVRc. Более подробное описание процедуры наблюдений и обработки данных представлены в первой части [1].

3. *Полученные результаты.* В нашу программу исследований было включено 6 звезд WC последовательности и одна звезда WO. Результаты фотометрических наблюдений звезд WC и WO даны в табл.2. В первом столбце указано название объекта, его классификация и блеск в фильтрах B и V из астрономической базы данных SIMBAD. Последующие столбцы содержат даты, юлианские даты и значения BVRc.

Таблица 2

ОЦЕНКИ БЛЕСКА ЗВЕЗД WC И WO

Название объекта	Дата наблюдений	JD-2400000	B	V	Rc
1	2	3	4	5	6
WR 4 WC5 B=10.34 V=9.99 [2]	2021-01-27	59242.13	9.98±0.06	9.88±0.05	9.28±0.07
	2021-11-22	59541.29	9.98±0.05	9.88±0.06	9.25±0.06
	2021-12-01	59550.23	9.99±0.06	9.88±0.05	9.32±0.05
	2022-01-27	59607.08	9.99±0.05	9.88±0.06	9.25±0.05
	2022-02-04	59615.07	9.99±0.06	9.88±0.06	9.31±0.06
WR 5 WC6 B=10.86 V=10.41 [4]	2021-11-22	59541.29	10.61±0.03	10.23±0.08	10.28±0.11
	2021-12-01	59550.24	10.62±0.02	10.30±0.05	10.35±0.10
	2021-12-09	59558.26	10.58±0.02	10.24±0.05	10.19±0.11
	2022-01-27	59607.13	10.58±0.03	10.25±0.08	10.14±0.09
	2022-02-04	59615.12	10.61±0.02	10.24±0.07	10.16±0.09
2022-11-27	59911.14	10.64±0.01	10.29±0.06	10.18±0.00	
WR 121 WC 9 B=13.34 V=11.98 [3]	2022-06-18	59380.35	13.39±0.02	11.84±0.06	11.53±0.10
	2021-07-23	59419.22	13.30±0.08	11.84±0.05	11.53±0.09
	2021-07-31	59427.24	13.20±0.04	11.77±0.06	11.43±0.08
	2022-04-28	59698.33	13.24±0.04	11.80±0.05	11.52±0.01
	2022-05-23	59719.41	13.30±0.03	11.81±0.04	11.52±0.04

Таблица 2 (Окончание)

1	2	3	4	5	6
WR 125 WC 7+O9III B=14.83	2021-09-06	59464.27	14.34±0.09	12.74±0.03	11.86±0.01
	2021-07-24	59420.38	14.34±0.07	12.76±0.03	11.90±0.08
	2022-06-05	59736.27	14.32±0.09	12.76±0.04	11.87±0.02
	2022-12-02	59917.03	14.27±0.08	12.74±0.02	11.94±0.02
WR 142 WO 2 B=14.39 V=12.99 [5]	2021-08-10	59437.23	14.38±0.02	12.90±0.01	12.62±0.01
	2021-09-01	59459.26	14.37±0.02	12.90±0.01	12.62±0.01
	2021-10-07	59495.09	14.36±0.02	12.91±0.04	12.60±0.01
	2022-11-10	59894.06	14.34±0.01	12.95±0.04	12.57±0.01
WR 143 WN5+O5V-III B=12.67 V=11.46 [4]	2021-07-25	59421.28	12.59±0.04	11.45±0.04	11.86±0.01
	2021-09-03	59461.32	12.58±0.04	11.46±0.09	11.86±0.01
WR 154 WC 6 B=11.71 V=10.99 [3]	2021-10-12	59500.29	11.04±0.06	10.99±0.04	10.67±0.06
	2021-11-05	59524.16	11.09±0.05	11.02±0.04	10.79±0.06
	2021-11-21	59540.08	11.08±0.05	11.03±0.03	10.76±0.06
	2021-12-01	59550.15	11.08±0.05	11.02±0.03	10.67±0.09
	2021-12-16	59565.03	11.09±0.05	11.03±0.03	10.81±0.06
	2021-12-29	59578.12	11.08±0.05	11.03±0.04	10.76±0.06
	2022-01-21	59601.07	11.08±0.05	11.08±0.06	10.81±0.06
	2022-01-27	59607.07	11.07±0.05	11.07±0.06	10.76±0.06
	2022-11-27	59911.13	11.08±0.05	11.08±0.06	10.74±0.06
	2022-12-02	59916.06	11.08±0.05	11.07±0.06	10.72±0.06

WR 4 (HD 16523). Этот объект принадлежит WC5+? типу. Фотометрическая переменность с периодом $P=4.3$ дня была обнаружена авторами работы [6]. Зарегистрированные изменения профилей эмиссионных линий в пределах (~1.2%) оказались недостаточными для включения объекта в список кандидатов типа CIR [7]. Двойственная природа объекта была подтверждена в работе [8].

Сравнение наших результатов, полученных в 2021-2022гг., с данными каталога [2] показало увеличение яркости объекта в фильтре V на $0^m.3$. В табл.3 и 3а приводятся значения абсолютных потоков в шкале 10^{-12} эрг/см²с и эквивалентных ширин эмиссионных линий. Точность определения этих параметров составляет 15-20%.

Зарегистрированы волнообразные флуктуации эмиссионных потоков в конце 2021 - начале 2022гг. Эти изменения могут быть связаны с орбитальным вращением звездных компонентов и, следовательно, с вариациями мощности звездного ветра.

WR 5 (HD 17638). Этот объект относится к последовательности WC6. Измерения лучевых скоростей не подтвердили его двойственную природу [8]. Предыдущие исследования профилей эмиссионных линий также не выявили признаков переменности [7]. Наши результаты: потоки в шкале 10^{-12} эрг/см²с

Таблица 3

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 4**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.01.03		2021.12.10		2021.12.29		2022.01.27		2022.02.05		2022.10.12	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4619 4650	CIII CIV HeII	218	1174	260	1100	289	1156	321	1123	323	964	239	1065
4780	OIV CIV	2.7	16	2.8	10	4.4	19	4.0	15	3.0	10	2.4	11
4860 4930	HeII OV	2.0	12	2.5	10	3.2	15	3.3	13	2.4	9.1	2.5	13
5017	CIV			4.1	16	5.3	24	6.3	25	4.4	16	3.2	16
5280	OVI	3.1	19	5.6	20	8.8	38	9.5	36	6.6	23	6.5	11
5411	HeII			4.7	18	5.1	23	7.1	26			5.5	21
5469	CIV			8.4	35	8.2	33	10	38			9.3	32
5595	HeII CIV			10	37	14	54	15	56	15	46		

Таблица 3а

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В КРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА WR 4**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.11.28		2022.11.01		2021.11.28		2022.11.01		2022.09.02		2022.11.01	
		Fabs	EW										
6560	HeII CIV	23	110	21	103	19	103	23	110	21	103	19	103
6744	CIII CII	41	185	37	185	32	182	42	185	37	185	32	182
7060	CIV	26	129	27	135	23	128	26	129	27	135	23	128
7207 7258	CII	7.9	39	7.3	45	6.6	36	7.9	39	7.3	45	6.6	36

и эквивалентные ширины эмиссионных линий приведены в табл.4. Средняя точность значений составляет 15-20%.

WR 121. Звезда относится к последовательности WC9. Как и многие другие углеродные звезды поздних типов, она имеет пылевую оболочку, которая может вызывать колебания уровня блеска из-за изменения поглощения. Для WR 121 подобное событие произошло в 1990г. Авторы работы [8] предположили, что наблюдаемое тогда ослабление блеска объекта на $0^m.8$ в фильтре V было вызвано образованием пылевого облака на луче зрения.

Таблица 4

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 5

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.01.03		2021.01.09		2022.01.27		2022.02.05		2022.09.02		2022.10.12		01.11.2022	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4340	HeII, CIV	2.8	24												
4444	CIII, CIV	2.8	23												
4515+	CIII, HeII	3.5	32									3.5	25		
4540															
4650	CIV, HeII	129	1129			158	965	168	1120			128	1100		
4686															
4780	CIV, OIV	1.5	15			1.7	11	1.7	11			1.7	15		
4860	HeII, CIV	1.8	18			2.1	14	2.2	14			1.9	16		
4940	HeII	0.8	8.5			1.2	8.9	1.5	6.0			1.1	6.0		
5017	CIV, HeI	2.5	25			2.7	17	3.0	19			2.5	21		
5260	CIII, OIV					3.8	21	5.4	38			3,5	32		
5411	HeII, CIV					6.1	34	5.8	39			4.7	34		
5460	CIV					5.8	32	6.4	43			5.2	39		
6560	HeII, CIV			22	111					16	98			16	115
6744	CIII, CII			36	185					29	180			28	185
7060	CIV, HeI			20	112					17	120			16	123

Во время наших наблюдений в 2021–2022гг. изменения блеска не превышали $0^m.2$ и $0^m.07$ в фильтрах В и V, соответственно. В табл.5 и 5а собраны результаты наших спектральных наблюдений: потоки излучения в шкале 10^{-12} эрг/см²с и эквивалентные ширины эмиссионных линий. Точность

Таблица 5

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 121

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.08.11		2022.05.08		2022.06.07		2022.06.29		2022.07.16	
		Fabs	EW								
4656	CIV	2.1	76	2.3	80	3.6	79	2.0	77	2.5	78
4686	CIV, HeII	0.8	23	0.7	23	0.8	20	0.6	22	0.9	23
4860	CIV, HeII	0.3	10	0.3	9.0	0.3	8.0	0.2	8.2	0.2	8.2
4921	HeI	0.1	8.0	0.2	7.9	0.3	8.2	0.2	8.1	0.3	10
5016	CIV, HeI	0.6	19	0.8	29	0.8	33	0.7	22	0.7	22
5141	CII, CIII	1.1	27	1.2	33	1.4	34	1.3	34	1.3	34
5250+5270	CIII	0.6	14	0.8	22	0.8	20	0.7	19	0.7	15
5305	CIII	0.2	4.3	0.2	4.3	0.2	4.9	0.2	5.0	0.2	4.0
5411	CIV, HeII	0.2	4.5	0.3	6.9			0.2	8.0	0.3	6.9
5471	CIV	0.3	6.6	0.3	7.0						

Таблица 5а

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В КРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН
ВОЛН В СПЕКТРЕ WR 121**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.08.07		2022.04.28		2022.06.04		2022.06.26	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
6580	СII,HeII	7.5	109	8.8	113	8.6	110	7.3	108
6678	HeI	2.1	31	2.2	29	2.6	35	2.0	29
6732	СII,СIII			5.0	64	4.9	64	4.2	63
6780	СII,СIII	3.9	43	3.9	50	3.8	48	3.7	48
7037	СIII	1.6	23	2.3	25	2.6	24	2.3	25
7065	СII,HeI	3.1	45	3.7	42	3.7	46	2.6	44
7122	СII	1.5	21	1.6	21	1.6	19	1.3	17
7234	СII	14	210	19	220	19	214	14	201

определения параметров составляет 15-20%. Зарегистрированы нерегулярные изменения потоков в эмиссионных линиях в пределах 20-30%.

WR 125 - это двойная звездная система WC7+O9III. Она является источником жесткого рентгеновского излучения и, следовательно, может обладать аккреционным диском вокруг компактной звезды. Кроме того, для данного объекта характерны периодические повышения мощности излучения в рентгеновском, визуальном и ИК диапазонах волн, связанные с прохождениями периастра [9]. Тем не менее, наблюдения авторов работы [6] не выявили спектральных изменений.

Наши результаты показывают, что в 2021-2022гг. блеск объекта был выше на $0^m.5$ в фильтре В по сравнению со значением из базы SIMBAD. В табл.6 и ба даны результаты наших спектральных наблюдений: потоки излучения в шкале 10^{-12} эрг/см²с и эквивалентные ширины эмиссионных линий. Точность определения параметров составляет 15-20%. Наблюдаемые колебания эмиссионных потоков не выходили за пределы указанных погрешностей измерений.

Таблица 6

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 125**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.06.13		2022.06.07		2022.06.29		2022.07.15	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4540	HeII	0.2	19	0.2	20				
4660	CIV,HeII	2.3	315	2.1	319	2.3	310	2.0	320

Таблица 6а

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 125

$\lambda(\text{Å})$	Ионы	2021.06.20		2021.07.24		2022.06.15		2022.06.25		2022.06.26	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
6560	CIV, HeII	2.1	60	2.0	69	1.8	60	1.9	57	1.9	62
6748	CIII, CIV	2.1	56	2.0	65	2.0	65	2.0	58	2.0	59
7065	CIV, CII	2.2	55	2.2	57	1.8	54	1.7	51	1.8	53
7254				0.2	3.9			0.2	3.7	0.1	3.9

WR 142. Звезда относится к последовательности WO2. Это одна из самых горячих среди известных галактических звезд WR ($T^* \sim 200000 \text{ K}$, [10]). Объекты этого типа рассматриваются как высокотемпературное расширение класса WC [11] и по прогнозам, могут взорваться, как сверхновые типа Ic в течение нескольких тысяч лет [12]. Появление дополнительных пиков в профилях эмиссионных линий CIII, 4659 Å объясняется неоднородной структурой звездного ветра [10].

Таблица 7

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 142

$\lambda(\text{Å})$	Ионы	15.07.2022		16.07.2022		01.09.2022	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4660	CIV	2.8	300	3.0	300	3.2	290
4940	OVI	0.2	21	0.2	18		
5280	OVI	0.6	43	0.6	43	0.7	42
5440	CVI	0.4	18	0.4	19	0.4	20

Таблица 7а

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В КРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН
ВОЛН В СПЕКТРЕ WR 142

$\lambda(\text{Å})$	Ионы	20.06.2021		24.07.2021		07.08.2021		21.07.2022		25.07.2022		02.09.2022	
		Fabs	EW										
6560	HeII, CIV	3.4	137	3.6	125	3.7	137	3.4	133	3.4	136	3.2	127
7065	HeI			4.5	147	4.5	145	4.0	140	4.0	143	3.8	144

Таблица 7а (Продолжение)

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	13.09.2022		25.09.2022		01.10.2022		01.11.2022	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
6560	HeII, CIV	3.2	125	3.4	120	3.3	126	3.5	122
7065	HeI	3.6	127	3.7	128	3.6	122	3.7	116

Во время наших наблюдений блеск звезды оставался стабильным. Значения потоков излучения в шкале 10^{-12} эрг/см²с и эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре WR 142 приведены в табл.7 и 7а. Точность определения параметров составляет 15-20%. Вариации этих значений не выходили за пределы погрешности.

WR 143. Объект относится к последовательности WC4+OB. Возможная двойственная природа этого объекта неоднократно обсуждалась многими авторами. Инфракрасные наблюдения выявили наличие эмиссионных линий H β и HeI [13]. Значительная переменность лучевых скоростей RV (11.2 ± 4.2 км/с) была обнаружена в работе [14], на основе этого был сделан вывод, что вторым компаньоном в этой системе является В-звезда, и именно она отвечает за наблюдаемую фотометрическую переменность [13].

Наши результаты - потоки эмиссионных линий в шкале 10^{-12} эрг/см²с и эквивалентные ширины приведены в табл.8. Точность определения параметров составляет 15-20%. Небольшое увеличение потоков излучения в линиях зарегистрировано в конце 2022г.

WR 154. Звезда относится к последовательности WC6. Двойственная природа объекта не подтвердилась. Исследования показали, что вокруг WR 154 распо-

Таблица 8

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 143**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.07.08		2021.07.24		2022.07.15		2022.07.17		2022.07.20		2022.09.01		2022.09.02	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4656,	CIII, CIV,					22	710	20	650			23	680		
4686	HeII					0.6	21	0.6	20			0.6	21		
4921	HeII					0.5	15	0.6	16						
5016	CIV					1.2	25	1.3	27			1.3	30		
5250+5305	CIII					1.5	24					1.7	28		
5411+5470	HeII+CIII														
6560	HeII	4.0	40	4.7	51					4.8	42			5.3	44
6740	CIII	9.7	98	9.8	100					12	106			12	110
7065	CIV HeI	9.2	98	9.1	96					9.2	112			11	106

Таблица 9

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 154

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2022.07.16		2022.07.17		2022.09.01		2022.10.12		2022.10.13	
		Fabs	EW								
4540	HeII	2.7	27	2.54	28	2.44	30			2.30	30
4656	CIII,CIV	96	960	90	970	86	990	92	930	78	990
4686	CIV,HeII										
4780	СИ			1.0	12	1.0	12	0.9	9	0.9	12
4861	CIV,HeII	1.2	15	1.1	14	1.0	12	1.1	11	1.0	15
4921	HeII	0.8	11	0.9	12	0.8	11	0.8	9	0.8	11
5016	CIV HeI	1.7	21	1.7	21	1.6	19	1.5	16	1.5	19
5141	СИ,CIII	2.0	23	1.9	24	1.9	22	1.8	19		
5250+5305	CIII	2.6	32	2.6	32	2.2	27	2.2	28	2.3	30
5411	CVI,HeII	2.2	27	2.2	26	2.2	27	2.2	26	2.2	25
5471	CIV	2.4	27	2.4	28	2.5	29	2.4	26		

Таблица 9а

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 154

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.12.01		2022.07.18		2022.07.20		2022.07.21		2022.09.02		2022.10.06	
		Fabs	EW										
6580	HeII,СИ	9.0	90	10	96	10	99	10	105	9.9	99	9.2	86
6748	CI,CIII	16	172	17	174	16	173	17	189	14	145	15	151
7065	CIV,HeI	12	167	12	154	13	154	12	146	11	163	12	152
7260	CIII	4.5	51	3.6	45	3.7	46	4.0	53	4.6	60	4.5	60

лагается туманность с размерами (15x10 парсек) [15]. Сравнение расстояний до туманности и до WR звезды подтверждает физическую связь между ними.

Наши наблюдения свидетельствуют о стабильном блеске объекта в 2021-2022гг., но сравнения с каталогом [3] показали, что в 2021-2022гг. объект стал ярче на $0^m.6$ в фильтре В. Наши результаты - потоки эмиссионных линий в шкале 10^{-12} эрг/см²с и эквивалентные ширины приведены в табл.9 и 9а. Точность определения параметров составляет 15-20%.

Фрагменты спектрограмм звезд WC последовательности приводятся на рис.1. Соответствующие численные данные о спектрах исследуемых WR звезд будут представлены на сайте АФИФ.

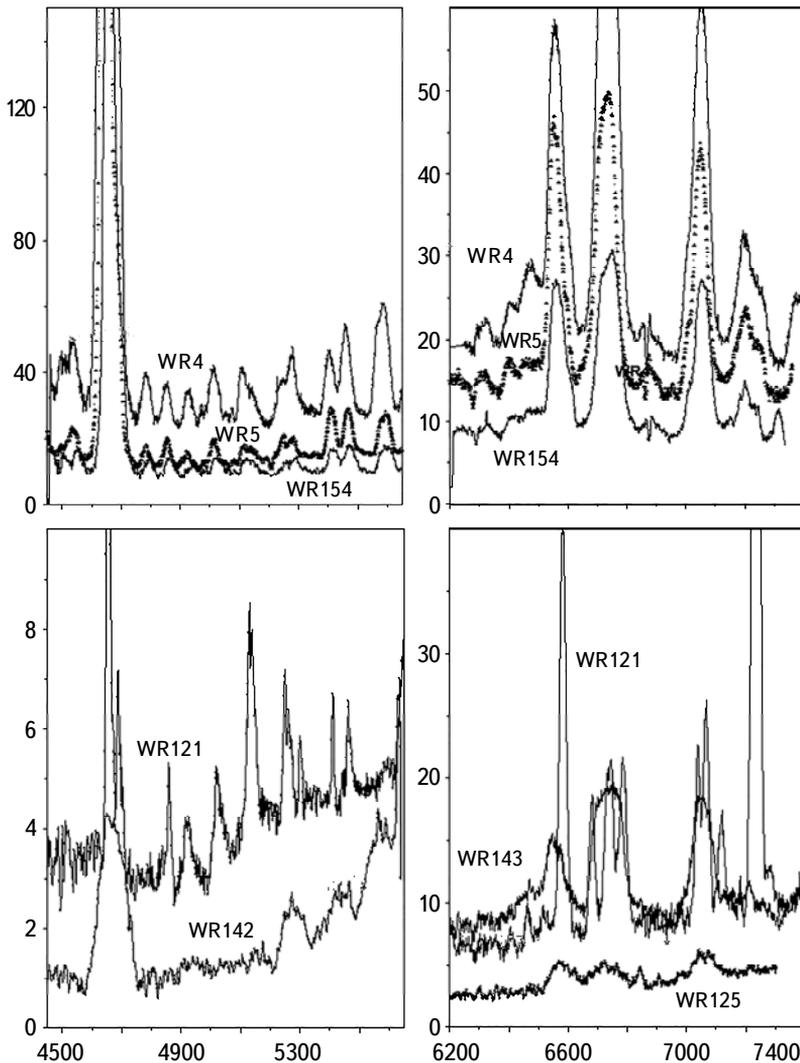


Рис.1. Спектрограммы звезд WC последовательности. Ось X - шкала длин волн, ось Y - потоки излучения в шкале 10^{-12} эрг/см² с Å.

4. *Обсуждение и выводы.* Проведены фотометрические и спектральные наблюдения группы звезд Вольфа-Райе. Были зарегистрированы изменения блеска объекта WR 121 ($\Delta B = 0^m.15$). Наши результаты сравнивались с данными, полученными в 2000-2014гг. в фильтрах В и V в каталогах [2-4]. Зарегистрировано увеличение блеска WR 4 и WR 5 на $\sim 0^m.2 - 0^m.3$ в фильтре В и на $0^m.1 - 0^m.15$ в фильтре V. Для объектов WR 125 и WR 154 получены значительные расхождения с каталожными данными ($\Delta B \sim 0^m.5$). Возможные

причины подобных расхождений: переменность объекта, ошибки, связанные, например, с погодными условиями, а также использование авторами разных наборов фильтров. Звезды Вольфа-Райе имеют спектральные особенности - мощные эмиссионные линии. Вклад этих линий в регистрируемый блеск зависит от кривой спектральной чувствительности используемого фильтра. Мы провели небольшое исследование для того, чтобы сравнить результаты спектрофотометрии с фильтрами Johnson-Cousins UBV_{Rc} и Astrodon UBV_{Rc}. Последний набор фильтров участвует в наших наблюдениях. Спектры нескольких WR звезд из нашего списка, полученные в широком диапазоне длин волн (3500-7500 Å) [16], были обработаны с использованием коэффициентов пропускания упомянутых выше фильтров, спектральной чувствительности ПЗС камеры и с учетом поглощения в земной атмосфере. Коэффициенты прозрачности $P(\lambda)$ были получены для ТШАО, воздушные массы $M(z)$ принимались для момента кульминации объекта. Спектр Веги [17] использовался в качестве стандарта. Для примера на рис.2 приводится спектр WR 142 вместе с кривыми пропускания фильтров.

В табл.10 приведены значения показателей цвета звезд, полученные при использовании двух наборов фильтров. Разность этих параметров может достигать $0^m.2$. Для перевода инструментальных значений блеска в интернациональную систему Johnson-Cousins мы использовали уравнения из [18], полу-

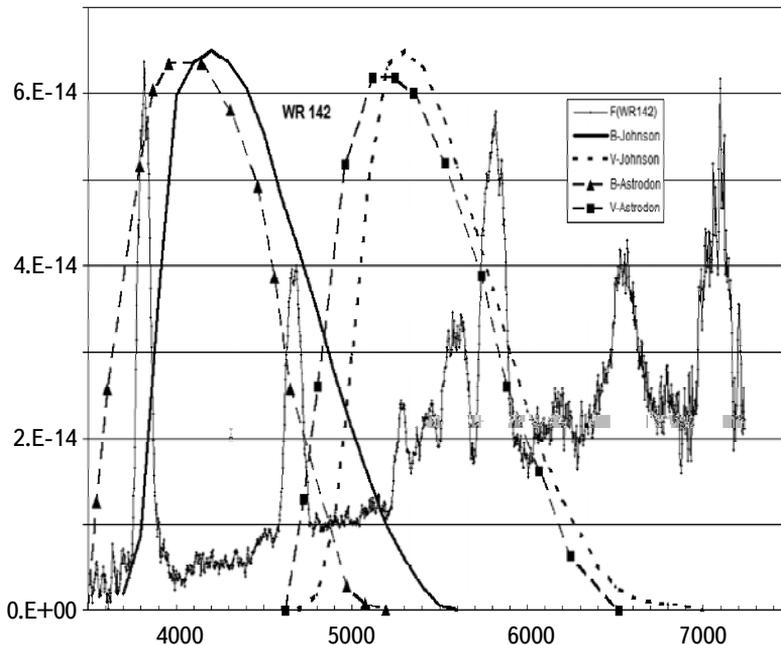


Рис.2. Спектр WR 142 и кривые пропускания фильтров.

ченные по наблюдениям стандартных звезд с довольно "гладкими" спектрами. В частности, основой уравнений служит зависимость между истинным (каталожным) и наблюдаемым показателями цвета (рис.3). Данные, полученные для Вольф-Райе звезд, имеют большой разброс точек и плохо соответствуют зависимости, построенной для нормальных звезд. Строить подобную зависимость специально для Вольф-Райе звезд не имеет смысла, так как интенсивности эмиссионных линий в их спектрах изменяются со временем. Подобные дополнительные ошибки могут возникать при сравнении результатов, полученных с разной аппаратурой. Однако апертурная фотометрия остается эффективным инструментом для изучения переменности объектов.

Таблица 10

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ,
ПОЛУЧЕННЫХ С РАЗНЫМИ ФИЛЬТРАМИ

Объект	Johnson-Cousins			Astrodon		
	B	V	B-V	B	V	B-V
WR4	10.08	9.81	0.27	10.21	9.88	0.33
WR121	13.05	11.84	1.19	13.20	11.80	1.40
WR125	14.36	12.76	1.60	14.34	12.82	1.42
WR142	14.344	12.95	1.39	14.36	13.10	1.26
WR143	12.49	11.13	1.36	12.63	11.20	1.43
WR154	11.39	10.89	0.50	11.47	10.93	0.54

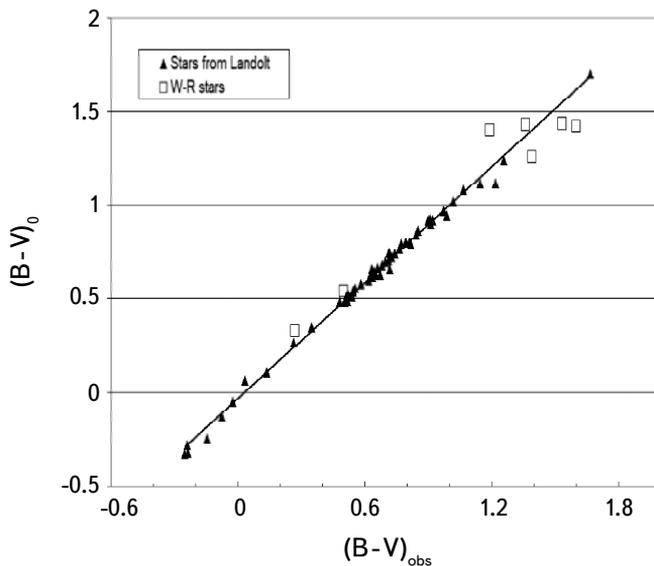


Рис.3. Соотношение показателей цвета $(B-V)_0$ и $(B-V)_{obs}$.

Спектральные наблюдения выполнялись со спектральным разрешением $1.1 \text{ \AA} / \text{пиксель}$, недостаточным для исследования профилей эмиссионных линий. Основной целью проекта было определение потоков излучения в эмиссионных линиях. Для большинства исследованных звезд наблюдаемые изменения потоков в эмиссионных линиях не выходили за пределы ошибок измерений. Довольно высокие значения погрешностей (15-20%) обусловлены тем, что в ряде объектов (WR4, WR5) спектр буквально заполнен множеством слабых эмиссионных линий, и определить истинный уровень непрерывного спектра довольно трудно. Широкие крылья эмиссионных линий в другой группе звезд (WR121, WR125, WR142, WR143 и R154) также сокращают участки свободного континуума и приводят к большим ошибкам при определении потоков излучения. В спектрах WR4 и WR5 зарегистрированы значительные волнообразные вариации потоков в эмиссионных линиях (до 30%) и эквивалентных ширин, т.е. изменялась именно интенсивность эмиссионных линий при довольно стабильном уровне континуума. В спектре объекта WR121 зарегистрированы изменения потоков излучения, сопровождаемые нерегулярными колебаниями блеска. К сожалению, наши спектральные и фотометрические наблюдения проводились несинхронно, так как соответствующие телескопы расположены на разных обсерваториях с разными погодными условиями. Это обстоятельство затрудняет выбор источников переменности. Это могут быть изменения поглощения на луче зрения, увеличение плотности звездного ветра, флуктуация скорости потери массы или горячие пятна на поверхности звезды.

С точки зрения возможной генетической связи звезд WR со вспышками сверхновых наибольший интерес представляют объекты, в которых происходят такие глобальные процессы, как увеличение массы вещества в зоне звездного ветра и значительные изменения скорости потери массы.

Предлагаемая эволюционная последовательность O-Of-N-rich WN-LBV-N-roog WN-N-free WN-WC-SN выдвигает звезды WC на передний план среди возможных эволюционных предшественников сверхновых звезд SN. Однако следует учитывать, что фотометрическая и спектральная переменность многих WC-звезд связана с наличием мощной пылевой компоненты. Фрагменты пыли при прохождении по лучу зрения вызывают наблюдаемые изменения яркости и интенсивности эмиссионных линий, не влияя на общую структуру объекта.

Двойные системы с большим эксцентриситетом орбиты (WR125) являются перспективными с точки зрения их связи со вспышками сверхновых. Изменение расстояния между звездными компонентами вызывает флуктуации скорости потери массы и перестройку зоны звездного ветра. В этих объектах при прохождении периастра наблюдается повышенная активность вплоть до

эруптивных процессов. Не исключено, что такие объекты находятся на завершающей стадии эволюции звезд с начальными массами $40\text{--}60 M_{\odot}$ и в течение нескольких тысяч лет превратятся в сверхновые.

Исследование финансируется Комитетом науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (программа № BR20280974).

Астрофизический институт им. В.Г.Фесенкова, Алматы,
Казахстан, e-mail: lu_kondr@mail.ru

ПРИЛОЖЕНИЕ

ERRATUM к статье [1]

		Printed	Must be
1	Abstract, 4th row	WR 120, WR 151, and WR 152 in the WRI stars	WR 1, WR 120, WR 151, and WR 152
2	Page 487, 7th row from the bottom of section 2	CCD Alta F16M (4096x4096, 9m) were used	CCD Alta F16M (4096x4096, 9m) was used
3	Page 487, 3th row from the bottom of section 2	standard IRAF and MaximD1-6 standard	IRAF and MaximD1-6 standard
4	Page 500, 9th row from the top	also contains segments of free continuum	also reduce segments of free continuum
5	Page 500, 12th row from the top	but did not clearly follow their tendency	but clearly follow their tendency

PHOTOMETRIC AND SPECTRAL STUDY OF THE
GROUP OF GALACTIC WOLF-RAYET STARS. II.
WC AND WO SEQUENCESL.N.KONDRATYEVA, I.V.REVA, E.K.DENISSYUK,
S.A.SHOMSHEKOVA, A.K.AIMANOVA

Photometric and spectral observations of 7 WC and WO stars were carried out at the FAI in 2021-2022. On the base of observations we obtained estimates of the brightness of objects in the BVRc filters and absolute fluxes of radiation in the emission lines. Changes in brightness within $0^m.1 - 0^m.15$ were detected in WR 121. Changes in the emission-line fluxes were detected in the spectra of several objects: WR 4, WR 5 and WR 121.

Keywords: *variable stars: W-R stars: photometry: spectrophotometry*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Kondratyeva, E.Denissyuk, I.Reva et al.*, *Astrophysics*, **66**, 485, 2023.
2. *N.Kharchenko, A.Piskunov, S.Roser et al.*, *Astron Nachr.*, **325**, 740, 2004.
3. *E.Hog, C.Fabircius, V.Makarov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **355**, L27, 2000.
4. *J.Ducati*, 2002yCat 1322.
5. *N.Finch, C.Girard et al.*, 2012yCat 1322, 2012.
6. *A.Moffat, M.Shara*, *Astron. J.*, **92**, 952, 1986.
7. *N.St-Louis, A.-N.Chené*, *Astrophys. J.*, 698, 1951.
8. *P.Veen, A. van Genderen, K. van der Hucht et al.*, *Astron. Astrophys.*, **329**, 199, 1998.
9. *E.Moreno, G.Koenigsberger, D.Harrington*, *Astron. Astrophys.*, **528**, A48, 2011.
10. *A.-N.Chene, N.St-Louis, A.Moffat*, *Astrophys. J.*, **903**, 113, 2020.
11. *P.Crother*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **45**, 177, 2007.
12. *F.Tramper, S.Straal, D.Sanayal et al.*, *Astron. Astrophys.*, **581A**, 110, 2015.
13. *W.Varricatt, N.Ashok*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **365**, 127, 2006.
14. *K.Dsilva, T.Shenar, H.Sana et al.*, *Astron. Astrophys.*, **641**, A26, 2020.
15. *S.Cichowolski, E.Arnal*, *Astron. Astrophys.*, **414**, 203, 2004.
16. *A.Torres, P.Massey*, *Astrophys. J. Suppl.*, **65**, 459, 1987.
17. *V.Tereschenko, A.Kharitonov, L.Knyazeva*, *Spectrophotometric Catalogue of Stars* ISBN-10: 365968371: LAP Lambert Academic Publishing, 2015, p.312.
18. *A.Landolt*, *Astron. J.*, **146**, 131, 2013.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-29

СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД. I. HD 57682, HD81009

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 16 ноября 2023

Принята к печати 7 марта 2024

На основе литературных данных о величинах магнитного поля построены модели магнитного поля магнитных звезд разных типов пекулярности HD 57682, HD81009 и получены параметры их магнитного поля. У HD 57682, как и у других горячих объектов, обнаруживаются различия физических условий в области магнитных экваторов и в области близ магнитных полюсов, которые пока не поддаются интерпретации. Звезда HD81009 по своим свойствам является типичным представителем магнитных звезд SrCrEu-типа, кроме ее двойственности.

Ключевые слова: *магнитное поле; пекулярные звезды*

1. *Введение.* В данной работе мы продолжаем выполнение большой программы по исследованию структур магнитных полей химически пекулярных звезд (СР) на основании использования опубликованных последнее время измерений продольного поля V_e (или средних поверхностных величин B_s). Несмотря на то, что в этих работах обычно проводится подробный анализ полученных данных, дополнительное изучение их магнитных структур с нашей уникальной методикой позволит дополнить и уточнить эти данные. Это важно также тем, что параметры магнитного поля получаются для всех звезд с единой методикой. Кроме того, существенно пополняется список параметров и величин среднего поверхностного магнитного поля B_s и уточняются структуры магнитного поля. Методика моделирования подробно описана в работах [1-3]. Она основана на предположении дипольной структуры магнитного поля, которая реально формируется в магнитных звездах в процессе эволюции. Опыт моделирования (около 140 звезд) показывает, что даже в тех случаях, когда структуры отличаются от центрального диполя, они имеют другие формы - такие как смещенный из центра звезды диполь, или в более сложных случаях как результат двух-трех диполей внутри звезды. Особенно важны в статистических исследованиях средние поверхностные величины магнитного поля B_s , используемые при исследованиях разного рода зависимостей. К сожалению, не часто имеется возможность моделировать структуры магнитного поля по действительно хорошим данным.

2. Звезда *HD57682 (O)*. Величина среднего поверхностного магнитного поля B_s у этой звезды неизвестна, поэтому ее оценка представляет собой значительный интерес. Кроме того, звезда относится к малоизученному классу горячих магнитных звезд O-типа, которых в последнее время часто причисляют к семейству химически пекулярных (CP) звезд, с более высокими температурами.

Величины продольной компоненты магнитного поля B_e магнитной звезды HD57682 в разных фазах Φ периода вращения приводятся в работе [4]. Средняя точность определений B_e равна $\sigma = \pm 26$ Гс. Они оценивались по спектрополяриметрическим измерениям высокого разрешения ($R = 68000$) мультилинейчатый способом (LSD) [5]. Тем не менее, надо иметь в виду, что в отличие от измерений по линиям водорода и гелия [6,7], измерения магнитного поля по линиям металлов подвержены влиянию неравномерного распределения химических элементов по поверхности звезды. Обычно этот эффект влияет на амплитуду изменений магнитного поля. Физические параметры звезды, взятые из [4,8], приведены в табл.1.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД

HD	Тип	T_e , К	M_b	$\log g$	R/R_\odot	$\log t$, г	M/M_\odot	B_s , Гс	R/R_z
57682	O	35000	-7.3	4.0	7	7.3	17	212	1.21
81009	SrCrEu	8120	+1.4	3.98	2.3	8.90	2.2	8378	1.40

Используя формулу $v = 50.6R/P$, получаем экваториальную скорость звезды $v = 6.4$ км/с, откуда угол наклона оси вращения к лучу зрения $i = 47^\circ$. Величина $v \sin i = 4.6$ км/с и период вращения $P = 63.6$ сут взяты из [4]. Полученный угол близок к оценке $i \approx 60^\circ$, полученной в [4]. Для удобства сравнения результатов анализа мы использовали в дальнейшем угол $i = 60^\circ$. Методом последовательных приближений получена модель, которая оказалась центральным диполем, с параметрами, приведенными в табл.2. Здесь B_s -величина среднего поверхностного магнитного поля, B_p -величина поля на магнитных полюсах, ΔA , R_z - смещение диполя из центра звезды, α - угол между осью диполя и плоскостью экватора вращения, i -наклон оси вращения к лучу зрения.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

HD	B_s , Гс	B_p , Гс	ΔA , R_z	α , гр.	i , гр.
57682	212	± 323	0.0	8	60
81009	8378	+20672, -9396	+0.13	16	16:

Параметры модели подбирались так, чтобы различие модельных и измеренных величин V_e в разных фазах периода вращения были меньше 3σ . На рис.1a точками обозначена наблюдаемая фазовая зависимость $V_e(\Phi)$, сплошной линией - модельная. На рис.1b показана модельная зависимость среднего поверхностного магнитного поля $B_s(\Phi)$, из которой получается средняя величина $B_s = 212$ Гс. Важнейший параметр - угол между осью диполя и плоскостью экватора вращения в нашей модели $\alpha = 8^\circ$, в работе [4] $\alpha = 11^\circ$, величина достаточно близкая нашей оценке. На рис.2 показана схема ориентации диполя в звезде HD57682. Штриховыми линиями ограничена область магнитного экватора, черными полукружками обозначены магнитные полюса. Основное замечание состоит в том, что в [4] предлагается величина магнитного поля на магнитных полюсах $B_p = 880$ Гс, тогда как у нас $B_p = \pm 323$ Гс.

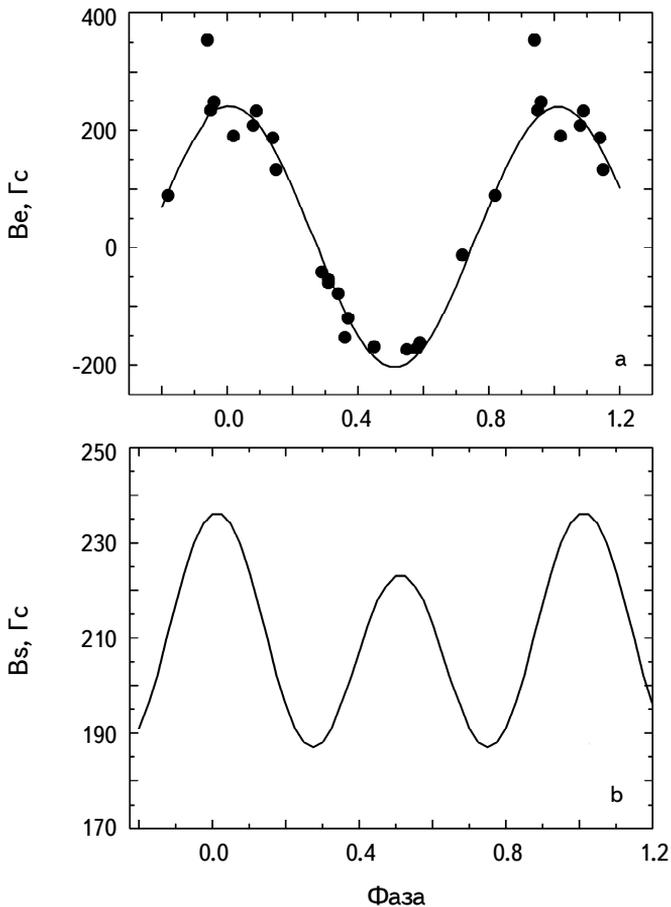


Рис.1. Изменение магнитного поля HD57682 с фазой периода вращения. а) зависимость продольного поля $V_e(\Phi)$; точки - измеренные данные, сплошная кривая - модельная. б) модельная зависимость среднего поверхностного поля $B_s(\Phi)$.

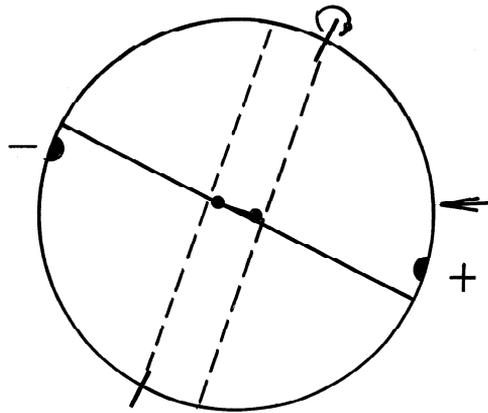


Рис.2. Ориентация дипольного магнитного поля в звезде HD57682.

На рис.3 показана зависимость распределения магнитных звезд по углам α , на которой звезда HD57682 находится в диапазоне углов $\alpha = 0 - 20^\circ$, что является типичным для магнитных звезд [9]. Малость величины α является характерным свойством магнитных звезд и обусловлена потерей момента вращения через силовые линии окружающих облаков на ранних этапах эволюции.

Структура магнитного поля - центральный диполь, встречается у более чем половины магнитных звезд и объясняется, по-видимому, тем, что они сформировались из однородного по своей структуре родительского намагниченного протозвездного облака [9]. Важным свойством звезды HD57682 является ее относительно малая величина B_s , что характерно для магнитных

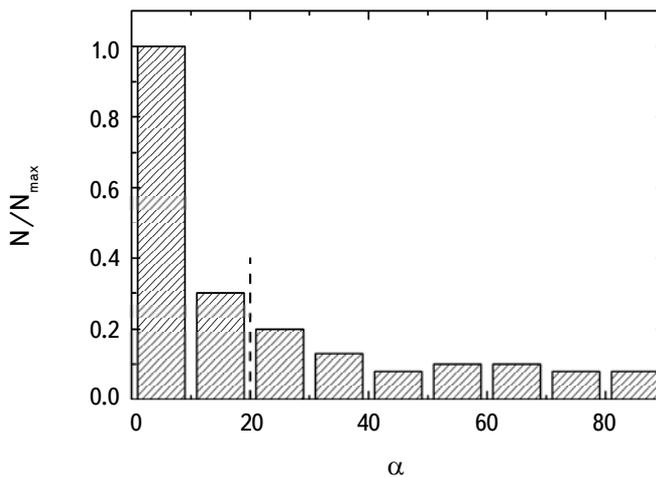


Рис.3. Распределение магнитных звезд по углам α .

О-звезд [10]. Это видно из рис.4, где показана зависимость среднего магнитного поля звезд разного типа пекулярности от температуры (от массы). Здесь О-звезды обозначены звездочками. Возраст звезды HD57682 $\log t$ оценивался по зависимости $\log t(R/R_z)$, приведенной в [10], где R/R_z - радиус данной звезды относительно ее радиуса на ZAMS.

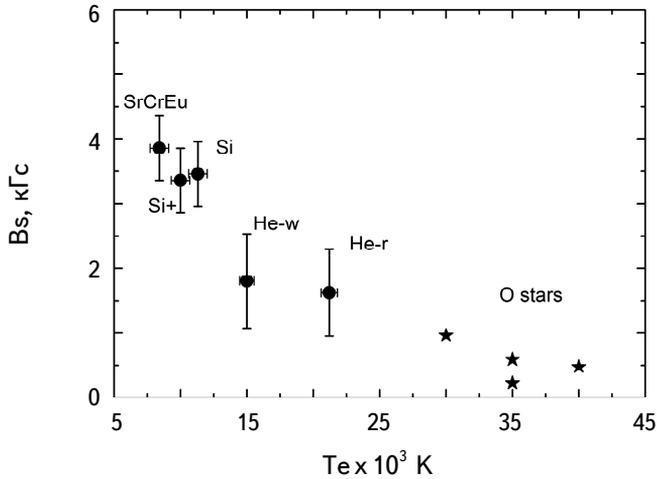


Рис.4. Зависимость средних поверхностных величин магнитного поля B_s от температуры (массы). Звездочки - объекты О-типа.

На основании результата моделирования переменной эмиссии Na у HD57682 в работе [4] сделан вывод, что это излучение генерируется из оптически толстого, сплюснутого распределения магнито-удерживаемой плазмы, которая распределена вдоль магнитного экватора. Однако из рис.1 в работе [4] хорошо видно, что максимальная интенсивность эмиссии возникает в $\Phi = 0.02$, т.е. в момент прохождения положительного магнитного полюса через центральный меридиан (рис.1a, b). Следовательно, эмиссия максимальна в области магнитного полюса, а не на магнитном экваторе. Второй максимум (несколько более слабый) происходит в $\Phi = 0.45$, совпадающий с моментом прохождения отрицательного магнитного полюса через центр видимого диска. Из-за наклона оси диполя область отрицательного полюса видна хуже, чем область положительного. В $\Phi = 0.3$, и особенно $\Phi = 0.72$, наблюдаются области ближе к магнитному экватору, здесь эмиссия слабее. Совершенно очевидно, что эмиссионные области находятся вокруг магнитных полюсов, где особенно сильный ветер. Эквивалентная ширина линии $\text{H}\gamma$ больше в магнитных полюсах, как это видно на рис.8 в работе [4].

Из рис.8 в работе [4] видно, что спектральные линии CIII4056, HeI4713, HeI4921, HeI6678, NIII4634, HeI4713, CIV5801, CIV5812, $\text{H}\gamma$, HeI4471, MgII4481,

NIII4523, SiIII4552, OII4801 имеют максимальную интенсивность в $\Phi = 0$. Это значит, что они концентрируются на положительном магнитном полюсе, который в этой фазе находится на центральном меридиане. В то же время линии CIV5801, CIV5812 максимальны в $\Phi = 0.5$. В этой фазе полусфера с отрицательным магнитным полем видна хуже, чем полусфера с положительным магнитным полем в $\Phi = 0$, но лучше виден магнитный экватор. Вероятнее всего линии CIV5801 и CIV5812 формируются на магнитном экваторе. Последнее утверждение усиливается, если принять угол $i = 47^\circ$, а не 60° . Рассматривая подробно лучевые скорости линий основной группы элементов [4], можно проследить, как химическое "пятно" выходит из-за горизонта, проходит через центральный меридиан и, затем, уходит за горизонт. Что касается линий CIV5801 и CIV5812, то при значительном разбросе точек, который наблюдается на зависимостях, трудно что-либо понять. Необходимы новые измерения.

Учитывая результаты предыдущих исследований, можно утверждать, что типичным свойством магнитных O- и He-г звезд является сильный ветер [11] на магнитных полюсах, где максимальная напряженность магнитного поля также способствует сильной диффузии химических элементов. В результате возникают сильные химические аномалии в близполярной области [12-14]. Концентрация некоторых химических элементов происходит также в области магнитного экватора [15-17], где силовые линии горизонтальны к поверхности. Существует зависимость химических аномалий от величины магнитного поля, связанная с тем, что магнитное поле подавляет турбулентность, облегчая диффузию химических элементов [18,19].

Звезда HD57682 является типичным представителем магнитных звезд O-типа. Например, структура поверхности O-звезды HD37022 тоже делится на две основные области по своим свойствам - вокруг магнитных полюсов и на магнитном экваторе [12]. У HD37022 эмиссия H α и HeII4686 сильнее в магнитных полюсах, слабее в экваториальной области. Таким образом, у HD57682 и у HD37022 эмиссионное облако формируется на магнитных полюсах [12]. Точно так же ведут себя O-звезды HD149438 и HD191612 [12]. Общий вывод - вблизи магнитных полюсов O-звезд формируется разреженная эмиссионная оболочка, тогда как экваториальная область плотная, и если там формируется эмиссия, то в меньшей степени.

На магнитных полюсах HD57682 линии поглощения H α и He имеют максимальную интенсивность (см. рис.8 в работе [4]). Таким образом, линии поглощения водорода и гелия в HD57682 ведут себя противоположно тому, что наблюдается у HD37022, у которой эквивалентная ширина H α минимальна в $\Phi = 0$ и максимальна в $\Phi = 0.5$ [20,21]. В звезде HD57682 непонятна ситуация с лучевой скоростью, измеренной по линиям H и He (см. рис.8 в [4]): в $\Phi = 0$,

т.е. в момент прохождения водородного и гелиевого "пятна" через центральный меридиан, лучевая скорость максимальна, хотя она должна быть равна 0. Необходимы дополнительные наблюдения.

3. *HD81009 (SrCrEu)*. Звезда интересна тем, что относительно нее выполнено необычно много (39) измерений магнитного поля B_s по расщеплению спектральных линий в неполяризованном спектре [22]. Таким образом, в нашем распоряжении оказывается богатый и надежный материал, позволяющий уверенно изучить структуру магнитного поля звезды. Дополнительно к этому имеется ряд измерений продольного поля B_e в разных фазах периода вращения в [23], выполненного по линиям металлов. Таким образом, в обоих случаях не исключено влияние неравномерного распределения

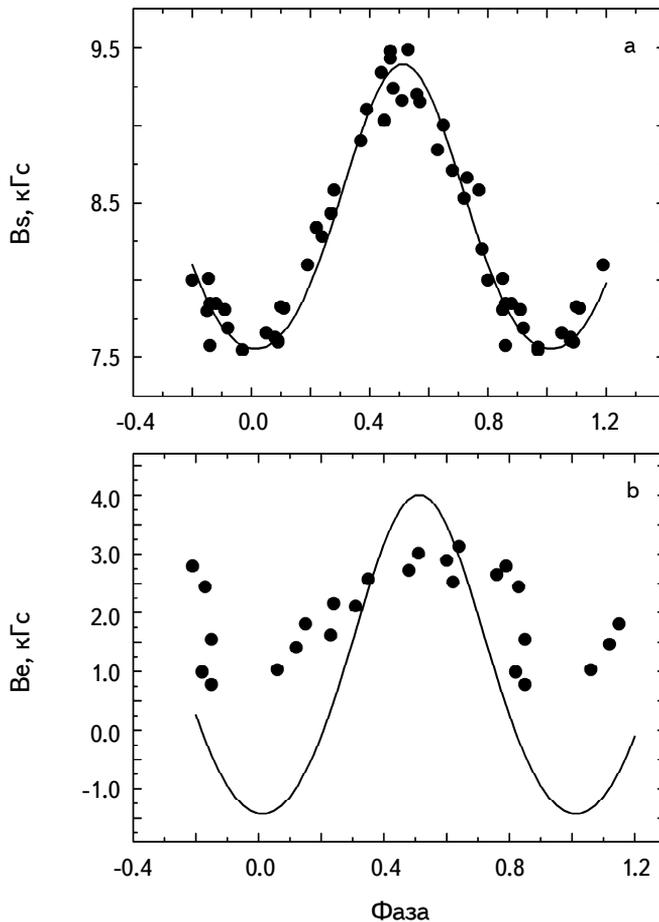


Рис.5. Изменение магнитного поля HD81009. а) зависимость среднего поверхностного поля $B_s(\Phi)$; точки - измеренные данные, сплошная кривая - модельная. б) зависимость продольного поля $B_e(\Phi)$; точки - измеренные данные, сплошная кривая - модельная.

химических элементов по поверхности на измерения, вызывающего обычно некоторое увеличение амплитуды изменений. Наблюдаемые фазовые зависимости $B_s(\Phi)$ и $Be(\Phi)$ на рис.5а, б обозначены точками. К сожалению, на зависимости $Be(\Phi)$ слишком большой разброс данных, что вызывает неуверенность при их использовании. Необходимые нам параметры представлены в табл.1, они взяты из [8,23]. Период вращения звезды равен $P = 34$ сут. К сожалению, неизвестна величина $v \sin i$, поэтому нет возможности определить такой важнейший параметр, как угол наклона i звезды к лучу зрения наблюдателя. В работе [23] предполагается $v \sin i = 2.8$ км/с. Но в нашем случае это можно сделать на основании моделирования. При правильном выборе параметров моделей с использованием зависимостей $B_s(\Phi)$ и $Be(\Phi)$ должен получиться одинаковый угол i .

В фазе $\Phi = 0.5$ зависимость $B_s(\Phi)$ более острая, а в $\Phi = 0$ - более тупая, что является признаком смещения диполя в эту сторону. Поэтому одним из важнейших параметров, который приходится подбирать, является величина смещения диполя ΔA , измеряемая в долях радиуса звезды. При моделировании магнитного поля по обеим зависимостям для серии углов i за правильный принимается, тот угол, при котором зависимости наилучшим образом совпадают с наблюдаемыми зависимостями. Таким способом мы получили фазовые зависимости, показанные на рис.5а, б сплошной линией. Такие зависимости получены при параметрах, приведенных в табл.1, величине угла $i = 16^\circ$ и смещении диполя вдоль оси $\Delta A = +0.13 R_*$. Следует заметить, что в результате малого угла i постоянно видна полусфера с положительным знаком магнитного поля, как это видно из рис.б. Штриховой линией ограничена область магнитного экватора. Это очень невыгодная ориентация для получения модели, потому что возникает слишком малая амплитуда изменения магнитного поля и большой разброс точек на фазовой зависимости $Be(\Phi)$, приводящий к неуверенной модели. Фактически наблюдатель видит область магнитного экватора, где силовые линии горизонтальны к поверхности звезды и продольная компонента Be слаба. Рассмотрим схему расположения диполя внутри звезды HD81009 (рис.б). Положительный магнитный полюс вращается вокруг полюса вращения практически без изменения напряженности B_s . Вектор Be тоже практически не меняет ни знака, ни величины. В этом состоит трудность измерений и, особенно, моделирования. Ситуация такова, что, изучая область магнитного экватора, мы должны получить представление о распределении магнитного поля по всей поверхности и внутри звезды. Только предположение магнитного диполя позволяет приблизиться к правильному решению. Модельная величина $B_s = 8378$ Гс оказалась достаточно близкой к средней величине $B_s = 8401$ Гс из работы [22] (различие всего 23 Гс). Величина магнитного поля на магнитных полюсах $B_p = +20672$ Гс и -9396 Гс. Столь сильное различие происходит

вследствие значительного смещения диполя в сторону положительного монополя. Один из важнейших полученных параметров модели это малый угол $\alpha = 16^\circ$ (угол между осью диполя и плоскостью экватора вращения), который по величине соответствует типичному свойству магнитных звезд (рис.3). Обращает на себя внимание отличное соответствие наблюдений и модели на зависимости $Ve(\Phi)$ и плохое - на зависимости $Be(\Phi)$. В последнем случае можно говорить о соответствии только *в среднем*, но не по форме. В работе

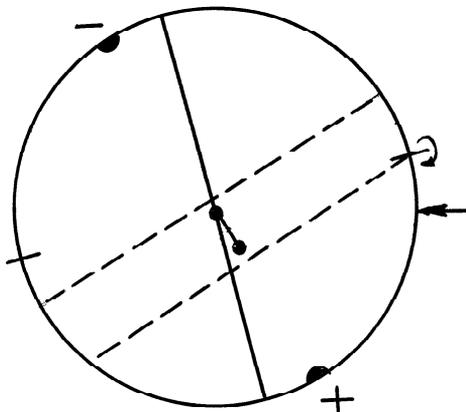


Рис.6. Ориентация дипольного магнитного поля в звезде HD81009.

[22] модельная зависимость $Ve(\Phi)$ тоже заметно отличается от наблюдаемой. Выше мы предполагали причину неточных измерений Ve , кроме того может быть влияние неравномерного распределения химических элементов по поверхности. Последняя причина наиболее вероятна. Угол $i = 2^\circ.8$, полученный в [23], сильно отличается от нашего результата $i = 14^\circ$, поэтому зависимость $Ve(\Phi)$ для данной звезды следует перемерить.

Значительный интерес представляет тот факт, что двойная система HD81009 состоит практически из одинаковых звезд по массе и температуре, но только одна из них магнитная [23]. Проблема формирования и эволюции сложных систем рассматривалась в работе [24]. Здесь может играть роль неоднородность родительского протозвездного облака, когда одна звезда сформировалась из намагниченного фрагмента, а другая нет. Возможен вариант, когда вторичный компонент вследствие быстрого начального вращения не смог преодолеть известный барьер для магнитных звезд $P > 1$ сут. Возраст HD81009 оценивался по зависимости $\log t(R/R_z)$, приведенной в [10], где R/R_z - радиус звезды относительно ее радиуса на ZAMS. Звезда HD81009 типичный магнитный химически пекулярный объект SrCrEu-типа.

Экваториальная скорость звезды равна $v = 50.6R/P = 3.4$ км/с, а из $i = 14^\circ$

следует $v \sin i = 0.82 \text{ км/с}$. Столь малая величина $v \sin i$ обусловлена медленным вращением и полярной ориентацией звезды.

4. *Заключение.* Исследованы две магнитные звезды, находящиеся в крайних точках температурной последовательности магнитных звезд. О-звезда HD 57682 имеет структуру центрального диполя. Малая величина угла α является признаком потери момента вращения с участием магнитного поля. Малая величина B_s является характерной чертой магнитных звезд. Эмиссия в спектральных линиях, усиление химсостава в близполярных областях характерны для магнитных CP-звезд O и He-г типов. Эмиссионное облако на магнитных полюсах наблюдается и у других горячих магнитных звезд [12]. Область магнитного экватора более холодная и фотометрически более темная, если там формируется эмиссия, то в меньшей степени. Учитывая результаты предыдущих исследований, можно утверждать, что типичным свойством магнитных O- и He-г звезд является сильный ветер [11], где напряженность магнитного поля максимальна. Концентрация некоторых химических элементов происходит также в области магнитного экватора [15,17], где силовые линии горизонтальны к поверхности. Существует зависимость химических аномалий от величины магнитного поля, связанная с тем, что магнитное поле подавляет турбулентность, облегчая диффузию химических элементов [18,19].

Вторая из исследованных звезд HD81009 имеет структуру магнитного поля, смещенного из центра магнитного диполя. Из-за невыгодной ориентации она видна преимущественно со стороны магнитного экватора, наблюдаемая фазовая зависимость $Ve(\Phi)$, по-видимому, сильно искажена. Интересно, что HD81009 это двойная система, которая состоит практически из одинаковых звезд по массе и температуре, но только одна из них магнитная [23]. Такие системы могут возникать либо из-за неоднородности магнитного поля в родительском протозвездном облаке, когда одна звезда сформировалась из намагниченного фрагмента, а другая нет. Возможен вариант, когда вторичный компонент вследствие быстрого начального вращения не смог преодолеть известный барьер для магнитных звезд $P > 1$ сут.

Подробный анализ исследованных звезд будет представлен в следующей статье.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

MAGNETIC FIELD STRUCTURES OF CHEMICALLY PECULIAR STARS. I. HD57682, HD81009

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

Based on literature data on magnetic field values, models of the magnetic field of magnetic stars of different types of peculiarity HD57682, HD81009 were constructed and the parameters of their magnetic field were obtained. HD57682, like other hot objects, exhibits differences in physical conditions in the region of the magnetic equators and in the region near the magnetic poles, which are not yet amenable to interpretation. The star HD81009 in its properties is a typical representative of SrCrEu-type magnetic stars, except for it's the binar system.

Keywords: *magnetic field: peculiar stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, Bull. SAO, **56**, 25, 2003.
2. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **71**(1), 43, 2016.
3. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **66**(2), 144, 2011.
4. *J.H.Grunhut et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **426**, 2208, 2012.
5. *J.F.Donati et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **291**, 658, 1979.
6. *E.F.Borra, J.D.Landstreet*, Astrophys. J., **212**, 141, 1977.
7. *Yu.V.Glagolevskij, V.D.Bychkov*, Astrophys. Bull., **78**, 165, 2023.
8. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **74**, 66, 2019.
9. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **76** 100, 2021.
10. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **79**, 10, 2024.
11. *L.Mestel*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **138**, 359, 1968.
12. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., 2024, (in press I).
13. *Yu.V.Glagolevskij et al.*, Astrophys. Bull., **64**(2), 170, 2009.
14. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **55**(1), 169, 2012.
15. *G.Michaud et al.*, Astrophys. J., **322**, 302, 1987.
16. *S.Vauclair*, Astron. Astrophys., **45**, 233, 1975.
17. *S.Vauclair et al.*, Astron. Astrophys., **252**, 618, 1991.
18. *Yu.V.Glagolevskij, F.G.Kopylova, L.S.Lyubimkov*, Astrophysics, **33**, 363, 1990.
19. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **62**(1), 244, 2007.
20. *J.-F.Donati et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **333**, 55, 2002.
21. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., 2024, (in press II).
22. *G.Mathys et al.*, Astron. Astrophys. Suppl., **123**, 353, 1997.
23. *G.A.Wade et al.*, Astron. Astrophys., **361**, 991, 2000.
24. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **76**(1), 91, 2021.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-41

СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД. II. HD98088, HD182180, HD221218, HD318107

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 16 ноября 2023

Принята к печати 7 марта 2024

На основе литературных данных о величинах магнитного поля построены модели магнитного поля нескольких магнитных звезд разных типов пекулярности и получены параметры магнитного поля. Среди горячих объектов обнаружены различия физических условий в области магнитных экваторов и в области близмагнитных полюсов, которые пока не поддаются интерпретации.

Ключевые слова: *магнитное поле; пекулярные звезды*

1. *Введение.* Данная статья является продолжением предыдущей работы [1]. Мы осуществляем большую программу исследования структур магнитного поля химически пекулярных звезд во всем диапазоне температур, т.е. SrCrEu, Si+, Si, He-w, He-r, O-объектов. Среди них пока плохо изучены магнитные O-звезды и в процессе их исследования часто возникают вопросы из-за недостаточного количества и точности наблюдательных данных.

2. *HD98088 (SrCrEu).* Измерения продольной компоненты магнитного поля звезды HD98088 в разных фазах периода вращения $Be(\Phi)$ взяты из работ [2,3]. Часть измерений Be получены классическим способом [2] по фотографическим спектрам (средняя $\sigma = \pm 88$ Гс), часть по спектрополяриметрическим измерениям высокого разрешения ($R=68000$) мультилинейчатый способом (LSD) [3] (средняя $\sigma = \pm 25$ Гс). Таким образом, в обоих случаях поле измерялось по многим линиям металлов, в результате чего возможно определить влияние неравномерного распределения химических элементов по поверхности на амплитуду фазовой зависимости $Be(\Phi)$.

Периоды вращения звезды HD98088 $P=5.9$ сут, $v \sin i = 100$ км/с, $R = 3.15 R_{\odot}$ взяты из [3,4]. По формуле $v = 50.6R/P$ получаем $v = 27$ км/с. При таких условиях оказывается, что $\sin i > 1$. Очевидно, что либо радиус, либо величина $v \sin i$ неверные. В этом состоит некоторая неуверенность полученной модели. В работе [3] принято наиболее вероятное значение угла $i = 68^{\circ}$, которое мы

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

HD	B_s , Гс	B_p , Гс	ΔA , R	α , градус	i , градус
98088	1100	± 1657	0.0	10	68
182180	2439	± 1657	0.0	9	52
221218	2769	+5818, -3161	+0.1	18	68
318107	14600	+32348 -17595	+0.1	20	13:

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ HD98088, ПОСТРОЕННЫХ ПО ДАННЫМ РАЗНЫХ АВТОРОВ

	B_s , Гс	B_p , Гс	B_D , Гс	α , градус
Наша модель по [2]	1110	± 1657	-	18
Наша модель по [3]	1100	± 1697	-	10
Модель из [3]	-	-	3580	15

также используем. Параметры полученной нами модели приведены в табл.1, где даны: среднее поверхностное магнитное поле B_s , величина магнитного поля на магнитных полюсах B_p , смещение диполя из центра звезды ΔA , если оно наблюдается, угол наклона оси диполя к плоскости экватора вращения α и угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения наблюдателя i . На рис.1 точками показана наблюдаемая фазовая зависимость $B_e(\Phi)$, сплошной линией - модельная. Различия между измеренными данными и

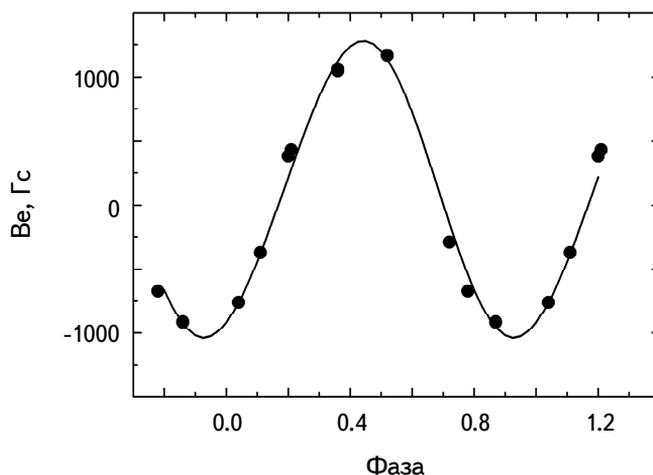


Рис.1. Изменение магнитного поля HD98088. Точки - измеренные данные, сплошная кривая - модельная.

модельной зависимостью не превышает 3σ . В табл.2 приведены параметры моделей, полученных нами отдельно по измерениям Бэбкока [2] и Фольсома [3], а также параметры модели, полученные в работе [3]. Наши два результата достаточно близкие, что вызывает уверенность в полученных данных. Наши модели, построенные по данным Бэбкока и Фольсома, соответствуют центральному диполю с $\Delta A = 0.0$. Структура центрального диполя в магнитных звездах является типичной, таких звезд около 60%. В работе [3] тоже предполагается структура магнитного поля центрального диполя, но при этом некая величина $B_D = 3580$ Гс сильно отличается от наших B_s и B_p вследствие использования другой, а именно (D+Q+Oct) модели. Параметр B_D не сравним с нашими данными потому, что он в (D+Q+Oct)-модели практически не имеет физического смысла [5]. Такой величины ни внутри звезды, ни на ее поверхности нет. Параметр B_D является коэффициентом в формуле, описывающей форму фазовой зависимости. В течение некоторого времени разные авторы пытались описать фазовые зависимости $B_e(\Phi)$ с помощью сферических гармоник - диполя, квадруполя, октуполя и т.д. Опыт ряда исследователей, в том числе и наш, показывает, что магнитное поле внутри звезды и на поверхности достаточно хорошо описывается формулой магнитного диполя, который может находиться в любом месте внутри звезды и может быть наклонен к плоскости экватора вращения на любой угол α . Угол наклона оси диполя к плоскости экватора вращения в нашей модели HD98088 оказался $\alpha = 10^\circ$, у Фольсома $\alpha = 15^\circ$. На рис.2 представлена схема модели HD98088, из которой видно, что полярные области при вращении звезды проходят почти через центр видимого диска. Такая благоприятная ориентация звезды и магнитного диполя в ней являются одной из причин слабого

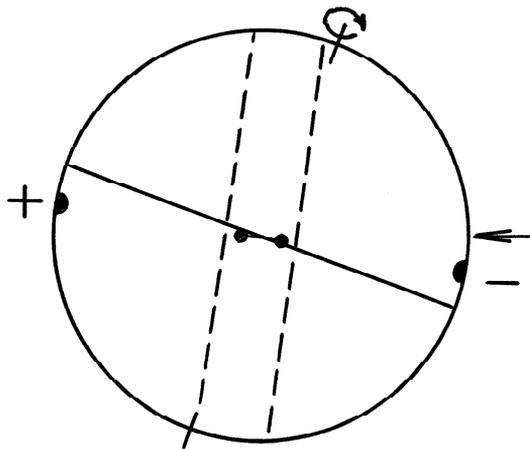


Рис.2. Ориентация дипольного магнитного поля в звезде HD98088.

рассеяния точек на фазовой зависимости рис.1. Штриховой линией обозначена область магнитного экватора. Как видно из рис.3 в работе [1], звезда попадает в диапазон углов $\alpha = 0 - 20^\circ$, который является типичным для магнитных звезд. Возраст звезды $\log t = 8.87$ в табл.1 оценивался по зависимости $\log t(R/R_z)$, приведенной в [6], где $R/R_z = 1.81$ - радиус звезды относительно ее радиуса на ZAMS [4]. Таким образом, звезда провела на Главной последовательности уже большую часть своей жизни.

Магнитная звезда HD98088 является членом спектроскопически двойной системы, в которой вторичный компонент является Am-звездой. Известен ряд случаев спектрально двойных типа Ap+Am. В работе [7] анализируются такие системы. Среди металлических Am-звезд почти 100% являются спектрально-двойными, хотя среди Ap-звезд таких объектов меньше 20%. Ясности

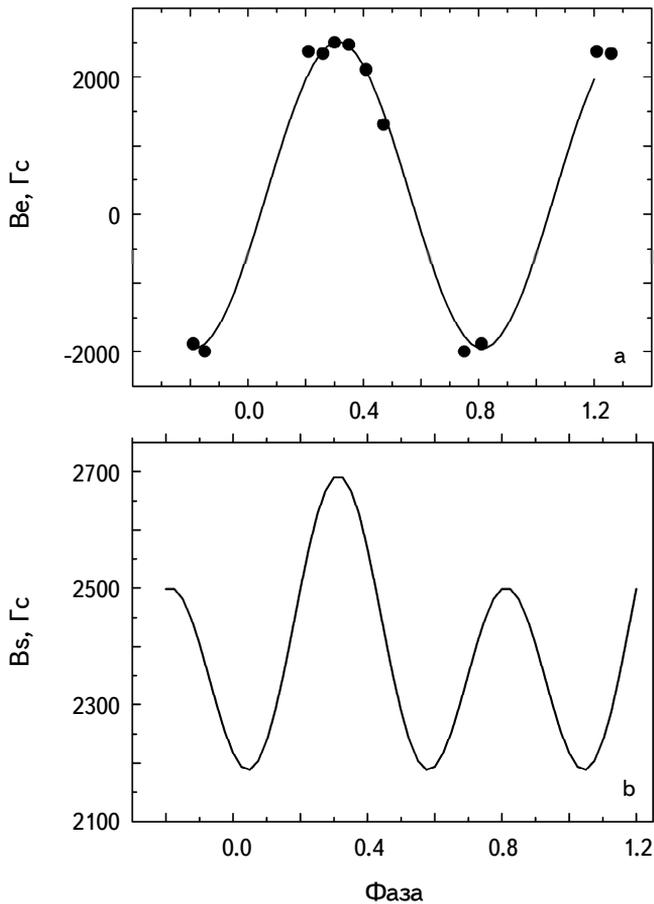


Рис.3. Изменение магнитного поля HD182180. а) зависимость продольного поля V_e ; точки - измеренные данные, сплошная кривая - модельная. б) модельная зависимость среднего поверхностного поля V_s .

в отношении происхождения системы Ar+Am пока нет. Не исключено, что вследствие крайней неоднородности протозвездных облаков один компонент сформировался из намагниченной части облака, а другой из той, в которой полный вектор $\mathbf{B} \approx 0$ Гс. Возможен вариант, когда Am-протозвезда имела слишком высокую начальную угловую скорость и не смогла преодолеть критическую скорость V_c , при которой возникает внутренняя неустойчивость, разрушающая поле. Пока нет данных о возможном влиянии тесных двойных на эволюцию магнитного поля.

3. *Звезда HD182180 (He-r)*. Звезды типа He-r и O составляют подгруппу среди магнитных звезд, имеющую некоторые общие свойства. Магнитное поле B_e получено в [8] посредством многолинейчатого анализа LSD [9], поэтому приходится учесть, что фазовая зависимость $B_e(\Phi)$ может быть заметно подвержена влиянию эффекта неравномерного распределения химических элементов, прежде всего на амплитуду. Звезда HD182180 интересна тем, что она относится к наиболее быстрым ротаторам среди магнитных звезд и находится на границе возникновения внутренних неустойчивостей, которая возникает при $P < 1$ сут, разрушающих полоидальное магнитное поле. По этому свойству она относится к интересным объектам. Период вращения $P = 0.52$ сут, $R = 3.9 R_\odot$, $v \sin i = 300$ км/с [8], откуда по формуле $v = 50.6R/P$ получаем $v = 379$ км/с и угол $i = 52^\circ$. Авторы работы [9] дают $38^\circ < i < 86^\circ$, поэтому мы использовали нашу оценку $i = 52^\circ$, которая является средним значением из этих оценок. Количество измерений B_e мало (рис.3а), поэтому мы использовали модель центрального диполя $\Delta A = 0.0$. Методом последовательных приближений достигается структура, при которой вычисленная и наблюдаемая фазовые зависимости различаются не более чем на 3σ во всех точках (табл.1). Угол наклона оси диполя к плоскости экватора вращения в нашей модели оказался небольшим, $\alpha = 9^\circ$, что типично для магнитных звезд (см. рис.3 в работе [1]). Наша методика позволяет на основании полученной модели вычислить не только зависимость $B_e(\Phi)$, но и $B_s(\Phi)$, представленную на рис.3б, из которой средняя величина важнейшего параметра $B_s = 2439$ Гс. Структура магнитного поля не вызывает особого интереса, практически она такая же, как на схеме рис.2, только обратными знаками.

Методика вычисления магнитной модели HD182180 в работе [8] такая же, как в [3], т.е. используется (D+Q+O)-модель. Авторы выбрали вариант центрального диполя, который дает параметр напряженности поля B_d , не совпадающий по смыслу ни с B_s , ни с B_p [5]. По их данным звезда HD182180 имеет $B_d = 13 - 17$ кГс, причем таких величин в звезде, как мы уже говорили, нет ни на поверхности, ни внутри, этот параметр служит коэффициентом в формуле, описывающей фазовую зависимость $B_e(\Phi)$. Эта величина сильно отличается от

наших оценок $B_s = 2439$ Гс и $B_p = \pm 3787$ Гс, как это видно из табл.1.

Свойства звезды HD182180 (He-r) интересно сравнить с HD37479 (He-r) [10], близкой по массе. В обеих звездах область магнитного экватора фотометрически более темная, здесь $B_e = 0$ Гс, близ магнитных полюсов яркая [8]. Предполагается, что на магнитном экваторе HD37479 накапливаются химические элементы как в ловушке, интенсивность спектральных линий увеличивается, поглощение становится значительным, яркость пояса вдоль магнитного экватора уменьшается [9,11]. В то же время у звезды HD37479 в фазе прохождения магнитного экватора через видимый центр диска наблюдается максимум эмиссии [9], а в HD182180 эмиссия наблюдается в области близмагнитных полюсов. В магнитных полюсах HD182180, как обычно у звезд типа He-r, ветер максимальный, оболочка увеличенная. Таким образом, наблюдается фундаментальное различие в поведении двух He-r звезд, хотя температуры их равны 22530 К (HD37479) и 17000 К (HD182180), т.е. различие не столь велико.

Различие свойств наблюдается у звезд HD57682 (O, 35000 К) [1] и HD37022 (O, 39350 К) [12], которые являются типичными представителями объектов O-типа. На магнитных полюсах HD57682 линии поглощения $H\alpha$ и He имеют максимальную интенсивность (см. рис.8 в работе [4]). Но у звезды HD37022 линии поглощения водорода и гелия максимальны на магнитном экваторе [12]. Структура поверхности этих O-звезд по основным свойствам тоже делятся на две характерные области - вокруг магнитных полюсов и на магнитном экваторе [1]. У обеих звезд эмиссия $H\alpha$ и HeII 4686 сильнее в магнитных полюсах, слабее в экваториальной области. Точно так же ведут себя O-звезды HD191612 и HD149438 [13]. Общий вывод - вблизи магнитных полюсов горячих магнитных звезд формируется разреженная, эмиссионная оболочка, тогда как экваториальная область плотная и темная. Рассматривая отклонения свойств звезд HD37479 (He-r) и HD37022 (O), считаем необходимым в будущем изучить их заново с применением более точной методики измерений.

Относительный радиус звезды HD182180 $R/R_z = 1.37$ мы оцениваем на основании данных в [4]. Возраст $\log t = 8.1$ получается по зависимости $\log t(R/R_z)$ для звезд с соответствующим радиусом, приведенной в [6].

4. *HD221218 (He-w)*. Измерения магнитного поля B_e выполнены в работе [14]. Они представлены на рис.4 точками. Средняя ошибка $\sigma = \pm 21$ Гс. Период вращения звезды $P = 2.64$ сут, величина $v \sin i = 35$ км/с [12], откуда получаем экваториальную скорость звезды $v = 50.6R/P = 37.7$ км/с и угол $i = 68^\circ$. Наша модель, это диполь, смещенный вдоль оси на величину $+0.1R_z$, причем диполь наклонен к плоскости экватора вращения на угол $\alpha = 18^\circ$ (для сравнения в работе [14] $\alpha = 9^\circ$), который формирует магнитное поле на полюсах $B_p = +5810$ Гс и -3161 Гс (табл.1). В работе [14] утверждается, что

магнитное поле в основном дипольное, в значительной степени не осесимметричное, с напряженностью поля на магнитных полюсах ± 9635 Гс и с магнитной осью, почти перпендикулярной оси вращения. Эта величина поля значительно отличается от нашего результата, а небольшой угол α , как и в нашем случае, по величине соответствует типичным магнитным звездам (рис.3 в работе [1]), которые потеряли момент вращения на ранних стадиях эволюции путем "магнитного" торможения. Схема положения магнитного диполя, полученная по нашим данным, показана на рис.5. Как и в случае звезды HD98088 полярные области при вращении звезды проходят вблизи центра видимого диска. Штриховой линией обозначена область магнитного экватора. Благо-

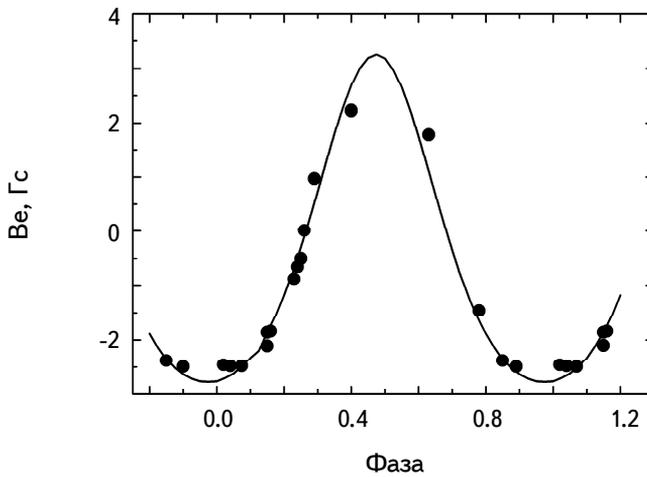


Рис.4. Изменение магнитного поля HD221218.

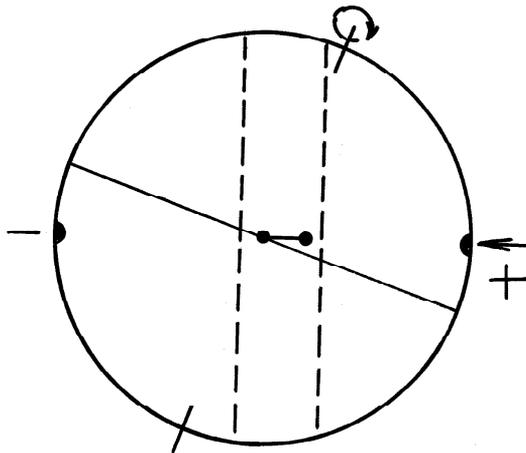


Рис.5. Ориентация дипольного магнитного поля в звезде HD221218.

приятная ориентация звезды относительно наблюдателя является одной из причин слабого рассеяния точек на фазовой зависимости рис.4. Сильная переменность профилей линий металлов, которая демонстрируется в работе [14], приводит к предположению о пятнистом распределении химических элементов, поэтому не исключается их влияние на величину полученных параметров. Возраст звезды HD221218 равен $\log t = 8.0 - 8.2$, он определен по данным работы [6]. Величина $R/R_z = 1.11$ [4] показывает, что звезда на диаграмме Герцшпрунга-Рессела находится вблизи ZAMS. Таким образом, в этом разделе мы получили более определенное представление о структуре магнитного поля HD221218, чем это получено в [14].

5. Модель HD318107 (Si+). Параметры звезды взяты из работ [4,15]. На основании этих данных $v \sin i = 7$ км/с, $R = 2.12 R_\odot$ и $P = 9.71$ сут, откуда

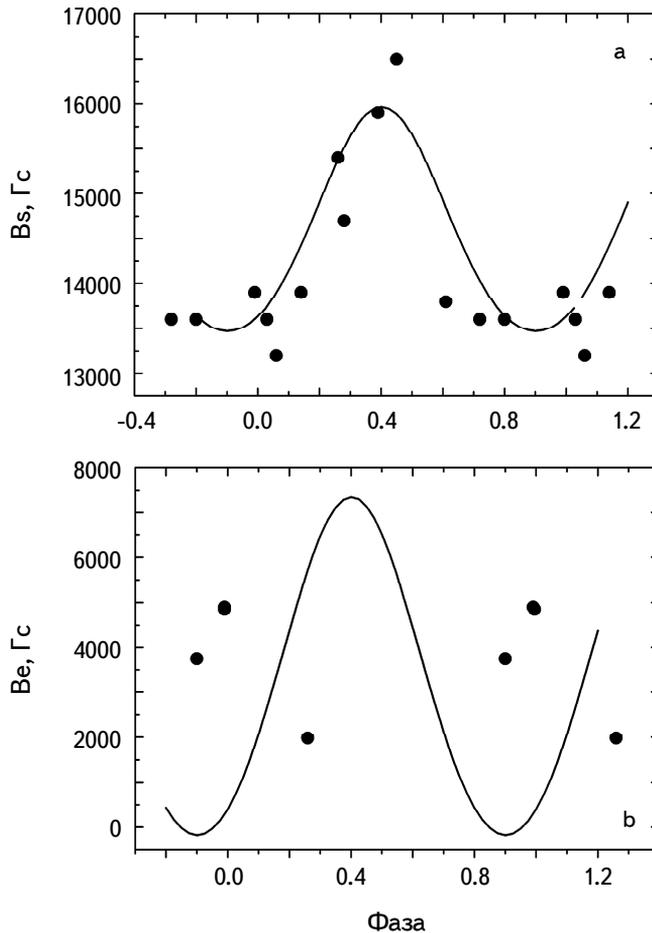


Рис.6. Изменение продольного магнитного поля HD318107. а) зависимость $B_s(\Phi)$, б) зависимость $B_e(\Phi)$.

определяем экваториальную скорость звезды $v = 50.6R/P = 11$ км/с, затем $i = 39^\circ$. Однако в нашем случае имеются две фазовые зависимости $Be(\Phi)$ [15] и $B_s(\Phi)$ [17], поэтому угол i получается при моделировании автоматически. Такой метод является более точным. На рис.6а точками показана измеренная зависимость $B_s(\Phi)$ (средняя величина $B_s = 14372$ Гс) и модельная, показанная сплошной линией (средняя величина $B_s = 14600$ Гс). На рис.6б то же для зависимости $Be(\Phi)$. Обе модели получились при одном и том же угле $i = 13^\circ$ (для сравнения, в [15] $i = 22^\circ$). Величина i , таким образом, значительно отличается от той, которая выводится из $v \sin i = 7$ км/с. Ошибочны либо $v \sin i$, либо R . Для моделирования по $Be(\Phi)$ мы использовали измерения, выполненные по линиям железа, как это мы всегда делаем, считая, что оно распределено по поверхности более равномерно, чем, например, Nd и другие редкоземельные элементы, которые обычно концентрируются вокруг магнитных полюсов. К сожалению, существуют только несколько измерений Be , но через измеренные точки невозможно провести какую-либо кривую. Поэтому параметры модели подбирались так, чтобы наблюдаемые и теоретические величины $Be(\Phi)$ были *одинаковые в среднем*. Наблюдения дают среднюю величину $Be = 3830$ Гс, модель приводит к $Be = 3400$ Гс. Этого достаточно, чтобы зафиксировать полученный угол $i = 13^\circ$. На рис.6б видно, каким должно быть изменение $Be(\Phi)$ на самом деле. Оно велико из-за смещения диполя вдоль оси на $+0.1R$. В табл.1 приведены параметры модели, а структура магнитного поля показана на рис.7. Звезда видна со стороны полюса вращения и магнитного экватора. Из-за малого угла i постоянно видна полусфера с положительным магнитным полем (штриховой линией обозначен магнитный экватор). Это видно также на зависимости $Be(\Phi)$. Малая величина δ приводит

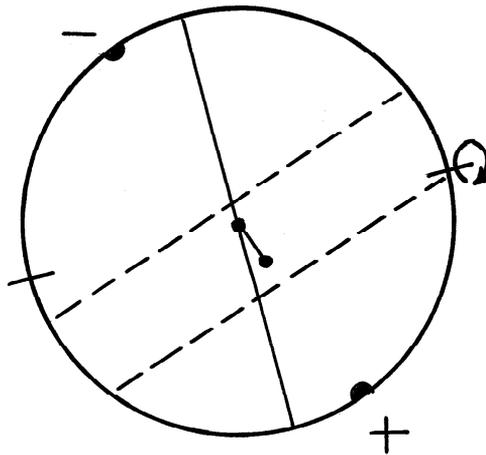


Рис.7. Ориентация дипольного магнитного поля в звезде HD318107.

Таблица 3А

НОВАЯ МОДЕЛЬ HD318107

Знак монополя	$\Delta A, R$, диполя	Долгота, λ градус	Широта, δ градус	α градус	B_s , Гс	B_p , Гс
-	+0.1	320	-20	20	14600	-17595
+		140	+20			+32348

Таблица 3В

СТАРАЯ МОДЕЛЬ HD318107

Знак монополя	$\Delta A, R$, диполя	Долгота, λ градус	Широта, δ градус	α градус	B_s , Гс	B_p , Гс
-	+0.1	0	-5	5	14345	-19462
+		180	+5			+33365

к тому, что B_s меняется слабо, всего на 17%. Столь невыгодная для измерений магнитного поля ориентация по отношению к наблюдателю приводит к слишком большому разбросу точек на фазовой зависимости и, как следствие, к неуверенной модели.

Величине $i=13^\circ$ соответствует $v \sin i = 2.47$ км/с. Для сравнения полученных данных в табл.3 приведены параметры старой модели [16], построенной по другим измерениям в [17]. Они одного порядка и подтверждают друг друга. По конфигурации магнитного поля и другим параметрам звезда HD318107 относится к типичным магнитным звездам Si, SrCrEu типов пекулярности. Угол α мал, в пределах $\alpha = 0 - 20^\circ$, что типично для магнитных звезд (см. рис.3 в работе [1]).

В работе [15] приводится структура магнитного поля HD318107, полученная из предположения (D+Q+O)-модели. Там принят угол $i = 22^\circ$ довольно близкий к нашей оценке. Угол между осью вращения и осью диполя $\beta = 65^\circ$, т.е. $\alpha = 90 - \beta = 25^\circ$, практически совпадает с нашей оценкой. Далее авторы приводят полярные величины магнитного поля B_d, B_q, B_{oct} , которые получаются вследствие применения известной (D+Q+O)-модели, параметры которой нельзя сравнивать с нашей однодипольной моделью, т.к. они имеют другой смысл, как уже говорилось выше. Что касается формы зависимости $B_s(\Phi)$, предложенной в [15], то она не получается в нашем случае ни при каких условиях. Такую форму можно объяснить предположением двухдипольной конфигурации. Для уточнения модели необходимы дополнительные, более точные измерения.

Возраст звезды HD318107 равен $\log t = 7.8$, он определен по данным

работы [6]. Величина $R/R_z = 1.10$ [4] показывает, что звезда на диаграмме Герцшпрунга-Рессела находится вблизи полосы ZAMS. Таким образом, в этом разделе мы также получили более определенное представление о структуре магнитного поля HD221218, чем это получено в [14].

Ценность данного раздела состоит в получении более точного, чем ранее, представления о структуре звезды и ее параметрах.

6. Обсуждение и заключение.

1. В двух работах (I и II) мы рассмотрели структуры магнитного поля 5-ти звезд разного типа пекулярности и температуры, а также определили структуру и параметры магнитного поля. Основные физические данные и измерения магнитного поля взяты из литературы. Наша задача заключалась в получении параметров магнитного поля каждой звезды и первичной интерпретации физических свойств выбранных звезд в разных областях поверхности. Во всех случаях нам удалось подобрать параметры модели так, чтобы различие между модельными фазовыми зависимостями $Ve(\Phi)$ и наблюдаемыми измерениями не превышало 3σ . Обычно мы пользуемся таким критерием отбора моделей. Основные проблемы, которые возникли в результате интерпретации моделирования, связаны с неблагоприятной ориентацией магнитной структуры по отношению к наблюдателю, а также особенностями физических условий на магнитном экваторе и вокруг магнитных полюсов. Из рассмотренных в данной работе наблюдательных данных и полученных моделей видно, какие объекты нуждаются в дополнительных измерениях. К сожалению, не часто мы имеем возможность моделировать структуры магнитного поля по действительно хорошим данным. Одновременно мы анализировали результаты моделирования магнитных звезд с помощью (D+Q+O)-модели.

2. Рассмотрим результаты исследования массивных эмиссионных звезд O и He-г типов HD57682 [18,19] и HD182180 [8] по результатам работ I и II. У них структуры магнитного поля, как и физические параметры являются типичными для магнитных звезд. Звезды имеют оболочки, в которых генерируется эмиссия в линиях водорода, гелия и других химических элементов. Максимальная интенсивность эмиссии в HD57682 возникает в момент прохождения положительного магнитного полюса через центральный меридиан, т.е. эмиссионная область находится вокруг магнитных полюсов, где ветер максимальный. Так же ведут себя O-звезды HD37022 [19] и HD191612 [11] (табл.4). Под действием ветра возникают сильные химические аномалии вблизи магнитных полюсов. Некоторые химические элементы концентрируются вдоль магнитного экватора. Общий вывод - вблизи магнитных полюсов O- и He-г звезд формируется разреженная, эмиссионная

ПОВЕДЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ НА МАГНИТНЫХ
ПОЛЮСАХ И МАГНИТНОМ ЭКВАТОРЕ

Звезда HD	Тип	T_{eff} , К	Эмиссия	Максимум λ H, He	Ref.
37022	O	39350	В полюсах	На магн. экваторе	[19]
37479	He-г	22530	На магн. экваторе	Сложно определить	[21]
57682	O	35000	В полюсах	В полюсах	[18]
182180	He-г	17000	В полюсах	В полюсах	[8]
191612	O	35000	В полюсах	На магн. экваторе	[13]

оболочка, при этом экваториальная область оказывается относительно плотной и холодной. Возможно, на магнитном экваторе скапливаются химические элементы как в ловушке, интенсивность спектральных линий увеличивается, поглощение становится значительным, яркость пояса вдоль магнитного экватора уменьшается [20]. Минимальный блеск приходится на магнитный экватор, где $Be=0$ Гс и минимальная величина эмиссии $H\alpha$. В то же время у звезды HD37479 [21] максимум эмиссии генерируется на магнитном экваторе. Но наше мнение состоит в том, что наблюдательные данные недостаточно надежны и необходимы дополнительные наблюдения этой звезды.

В магнитных полюсах звезд HD57682 [18] и HD182180 [8] эквивалентная ширина линии $H\gamma$ и линий He максимальна. Это свойство противоположно тому, что наблюдается у HD37022 [19] и HD191612 [11], у которых эквивалентная ширина $H\alpha$ минимальна в $\Phi=0$ и максимальна в $\Phi=0.5$. Для выяснения причин указанного различия и в данном случае также необходимы дополнительные наблюдения.

Следующее непонятное у HD57682 [18] явление заключается в том, что лучевые скорости, оцененные по линиям $H\gamma$ и He, в момент нахождения водородного и гелиевого "пятна" в центре звезды максимальные, хотя они должны быть равны нулю.

Звезда HD37479 [21] имеет сложную поверхностную структуру и при недостаточном наблюдательном материале невозможно до конца выяснить физические условия на поверхности.

3. Рассмотренные 2 звезды HD81009 и HD98088 являются типичными представителями магнитных CP звезд SrCrEu-типа, за исключением их двойственности. Пока нет достаточно убедительных данных об особенностях их происхождения и эволюции.

4. Почти все рассмотренные объекты на распределении магнитных звезд по углам α ($N(\alpha)$ попадают в диапазон $\alpha=0-20^\circ$, что типично для магнитных звезд (см. рис.3 в статье [1]). Малая величина α является признаком

того, что потеря момента вращения произошла у них в результате "магнитного" торможения на ранних этапах эволюции. Форма фазовой зависимости соответствует модели центрального диполя или слабо смещенного из центра звезды диполя, что наблюдается у более чем половины магнитных звезд, и объясняется, по-видимому тем, что они сформировались из однородного по своей структуре родительского намагниченного протозвездного облака.

5. Учитывая выводы предыдущего раздела, рассмотрим положение изученных звезд на распределении $\log P - \log B_s$ на рис.8, отмеченных белыми кружками.

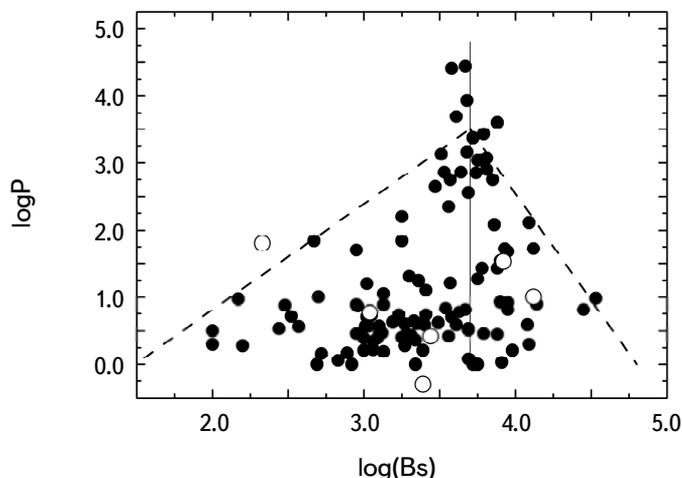


Рис.8. Зависимость периода вращения звезд от величины магнитного поля B_s . Белые кружки - звезды, изученные в этой работе.

Оказывается, что они находятся среди общей массы магнитных звезд, кроме HD57682, которая вращается слишком медленно для ее магнитного поля. Не исключено, что уже у родительской протозвезды вращение было слишком слабым. Звезды HD81009 и HD318107 находятся в правой части распределения $\log P - \log B_s$, которая представляет собой проблему. При предположении, что потеря момента вращения магнитной протозвезды происходит при участии магнитного поля, следует ожидать, что существует зависимость периода вращения от величины магнитного поля. Действительно, левая часть рис.8 отвечает этому предположению. Но правая часть в таком случае оказывается непонятной - чем сильнее поле, тем быстрее вращается звезда. Можно предположить, что при очень сильном поле облака, окружающие магнитную протозвезду, начинают вращаться вместе с протозвездой и передача момента вращения ослабевает.

MAGNETIC FIELD STRUCTURES OF CHEMICALLY
PECULIAR STARS. II. HD98088, HD182180,
HD221218, HD318107

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

Based on literature data about the magnetic field values, models of the magnetic field of several magnetic stars of different types of peculiarity were constructed and the magnetic field parameters were obtained. Among hot objects, differences in physical conditions have been discovered in the region of the magnetic equators and in the region near the magnetic poles, which are not yet amenable to interpretation.

Keywords: *magnetic field: peculiar stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrofizika*, **67**, 29, 2024.
2. *H.W.Babcock*, *Astrophys. J. Suppl.*, **3**, 141, 1958.
3. *P.Folsom et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **431**, 1513, 2013.
4. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **74**(1), 66, 2019.
5. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **66**(2), 144, 2011.
6. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **79**(1), 10, 2024.
7. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **76**(1), 91, 2021.
8. *M.E.Oksala et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **405**, 510, 2010.
9. *J.F.Donati et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **291**, 658, 1979.
10. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, 2024, (paper I, in press).
11. *R.H.D.Townsend, S.P.Owocki, D.Groote*, *Astrophys. J.*, **630**, L81, 2005.
12. *O.Stahl et al.*, *Astron. Astrophys.*, **312**, 539, 2006.
13. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, 2024, (paper II, in press).
14. *L.Freour et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **520**, 320, 2023.
15. *J.D.Bailey et al.*, *Astron. Astrophys.*, **535**, A25, 2011.
16. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **70**(1), 8, 2015.
17. *G.Mathis et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **123**, 353, 1997.
18. *J.H.Grunhut et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **426**, 2208, 2012.
19. *J.-F.Donati et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **333**, 55, 2002.
20. *J.D.Landstreet, E.F.Borra*, *Astrophys. J. Lett.*, **224**, L5, 1978.
21. *M.E.Oksala et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **419**, 959, 2012.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-55

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ TOI-784 И ПОТЕРЯ АТМОСФЕРНОЙ МАССЫ ЕЕ ПЛАНЕТОЙ

И.С.САВАНОВ

Поступила 1 декабря 2023

Принята к печати 7 марта 2024

Рассмотрены свойства планетной системы TOI-784, в которой землеподобная планета обращается около малоактивной звезды солнечного типа. Архивные измерения блеска TOI-784 в V-фильтре из базы данных ASAS 4 не позволяют найти достоверные указания на переменность блеска вследствие вращения, а также на циклическую долговременную переменность объекта. Возможная оценка величины периода вращения звезды составляет $Prot/sini = 41.7 \pm 11.4$ сут. Возраст системы согласно эмпирическим гирохронологическим соотношениям равен 7.8 ± 3.4 млрд лет. Установлена средняя величина параметра хромосферной активности $\log R'_{HK} = -4.99$, которая соответствует уровню малоактивных звезд с аналогичными показателями цвета ($B - V$) и близка к солнечному. Радиус планеты TOI-784 b равен $1.93 R_{\oplus}$, масса - $9.67 M_{\oplus}$, ее средняя плотность - 7.4 г/см^3 (планета является каменной). Оценка потери вещества атмосферой планеты TOI-784 b была получена по аппроксимационной формуле, соответствующей модели потери атмосферы с ограничением по энергии. Расчеты показали, что потеря вещества атмосферы планеты составляет $4.7 \cdot 10^8$ г/с. Сравнительно низкая величина потери вещества атмосферой планеты, несмотря на высокую эффективную температуру атмосферы звезды и близость планеты к звезде, вероятно, связана с низким уровнем активности звезды.

Ключевые слова: *звезды: активность: пятна: фотометрия: переменность: планетные системы: атмосферы экзопланет*

1. *Введение.* Авторы [1] сообщили о подтверждении транзитной планеты-суперземли, обнаруженной с помощью космической миссии TESS, вращающейся вокруг звезды солнечного типа спектрального класса G HD 307842 (TOI-784). Период обращения планеты равен 2.8 сут, по измерениям лучевой скорости (RV) было установлено, что ее масса составляет $9.67 \pm (0.83 - 0.82) M_{\oplus}$. Также была открыта планета-кандидат на внешней орбите, которая, скорее всего, не является транзитной. Величина периода обращения планеты-кандидата составляет приблизительно от 20 до 63 сут, при этом соответствующие полуамплитуды RV, как ожидается, могут варьироваться от 3.2 до 5.4 м/с, а массы - от 12.6 до $31.1 M_{\oplus}$. Радиус планеты b (найденной методом транзитов) имеет значение $1.93 \pm (0.11 - 0.09) R_{\oplus}$, что приводит к средней плотности $7.4 \pm (1.4 - 1.2) \text{ г/см}^3$, в предположении, что TOI-784 b является каменной планетой. Согласно 1, на диаграмме "радиус - инсоляция планеты"

объект TOI-784 b расположен на краю так называемой "долины радиуса".

Интерес к планетной системе TOI-784 обусловлен тем, что в ней землеподобная планета обращается около звезды солнечного типа, которая по предварительным оценкам [1], является достаточно малоактивной. Отметим, что исследования большинства звезд, проведенные нами ранее (см. [2-4]), как правило, выполнялись для систем с достаточно высокой активностью родительской звезды.

2. Проявления активности TOI-784. Согласно [1], эффективная температура звезды равна 5558 ± 100 К, ускорение силы тяжести $\log g = 4.48 \pm 0.10$, радиус $R/R_{\odot} = 0.907 \pm 0.017$, светимость $L/L_{\odot} = 0.119 \pm 0.013$ и масса $M/M_{\odot} = 0.91 \pm 0.10$. Объект TOI-784 отождествлен с источником Gaia EDR3 5251941573573934080, его параллакс составляет π (mas) = 15.4833 ± 0.0108 .

Авторы [1] рассмотрели 963 архивных измерения блеска TOI-784 в V-фильтре по базе данных ASAS 4 (начиная с 21 декабря 2000г. по 3 декабря 2009г.). По принятой авторами методике были отобраны 883 величины, отнесенные к классам А и В, которые представляют измерения самого высокого качества. Результаты выполненного авторами [1] периодограммного анализа показаны на рис.1. Был сделан вывод об отсутствии переменности блеска вследствие вращения, который позволяет предположить, что TOI-784, вероятно, является малоактивной звездой, на поверхности которой в эпоху наблюдений пятна практически отсутствовали. Отметим, что данные, представленные на рис.1, также указывают на отсутствие циклической долговременной переменности объекта.

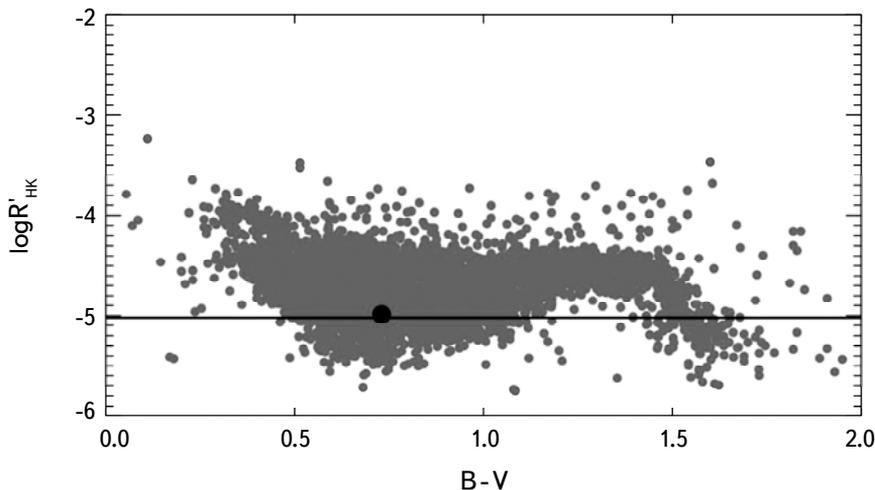


Рис.1. Диаграмма $\log R'_{HK}$ - показатель цвета ($B - V$). Темный символ соответствует TOI-784, светлые символы - данные каталога [5], горизонтальная линия - соответствует значению параметра $\log R'_{HK}$ для Солнца в спокойном состоянии (см. текст).

Используя оценки радиуса звезды и оцененной по спектральным наблюдениям скорости вращения $v \sin i$, авторы [1] привели определение величины возможного периода вращения звезды, который равен $Prot/\sin i = 41.7 \pm 11.4$ сут. Возраст системы был оценен в [1] с помощью эмпирических гирохронологических соотношений и составил 7.8 ± 3.4 млрд лет. Можно сделать заключение, что, скорее всего, TOI-784 принадлежит к числу звезд солнечного типа, достаточно старых и малоактивных.

По спектрам, полученным с Planet Finder Spectrograph (PFS) спектрографом 6.5-метрового телескопа Magellan II Clay, авторы [1] определили значения показателя звездной активности параметра S_{HK} , измеренного по линиям CaII H и K (было рассмотрено 13 спектрограмм, содержащих указанные линии). К сожалению, малое число измерений не могло дать информацию о возможной циклической активности (или какой-либо переменности вообще). В конечном итоге в [1] было получено, что средняя величина параметра $\log R'_{HK}$ равна -4.99.

На рис.1 приведена диаграмма $\log R'_{HK}$ - показатель цвета ($B - V$). Светлые символы - данные каталога [5], а темный кружок - TOI-784. Горизонтальная линия соответствует значению параметра $\log R'_{HK}$ для Солнца в спокойном состоянии. Можно сделать вывод о том, что уровень хромосферной активности TOI-784 близок к характерному для малоактивных звезд с аналогичными показателями цвета ($B - V$), при этом сам уровень практически совпадает с солнечным (для Солнца $\log R'_{HK} = -5.021$, см. в [5]).

Представляется интересным сопоставить данные о величине $\log R'_{HK}$ для TOI-784 из [1] с результатами из [6] о распределении величин этого параметра для звезд спектрального класса G. Согласно [6] это распределение имеет два или, возможно, три пика с максимумами для величин порядка -5.00 dex у малоактивных звезд и -4.50 dex - у активных. Доля активных G карликов составляет около 20 процентов. TOI-784 принадлежит к малоактивным звездам спектрального класса G, число которых по данным [6] достигает ~80 процентов в их выборке.

Результаты о величине параметра $\log R'_{HK}$ и активности TOI-784 из [1] требуют дальнейшего уточнения, не исключено, что звезда является либо действительно крайне малоактивной, либо находится в состоянии своей пониженной активности (сведения о возможной циклической переменности хромосферной активности звезды, которая может сказаться на результатах проводимых нами оценок, отсутствуют).

3. *Потеря вещества атмосферы TOI-784 b.* Как указывалось выше, TOI-784 b является планетой типа суперземля с массой порядка $M = 9.67 M_{\oplus}$ и большой полуосью орбиты 0.038 а.е. Согласно [1] экзопланета предположительно может содержать в оболочке небольшое количество летучих

веществ с тяжелыми молекулами, такими как H_2O или CO_2 вместо H/He . Ответ на вопрос о присутствии у планеты остаточной H/He оболочки не ясен. Однако, если планета все же с течением времени теряет свою атмосферу, то для подсчета такой потери без детального моделирования системы можно попробовать использовать аппроксимационную формулу (см., например, [7,8]), обычно называемую, как модель потери атмосферы с ограничением по энергии. В этой модели предполагается, что поток жесткого УФ-излучения поглощается в тонком слое радиуса R_{XUV} , где оптическая толщина для звездных XUV-фотонов равна единице, и включен учет приливного эффекта:

$$\frac{dM_p}{dt} \approx \frac{\varepsilon_{XUV} \pi F_{XUV} R_p R_{XUV}^2}{GM_p K_{tide}(\xi)}, \quad (1)$$

где ε_{XUV} - параметр эффективности нагрева ($\varepsilon_{XUV} = 0.2 \pm 0.1$ для мини-нептунов и супер-земель); G - гравитационная постоянная; F_{XUV} - поток XUV-фотонов; R_p - радиус планеты; M_p - масса планеты; R_{XUV} - радиус поглощения XUV-фотонов; $K_{tide}(\xi)$ - приливный параметр. Подробности использования соотношения (1) можно найти во многих литературных источниках, в том числе в [7-9].

Основные данные о планете TOI-784 *b* были взяты из [1]. Для вычислений по формуле (1) нужны оценки величины - (потока XUV-фотонов). Для этой цели нами были использованы аналитические зависимости, полученные в [10], связывающие величину F_{XUV} потока и параметр $\log R'_{HK}$ для звезд спектральных классов от F до M. Как указывалось в [1], TOI-784 является достаточно малоактивной звездой солнечного типа (см. выше). Расчеты по соотношению (1) показали, что потеря вещества атмосферы составляет значение $4.7 \cdot 10^8$ г/с для величины $\log R'_{HK} = -4.99$. Сравнительно низкая величина потери вещества атмосферы планеты, несмотря на высокую эффективную температуру атмосферы звезды (спектрального класса G) и близость планеты к звезде, вероятно, связана с низким уровнем активности звезды (величина потока XUV-фотонов равна $7.8 \cdot 10^{27}$ эрг/с).

4. *Заключение.* Рассмотрены свойства планетной системы TOI-784, в которой землеподобная планета обращается около малоактивной звезды солнечного типа. По архивным измерениям блеска TOI-784 в V-фильтре из базы данных ASAS 4 авторы [1] сделали выводы об отсутствии переменности блеска вследствие вращения, а также об отсутствии циклической долговременной переменности объекта. Согласно [1], возможная величина периода вращения звезды составляет $Prot/sini = 41.7 \pm 11.4$ сут. Возраст системы согласно эмпирическим гирохронологическим соотношениям равен 7.8 ± 3.4 млрд лет. В [1] была получена средняя величина параметра хромосферной

активности $\log R'_{HK} = -4.99$. Она соответствует уровню, характерному для малоактивных звезд с аналогичными показателями цвета ($B - V$) и при этом практически совпадает с солнечным (для Солнца $\log R'_{HK} = -5.021$).

Свойства планеты b и второго предполагаемого кандидата системы TOI-784 приведены в табл.8 в [1]. Радиус планеты b равен $1.93 R_{\oplus}$, масса - $9.67 M_{\oplus}$, ее средняя плотность - 7.4 г/см^3 (планета является каменной). Результаты из [1] были использованы для оценки потери вещества атмосферой планеты TOI-784 b. В нашем исследовании была применена аппроксимационная формула, соответствующая модели потери атмосферы с ограничением по энергии. Для вычислений по указанной формуле оценки величины F_{XUV} - (поток XUV-фотонов) были установлены по аналитической зависимости, связывающей F_{XUV} и параметр $\log R'_{HK}$. Расчеты показали, что потеря вещества атмосферы составляет $4.7 \cdot 10^8 \text{ г/с}$.

Авторы [1] вычислили показатели трансмиссионной спектроскопии (TSM) и эмиссионной спектроскопии (ESM) для планеты TOI-784 b, используя уравнения (1) и (4) из [11]. Полученные значения TSM и ESM равны 36.2 и 6.8, соответственно. Они находятся ниже порогового значения, рекомендованного в [11] для целей высококачественных исследований атмосфер планет с радиусом $1.5 - 10 R_{\oplus}$, например, с космическим телескопом Джеймса Уэбба (JWST). Тем не менее, лишь последующие наблюдения высокой точности могли бы дать возможность установить, что планета сохранила небольшой остаток первичной атмосферы. При этом не исключается (см. в [1]), что планета TOI-784 b может содержать небольшое количество летучих веществ с тяжелыми молекулами, такими как H_2O или CO_2 . Наконец, отметим, что авторы [1] также нашли в системе планету-кандидата, выявленную в результате проведенных наблюдений RV. Точность оценки параметров второй планеты невысока - периоды ее обращения могут варьироваться от 20 до 63 сут, а масса от 12 до $31 M_{\oplus}$. С учетом того, что минимальная масса велика, кандидат, вероятно, является планетой типа нептун.

Исследование выполнено в рамках проекта "Исследование звезд с экзопланетами" по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение N 075-15-2019-1875, 075-15-2022-1109).

Учреждение Российской академии наук, Институт астрономии РАН,
Москва, Россия, e-mail: igs231@mail.ru

ACTIVITY OF TOI-784 AND MASS LOSS OF ITS PLANET ATMOSPHERE

I.S.SAVANOV

The properties of the TOI-784 planetary system in which a super-Earth planet orbits a low-activity solar-type star are considered. According to archival measurements of the TOI-784 in V-filter from the ASAS 4 database the brightness variability due to rotation as well as the cyclic long-term variability of the object were not established. A possible estimate of the rotation period of the star is $Prot/sini = 41.7 \pm 11.4$ days. The age of the system according to empirical gyrochronological relation is 7.8 ± 3.4 Gyr. The average value of the chromospheric activity parameter $\log R'_{HK} = -4.99$ has been established, it corresponds to the level of low-activity stars with similar color index ($B - V$) and is close to the solar one. The radius of the planet TOI-784 b is $1.93 R_{\oplus}$, the mass is $9.67 M_{\oplus}$, its average density is 7.4 g/cm^3 (the planet is rocky). The estimation of the mass loss by the atmosphere of the planet TOI-784 b was obtained by the approximation formula corresponding to the energy-limited model. Calculations have shown that the mass loss value is $4.7 \cdot 10^8 \text{ g/s}$. The relatively low value of mass loss by the planet's atmosphere, despite the high effective temperature of the star's atmosphere and the proximity of the planet to the star is probably due to the low level of star activity.

Keywords: *stars: activity: spots: photometry: variability: planetary systems: exoplanet atmospheres*

ЛИТЕРАТУРА

1. X.Hua, S.X.Wang, J.K.Teske et al., Astron. J., **166**, 32, 2023.
2. I.S.Savanov, Astron. Lett., **49**, 000, 2023.
3. I.S.Savanov, Astron. Rep., **67**, 719, 2023.
4. I.S.Savanov, Astron. Lett., **48**, 267, 2022.
5. S. Boro Saikia, C.J.Marvin, S.V.Jeffers et al., Astron. Astrophys., **616**, A108, 2018.
6. J. Gomes da Silva, N.C.Santos, V.Adibekyan et al., Astron. Astrophys., **646**, A77, 2021.
7. T.T.Koskinen, P.Lavvas, M.Huang et al., Astrophys. J., **929**, 52, 2022.
8. N.V.Erkaev, Yu.N.Kulikov, H.Lammer et al., Astron. Astrophys., **472**, 329, 2007.
9. E.S.Kalinicheva, V.I.Shematovich, I.S. Savanov, Astron. Rep., **66**, 1319, 2022.
10. A.G.Sreejith, L.Fossati, A.Youngblood et al., Astron. Astrophys., **644**, A67, 2020.
11. E.M.-R.Kempton, J.L.Bean, D.R.Louie et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., **130**, 114401, 2018.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-61

ПОТЕРЯ МАССЫ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ TOI-1442 c

Е.С.ДМИТРИЕНКО¹, И.С.САВАНОВ²

Поступила 18 января 2024

Принята к печати 7 марта 2024

Рассмотрены свойства планетной системы TOI-1422, в которой две планеты типа нептун вращаются вокруг малоактивной звезды солнечного типа около 5 млрд лет. Ранее нами был проведен анализ проявлений активности звезды TOI-1422, найдены указания на существование возможных циклов активности и рассмотрены оценки величины периода P вращения звезды. Внутренняя планета TOI-1422 b относится к типу горячих нептонов, она вращается по орбите с периодом около 13 сут и имеет равновесную температуру $T_{eq,b} = 867$ К. По выполненным расчетам по модели потери атмосферы с ограничением по энергии для TOI-1422 b была найдена величина оттока вещества атмосферы $9.4 \cdot 10^8$ г/с. Внешняя планета системы TOI-1422 c также может рассматриваться как горячий нептун, она имеет орбитальный период 29.3 сут, ее минимальная масса, $M_c \sin i$, составляет $11.1 M_{\oplus}$, а равновесная температура $T_{eq,c} = 661$ К. Для оценки радиуса TOI-1422 c нами было использовано эмпирическое соотношение $M-R$. Найдено, что потеря вещества атмосферы планеты TOI-1422 c составляет $7.8 \cdot 10^7$ г/с и, с учетом погрешностей ее параметров, она может находиться в диапазоне от $6.1 \cdot 10^7$ г/с до $9.7 \cdot 10^7$ г/с.

Ключевые слова: *звезды: активность: пятна: фотометрия: переменность: планетные системы: атмосферы экзопланет*

1. **Введение.** Планеты типа нептун представляют собой один из основных типов экзопланет и обладают химико-физическими характеристиками, находящимися между каменистыми планетами и планетами - газовыми гигантами (см., например, [1]). Авторы [2] исследовали экзопланету - кандидата TOI-1422 b, транзиты которой были обнаружены космическим телескопом TESS с целью подтверждения ее планетарной природы и нахождения ее свойств. В [2] были представлены результаты дополнительных наблюдений этой звезды с помощью спектрографа HARPS-N в течение 1.5 лет для более точного определения изменений ее лучевой скорости. Выполненный анализ позволил уточнить основные параметры объекта и охарактеризовать свойства планеты TOI-1422 b. Кроме того, были высказаны предположения о наличии на более удаленной орбите второй планеты TOI-1422 c с массой нептона, которая не была обнаружена на кривых блеска TESS (вероятно, она не является транзитной). Внутренняя планета, TOI-1422 b, обращается по орбите с периодом 12.9972 ± 0.0006 сут и имеет равновесную температуру $T_{eq,b} = 867 \pm 17$ К. По оценке [2] радиус планеты

$Rb = 3.96(+0.13, -0.11)R_{\oplus}$, масса $Mb = 9.0(+2.3, -2.0)M_{\oplus}$, т.е. планету можно отнести к типу горячих непунов. Авторы [2] предположили, что у этой планеты существует обширная газовая оболочка, окружающая ядро с массой около 10% - 25% от общей массы планеты. Кандидат на внешнюю планету, TOI-1422 с, имеет орбитальный период 29.29 (+0.21, -0.20) сут. Его минимальная масса, $Mc \sin i$, составляет 11.1 (+2.6, -2.3) M_{\oplus} , равновесная температура $T_{eq,c} = 661 \pm 13$ К и, следовательно, в случае подтверждения, он может рассматриваться как еще один горячий нептун. Отсутствие полного набора необходимых данных для планеты TOI-1422 с не позволило нам в [3] получить сведения о потере вещества ее атмосферой.

В настоящей работе мы рассмотрим данные о новых соотношениях и калибровках для масс и радиусов экзопланет и используем полученные результаты для оценки потери вещества атмосферы планеты TOI-1422 с.

2. Основные свойства и проявления активности TOI-1422. Как и в нашем исследовании [3], основные параметры TOI-1422 были взяты из [2]. Ее эффективная температура составляет 5840 ± 62 К, логарифм ускорения силы тяжести $\log g = 4.41 \pm 0.11$, радиус $R/R_{\odot} = 1.019 \pm 0.14$, светимость $L/L_{\odot} = 1.116 \pm 0.037$, масса $M/M_{\odot} = 0.981 \pm 0.06$. Звезда достаточно старая, ее возраст равен 5.1 ± 3.9 млрд лет. Параллакс TOI-1422 (источник Gaia EDR3 1920333449169516288) составляет π (mas) = 6.4418 ± 0.0138 .

По данным многолетнего фотометрического обзора *Kamogata Wide-field Survey* (KWS) (наблюдения в фильтрах V и Ic) нами был проведен анализ проявлений активности TOI-1422 в [3]. На основе построенных спектров мощности для блеска TOI-1422 найдены указания на существование возможных циклов активности 1650 - 1680 сут (фильтры V и Ic) и 2450 сут (фильтр V). По литературным оценкам для TOI-1422 следует ожидать, что период P вращения звезды лежит в интервале 27 (+19, -8) сут. Отметим, что на построенном спектре мощности [3] в интервал, характеризующий вероятный период вращения звезды, попадает набор пиков, среди которых доминирующим является пик для $P = 32$ сут (наблюдения в фильтре V).

Как указывалось в [2], TOI-1422 является достаточно старой звездой с возрастом около 5 млрд лет. По оценке [2], величина показателя звездной хромосферной активности звезды индекса $\log R'_{HK}$, измеренного по линиям CaII H и K в спектрах, полученных с HARPS-N, равна -4.95 ± 0.03 . Это значение в целом согласуется с предположением [2] о том, что звезда сопоставима по возрасту с Солнцем и ее активность лишь немного выше солнечной (для Солнца $\log R'_{HK} = -5.021$ [4]). Однако, следует иметь в виду, что пока мы не располагаем точными сведениями о циклической переменности хромосферной активности звезды, которые могут приводить к разбросу в

оценках величин $\log R'_{HK}$. При этом возможно, что наблюдения TOI-1422 могли быть выполнены, когда звезда находилась в минимуме своей хромосферной активности.

3. *Потеря вещества атмосферы TOI-1422 c.* Ранее в [3] мы выполнили исследование TOI-1422 b. Согласно [2,3], она является планетой типа нептун с массой порядка $M = 9 M_{\oplus}$ и большой полуосью орбиты 0.108 а.е. По оценке [2] плотность TOI-1422 b составляет около 0.8 г/см^3 , она близка к плотности Сатурна и ниже, чем у большинства экзопланет в этом диапазоне масс. Планета расположена ближе к верхнему левому углу диаграммы масса-радиус, что, согласно [2], делает ее очень похожей на экзопланеты Kepler-36 c и Kepler-11 e. TOI-1422 b может обладать обширной газовой оболочкой, окружающей массивное ядро. Ожидается [2], что массовая доля этой оболочки составит около 10-25% от общей массы планеты, если только ранее часть ее атмосферы не была унесена звездным ветром. Природа этой обширной оболочки требует дальнейшего изучения, скорее всего, методами транзитной спектроскопии. Экзопланета типа горячего нептона с течением времени может терять свою гелиево-водородную атмосферу. Для подсчета потери вещества $M_{loss} (dM_p/dt)$ (без детального моделирования процессов в системе звезда - планета) в нашем исследовании [3] использовалась часто применяемая аппроксимационная формула (см., например, [5,6]), обычно называемая в литературе, как модель потери атмосферы с ограничением по энергии.

В этой модели предполагается, что поток жесткого UV-излучения поглощается в тонком слое радиуса R_{XUV} , где оптическая толщина для звездных XUV-фотонов равна единице и включен учет приливного эффекта:

$$\frac{dM_p}{dt} \approx \frac{\varepsilon_{XUV} \pi F_{XUV} R_p R_{XUV}^2}{GM_p K_{tide}(\xi)}, \quad (1)$$

где ε_{XUV} - параметр эффективности нагрева ($\varepsilon_{XUV} = 0.2 \pm 0.1$ для мини-нептунов и супер-земель); G - гравитационная постоянная; F_{XUV} - поток XUV-фотонов; R_p - радиус планеты; M_p - масса планеты; R_{XUV} - радиус поглощения XUV-фотонов; $K_{tide}(\xi)$ - приливный параметр. Подробности использования соотношения (1) можно найти во многих литературных источниках, в том числе в [5-7].

Внешняя планета системы, TOI-1422 c, имеет орбитальный период 29.29 (+0.21, -0.20) сут, ее минимальная масса, $M_c \sin i$, составляет $11.1 (+2.6, -2.3) M_{\oplus}$, а равновесная температура $T_{eq,c} = 661 \pm 13 \text{ К}$ и, таким образом, она также может рассматриваться как горячий нептун. Для оценки радиуса TOI-1422 c нами было использовано эмпирическое соотношение $M - R$,

представленное в [8], которое было получено на основе тщательно отобранной выборки из 1053 подтвержденных экзопланет из архива NASA Exoplanet. В [8] приводятся эмпирические степенные соотношения между параметрами - масса, радиус и температура экзопланет ($M-R-T$). Авторы [8] предполагают наличие трех различных режимов соотношений для $M-R$, которые не являются непрерывными. Наиболее удачная модель включает соотношения $M-R-T$, в которых имеются разрывы для зависимости у каменных планет и ледяных гигантов (нептун), нептун и газовые гиганты (юпитеры) разделены разрывом массы при $M = 115 \pm 19 M_{\oplus}$. Показано, что режим скалистых планет соответствует соотношению $M \approx R^{0.34 \pm 0.01}$, в то время как для планет типа нептун $M \approx R^{0.55 \pm 0.02}$. Для юпитеров соотношение имеет более сложный вид $M \approx R^{0.00 \pm 0.01} Teq^{0.35 \pm 0.02}$, где Teq - равновесная температура планеты. Это означает, что в случае обнаруженных к настоящему времени планет типа юпитера, вероятно, только равновесная температура обеспечивает надежную оценку массы.

Кроме того, в [8] было показано, что для планет типа нептун может быть использовано более простое соотношение (см. (5) в [8]) вида $R/R_{\oplus} = k(M/M_{\oplus})^{\beta}$. В этом случае параметры $k = 0.53 \pm 0.05$ и $\beta = 0.68 \pm 0.02$. Применяя это соотношение, мы смогли получить, что радиус TOI-1422 с составляет $(2.72 \pm 0.40) R_{\oplus}$.

Для вычислений по формуле (1) нужны оценки величины F_{XUV} - (потока XUV-фотонов). Для этой цели, как и ранее в [3], нами были использованы аналитические зависимости, полученные в [9] и связывающие величину F_{XUV} потока и параметр $\log R'_{HK}$ для звезд спектральных классов от F до M. Величина потока XUV-фотонов равна $1.3 \cdot 10^{28}$ эрг/с. Как указывалось в [3], TOI-1422 является достаточно малоактивной звездой солнечного типа (см. также выше). Расчеты по соотношению (1) показали, что потеря вещества атмосферы составляет $7.8 \cdot 10^7$ г/с для величины $\log R'_{HK} = -4.95$. Отметим, что с учетом погрешностей параметров планеты, приведенных в [2] и полученных нами выше, величина оттока вещества для атмосферы планеты с может находиться в диапазоне от $6.1 \cdot 10^7$ г/с до $9.7 \cdot 10^7$ г/с.

Ранее выполненные нами расчеты по соотношению (1) для атмосферы TOI-1422 b показали, что потеря ею вещества равна $9.4 \cdot 10^8$ г/с. Она значительно меньше, чем у планеты с. Сравнительно низкая величина потери вещества атмосферы планеты TOI-1422 с, несмотря на высокую эффективную температуру атмосферы звезды (спектрального класса G), относительную близость планеты к звезде (напомним, что расстояния до планет составляют всего 0.108 а.е. и 0.185 а.е.), вероятно, связана с большей ее удаленностью от родительской звезды, по сравнению с планетой b, а также ее меньшим

радиусом. Если поместить планету TOI-1422 c на расстояние от родительской звезды, соответствующее планете b, то можно получить, что в таком случае величина M_{loss} составит $2.4 \cdot 10^8$ г/с, т.е. почти в 4 раза меньше, чем установлено для TOI-1422 b.

Наконец, следует иметь в виду следующий источник неопределенности в величине M_{loss} - при оценках оттока вещества для планеты TOI-1422 b нами были использованы данные о радиусе и массе из [2], а для планеты c - ее масса взята согласно [2], а радиус - по статистической зависимости из [8]. Как указывалось, планета TOI-1422 b может обладать обширной газовой оболочкой, окружающей массивное ядро. Ее радиус, установленный в [2], превосходит статистическую оценку для планет с аналогичной массой, по соотношениям из [8] радиус должен составлять $2.4 R_{\oplus}$. При такой величине радиуса планеты b отток вещества из ее атмосферы окажется всего $1.9 \cdot 10^8$ г/с и будет, хотя и больше, но уже сопоставим с величиной M_{loss} для планеты c.

4. Заключение. Рассмотрены свойства планетной системы TOI-1422, в которой две планеты типа нептун обращаются около малоактивной звезды солнечного типа. По данным многолетнего фотометрического обзора *Kepler Wide-field Survey (KWS)* нами в [3] был проведен анализ проявлений активности TOI-1422 и найдены указания на существование возможных циклов активности 1650 - 1680 сут (фильтры V и Ic) и 2450 сут (фильтр V). Вероятно, период P вращения звезды лежит в интервале 27 (+19, -8) сут. TOI-1422 является достаточно старой звездой с возрастом около 5 млрд лет. Величина показателя ее хромосферной активности индекса $\log R'_{HK}$, измеренного по линиям CaII H и K в спектрах, полученных с HARPS-N, равна -4.95.

Внутренняя планета TOI-1422 b относится к типу горячих нептун, она обращается по орбите с периодом около 13 сут и имеет равновесную температуру $T_{eq,b} = 867$ К. Радиус планеты $R_b = 3.96 R_{\oplus}$, а масса $M_b = 9.0 M_{\oplus}$. По выполненным нами расчетам по модели потери атмосферы с ограничением по энергии для TOI-1422 b была найдена величина оттока вещества атмосферы $9.4 \cdot 10^8$ г/с. Внешняя планета системы, TOI-1422 c, имеет орбитальный период 29.3 сут, ее минимальная масса, $M_c \sin i$, составляет $11.1 M_{\oplus}$, а равновесная температура $T_{eq,c} = 661$ К. Она также может рассматриваться как горячий нептун. Для оценки радиуса TOI-1422 c нами были использованы эмпирические соотношения для $M-R$, представленные в [8]. Расчеты показали, что потеря вещества атмосферы планеты c составляет $7.8 \cdot 10^7$ г/с и, с учетом погрешностей параметров планеты, она может находиться в диапазоне от $6.1 \cdot 10^7$ г/с до $9.7 \cdot 10^7$ г/с.

Исследование выполнено в рамках проекта "Исследование звезд с экзопланетами" по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований,

проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение N 075-15-2019-1875, 075-15-2022-1109).

¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,
Москва, Россия, e-mail: issesd@gambler.ru

² Учреждение Российской академии наук, Институт астрономии РАН,
Москва, Россия, e-mail: igs231@mail.ru

MASS LOSS OF THE ATMOSPHERE OF THE PLANET TOI-1442 c

E.S.DMITRIENKO¹, I. S. SAVANOV²

The properties of the TOI-1422 planetary system in which two neptune-type planets orbit around of low-activity solar-type star with the age of about 5 billion years are considered. Earlier we analyzed the activity of the star TOI-1422 and found indications of the existence of possible cycles of activity and considered estimates of the rotation period of the star. The inner planet TOI-1422 b belongs to the type of hot neptunes with a period of about 13 days and an equilibrium temperature of $T_{eq,b} = 867$ K. According to our calculations based on the energy-limited atmospheric loss model for TOI-1422 b mass of atmospheric outflow was found to be $9.4 \cdot 10^8$ g/s. The outer planet TOI-1422 c can also be considered as a hot neptune with orbital period of 29.3 days, minimum mass $M_c \sin i$ is $11.1 M_{\oplus}$ and the equilibrium temperature is $T_{eq,c} = 661$ K. For the radius estimations of TOI-1422 c we used the empirical $M-R$ ratio. It was found that the loss of matter in the atmosphere of planet TOI-1422 c is $7.8 \cdot 10^7$ g/s and, taking into account the errors in the planet's parameters, it can range from $6.1 \cdot 10^7$ g/s to $9.7 \cdot 10^7$ g/s.

Keywords: *stars: activity: spots: photometry: variability: planetary systems: exoplanet atmospheres*

ЛИТЕРАТУРА

1. *I.S.Savanov, V.I.Shematovich*, *Astrophys. Bull.*, **76**, 450, 2021.
2. *L.Naponiello, L.Mancini, M.Damasso et al.*, *Astron. Astrophys.*, **667**, A8, 2022.
3. *I.S.Savanov*, *Astron. Rep.*, **67**, 719, 2023.
4. *D.Lorenzo-Oliveira, F.C.Freitas, J.Mel'endez et al.*, *Astron. Astrophys.*, **619**, A73, 2018.
5. *T.T.Koskinen, P.Lavvas, M.Huang et al.*, *Astrophys. J.*, **929**, 52, 2022.
6. *N.V.Erkaev, Yu.N.Kulikov, H.Lammer et al.*, *Astron. Astrophys.*, **472**, 329, 2007.
7. *E.S.Kalinicheva, V.I.Shematovich, I.S.Savanov*, *Astron. Rep.*, **66**, 1319, 2022.
8. *K.Edmondson, J.Norris, E.Kerins*, arXiv:2310.16733, 2023. doi:10.48550/arXiv.2310.16733.
9. *A.G.Sreejith, L.Fossati, A.Youngblood et al.*, *Astron. Astrophys.*, **644**, A67, 2020.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-69

THE DIGITIZED FIRST BYURAKAN SURVEY DATABASE LATE-TYPE STARS CANDIDATES. NEW CONFIRMATIONS. II

K.K.GIGOYAN¹, K.S.GIGOYAN¹, A.SARKISSIAN², M.MEFTAH²,
S.BEKKI², E.KARAPETYAN³, F.RAHMATULLAEVA⁴, G.R.KOSTANDYAN¹

Received 23 January 2024

Accepted 7 March 2024

Three new carbon C stars was confirmed among the sample of the Late-Type Stars candidates, selected on the Digitized First Byurakan Survey (DFBS) spectral plates. The DFBS is the digitized version of the First Byurakan Survey (FBS, or Markarian survey). The FBS was the first systematic survey of the extragalactic sky. This objective-prism survey was carried out in 1965-1980 by B.E.Markarian and his colleagues using the 1 m Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory and resulted in discovery of 1517 UV-excess (Markarian) galaxies. FBS spectral plates have been used long period to search and study faint LTS (C-type and M-type stars) at high Galactic latitudes. In this work we present Gaia DR3 photometric data, spectra, light curves, distances, high above/below Galactic plane, radial velocities (RV), and other important physical characteristics from the modern astronomical catalogues for three new confirmed DFBS C stars. The confirmation is based on Gaia DR3 BP/RP low-resolution spectral database. In our previous studies of the DFBS plates, these objects were presented as LTS candidates. One of the new confirmed objects is N-type C star, which is a Mira-type variable. Two remaining objects, are early CH-type giants at high Galactic latitudes. Most probably they present binary systems.

Keywords: *catalogs-stars: carbon stars: surveys: Gaia data*

1. *Introduction.* The First Byurakan Survey (FBS, or Markarian survey), was the first systematic survey of the extragalactic sky. This objective-prism (op) low-resolution (lr) survey was carried out in 1965-1980 by Markarian and collaborators using the 1 m Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory (BAO, Armenia) and resulted in discovery of 1517 UV-galaxies [1]. FBS spectral plates have been used for a long time to search and study faint Late-Type Stars (LTS, M-type and C (carbon) stars) at high Galactic latitudes [2]. All FBS spectral plates have now been digitized, resulting in the creation of the Digitized First Byurakan Survey (DFBS) database [3]. Its images and spectra are available on the web portal in Trieste (on-line at <https://www.ia2-byurakan.oats.inaf.it>). All DFBS plates are analyzed with help of analysis softwares FITSView and SAOImage ds9. A Second Version of the "Revised and Updated Catalogue of the First Byurakan Survey of Late-Type Stars", containing data for 1471 M and C stars was generated [4] (CDS VizieR Catalogue J/MNRAS/489/2030/catv2). This

visualization allows to detect very red and faint C and M stars candidates close to the detection limit in each plate [5]. Candidates of N-type (Asymptotic Giant Branch-AGB) C stars and M-type giants, for which very short spectra is visible on the DFBS plate, no C_2 and TiO molecule absorption bands are detectable. Moderate-resolution slit spectroscopy was carried out for thirteen candidates, confirming the C-rich nature of them [6]. Several of such candidates could be M dwarfs also [5].

Meanwhile, a huge amount of such faint candidates detected on the DFBS plates, remained to be confirmation of spectral types [5]. To classify LTS candidates, we use Gaia DR3 BP/RP Ir spectroscopic database, which allows us to confirm the spectral types for candidates very easily. In our previous paper (first in this series [7]), we present some very important data for newly confirmed CH-type, N-type stars, and M giants. We also report on a large number of new M dwarfs confirmed in the Gaia DR3 database. In this paper (second in this series) we present data for three additional LTS candidates, confirmed C stars in Gaia DR3 spectroscopic database.

This paper is structured as follows: Section 2 introduces the Gaia DR3 spectra for three new confirmed DFBS C stars. Section 3 present Gaia DR3 important data for these objects. Phase dependence light curves for new objects is presented in Section 4. Section 5 recalls the main results obtained for objects and provide concluding remarks and future works.

2. Gaia DR3 Spectra. The European Space Agency (ESA) mission Gaia (Gaia Collaboration [8]), has already released three catalogues to the astronomical community, of increasing richness in terms of content, precision, and accuracy. Researchers from many branches of astrophysics have shown great interest in the published data, leading to the publication of more than 6000 papers based on Gaia data. With respect to previous Gaia Early Data Release 3 (EDR3) [9], Gaia Data Release 3 (Gaia DR3 [10]) introduces a number of new data products based on the same source catalogue, including a total of 1.8 billion objects based on a period of 34 month of satellite operations. Blue (BP) and Red (RP) photometer Ir spectral data are one of the exciting new products in Gaia DR3 (CDS Vizier Catalog I/355/gaiadr3). Time-averaged mean spectra covering the optical to near-infrared (NIR) wavelength range $\lambda_{3300-10500}$ Å are published for approximately 220 million objects (Catalog I/355/spectra). Most of these objects are brighter than $G = 17.65$ mag [11]. M-type stars can be detected very easily in the Gaia DR3 Ir spectral database by the presence of the broad absorption bands of the TiO molecules in the range 6500-7000 Å , 7000-7500 Å , and 8000-8500 Å , and C stars display strong Swan bands at 4383, 4737, 5165, and 5636 Å of C_2 molecule [7]. Table 1 presents three DFBS candidates confirmed as C stars, it gives the DFBS

Number, the Gaia I/355/gaiadr3 source name, other association in SIMBAD database, and our spectral type determination (C-N or C-CH-type). Fig.1 presents Gaia DR3 Catalogue BP/RP Ir spectra for objects of Table 1.

Table 1

DFBS LTS CANDIDATES CONFIRMED CARBON STARS

DFBS number	Gaia DR3 source name	Other associations in SIMBAD database	Sp. type
J055944.18+473700.8	198083449311963392	NSVS 4490482*	C-N
J174725.28+301231.5	4597258364288414976		C-CH
J182708.82+274303.9	4585675254107197440		C-CH

Note to Table 1: The object DFBS J055944.18+473700.8 as variable object, were included in Catalogue NSVS (Northern Sky Variability Survey [12], SIMBAD CDS Catalog II/287/skydot/). In Extended catalog of NSVS Red AGB Variable Stars, found in the NSVS Database [13], CDS Catalog J/other/OEJV/87/catalog), this object classified as Mira-type variable.

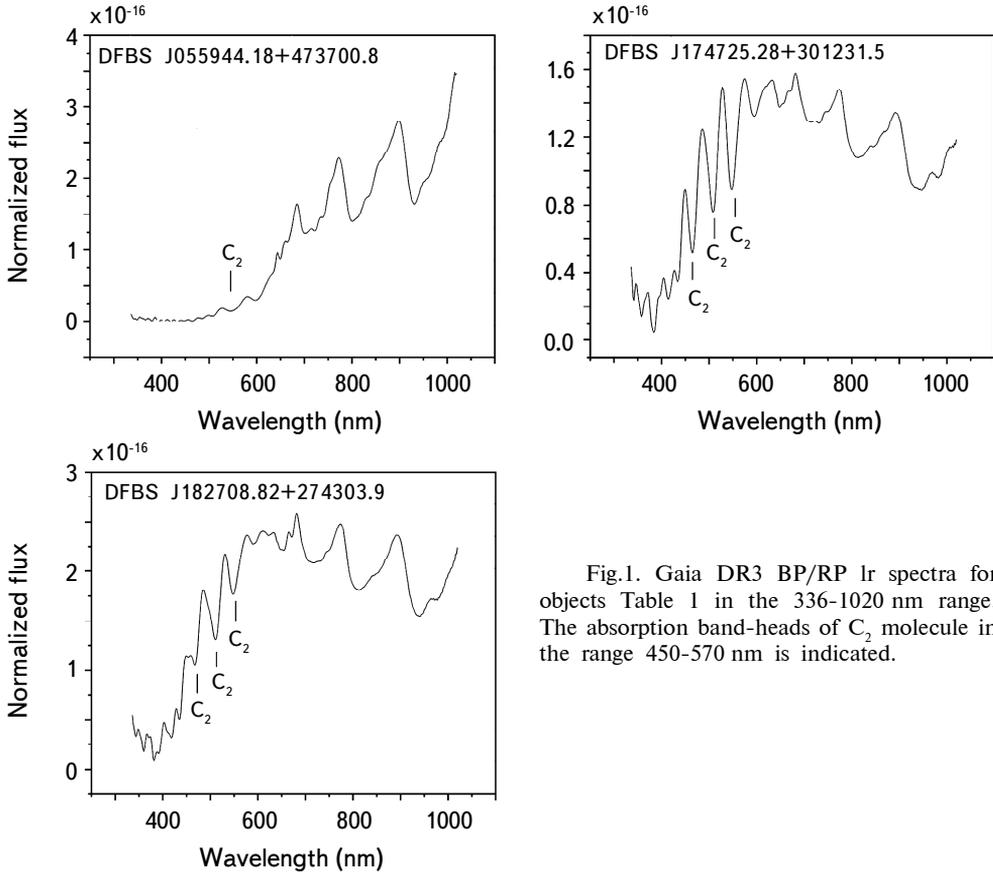


Fig.1. Gaia DR3 BP/RP Ir spectra for objects Table 1 in the 336-1020 nm range. The absorption band-heads of C_2 molecule in the range 450-570 nm is indicated.

3. *Gaia DR3 photometric data. Distances and absolute magnitudes.* Table 2 presents Gaia DR3 catalogue key data for new confirmed C stars and their height above/below the Galactic plane. The distance estimation is based on Gaia DR3 trigonometric parallaxes (absolutely the same value of parallaxes, as presented in Gaia EDR3 catalogue). Therefore, we used the distance information from Gaia EDR3 by Bailer-Jones et al. [14].

Table 2

SOME IMPORTANT GAIA DR3 DATA FOR THREE NEW
CONFIRMED C STARS

DFBS Number	G-band mag	BP-RP Color	RV (km/s)	r (pc)	M (G) mag	Z (pc)
J055944.18+473700.8	13.45	3.03	-33.70(± 0.99)	9170.0(± 900)	-1.40(± 0.5)	1857(± 200)
J174725.28+301231.5	13.30	1.44	-351.18(± 0.92)	6690.0(± 400)	-0.80(± 0.02)	2953(± 300)
J182708.82+274303.9	12.77	1.49	-130.77(± 0.38)	7541.0(± 600)	-1.61(± 0.02)	2309(± 90)

4. *Variability.* The object DFBS J055944.18+473700.8 is classified as Mira-type variable by Usatov & Nosulchik [13]). Phase dependent light curve for this object is available in "ASAS-SN Variable Star Database" [15,16] (on-line at <https://asas-sn.osu.edu/variables/>, DFBS J055944.18 + 473700.8 = ASASSN-V J055944.17+473700.7, $V_{mean} = 14.98$ mag, $P = 296.6646$ d). Fig.2 shows ZTF (Zwicky Transient Facility) [17] light curve for N-type C star DFBS J055944.18+473700.8.

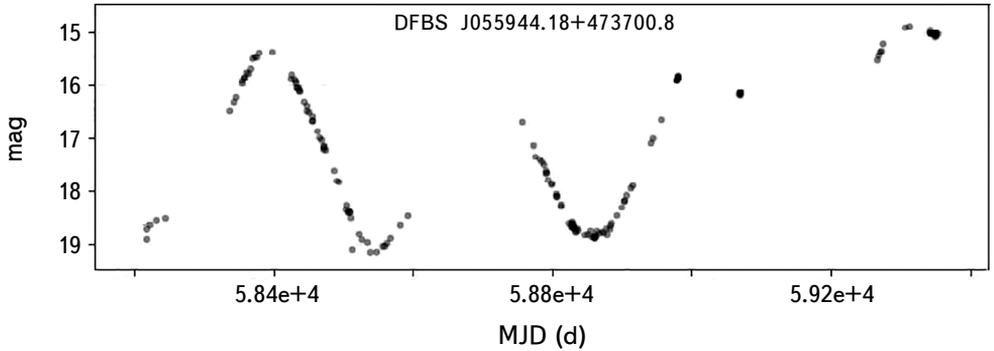


Fig.2. Zwicky Transient Facility light curve for DFBS J055944.18+473700.8 (available on-line at <https://irsa.ipac.caltech.edu?missions/ztf.html>). X-axis presents the period in Julian Data and Y-axis presents ZTF g-band magnitude. The observational identifier is 745107100000050 ($P \approx 307$ d).

Fig.3 shows ZTF light curves for DFBS J174725.28+301231.5 and DFB J182708.82+274303.9.

Gaia DR3 and Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) Input Catalog-

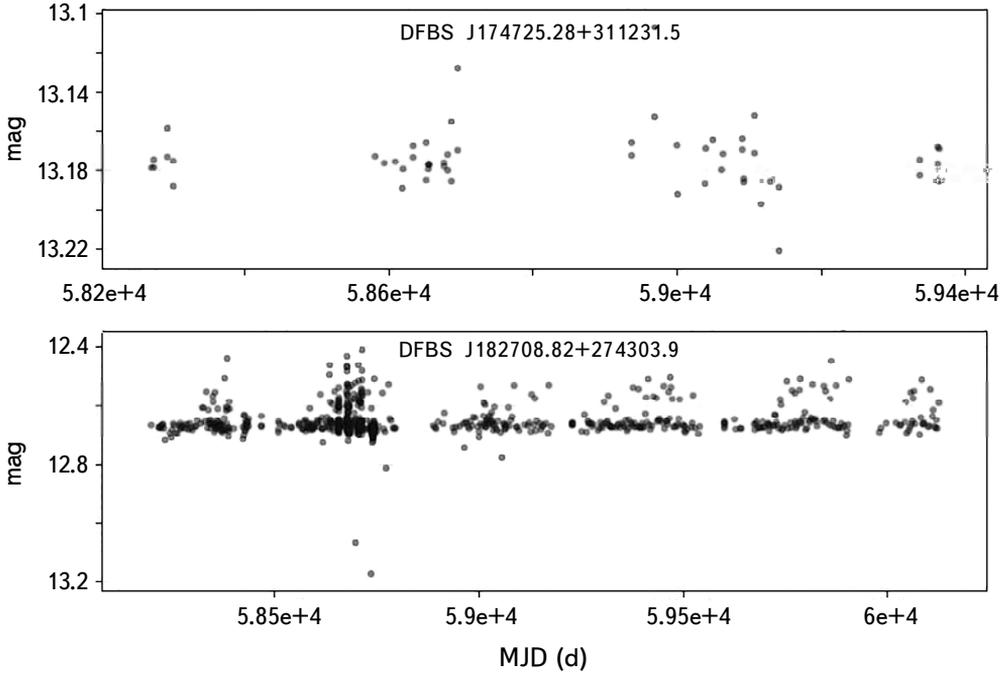


Fig.3. ZTF phased light curves in R-band for DFBS J174725.28+301231.5 (Obs. id is 1680211300008908) and for DFBS J182708.82+274303.9 (Obs. id is 63721100007586). For DFBS J182708.82+274303.9 the variability in r -band with amplitude $\Delta m \approx 0.3$ mag is evident.

V8.2(TIC-8.2,[18], VizieR CDS Catalog IV/39/tic82) indicates 2 objects in the 5 arcsec search radius around DFBS J182708.82+274303.9. In Table 3 most important TIC-8.2 catalog data are presented for objects of Table 1.

In Gaia DR3 database very close object to DFBS J182708.82+274303.9 is Source 4585675254107401984, for which $G=18.76$ mag. TIC-8.2 catalogue identifier for this faint object is 1686925212, $T=18.06$ mag. If this object is gravitationally bound, i.e. it is a physical companion of DFBS J182708.82+274303.9 at the same distances, its G-band absolute magnitude can be estimated $M(G)=+4.4$. Such magnitudes characterized dwarfs late F-subclasses. In Gaia DR3 database no

Table 3

SOME IMPORTANT TIC-8.2 CATALOG DATA FOR THREE NEW DFBS C STARS

DFBS Number	TIC Number	T mag	T_{eff} (K)	Radius (R_{Sun})	Lum. Class
J055944.18+473700.8	440391815	11.94	3379.0	84.277	Giant
J174725.28+301231.5	18637876	12.59	4447.0	29.253	Giant
J182708.82+274303.9	235769793	12.03	4435.0	38.959	Giant

BP-RP color information is available for this object, to predict spectral type. High-angular-resolution CCD observations is required to resolve the faint, close companion.

5. *Summary and future works.* Carbon stars are peculiar and rare objects compared with normal stellar objects, and they are excellent kinematic tracers of the Galaxy [19]. They can be used as distance indicators. Rotation curve of the Milky Way has been studied based on C stars with radial velocities in many literature [20]. In this paper, we just focus on Gaia DR3 BP/RP spectral confirmation and studying LTS candidates, detected on DFBS spectral plates. We have demonstrated the power and excellent opportunity of the Gaia DR3 spectral database for this task. We report the belonging of the three LTS candidates to the group of C stars and we present Gaia DR3 low-resolution spectra in the range 3360-10200 Å . DFBS J174725.28 + 301231.5 and DFBS J182708.82 + 274303.9 are CH-type C stars, with large radial velocities ($RV = -351.18$ km/s and $RV = -130.77$ km/s) at high Galactic latitudes. A most of the CH stars are known to be binary systems [21,22]. High-angular-resolution CCD observations is required to resolve the faint close companions, also study in more detail, particularly kinematic study, and their location in the galactocentric XYZ system, will allow to understand the origin of such high velocity CH stars at high latitudes. The object DFBS J055944.18+473700.8 is Mira-type variable with period $P \approx 307$ day. The list of all Gaia DR3 spectroscopically confirmed new DFBS LTS candidates, reported as supplementary (value-added) catalog to the Second Edition of the "Revised And Updated Catalogue of The First Byurakan Survey of Late-Type Stars" [4], will be presented in SIMBAD VizieR database very soon.

Acknowledgements. This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission Gaia (<http://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the Gaia Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium/>). This research has made use of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France and Zwicky Transient Facility monitoring database.

¹ NAS RA V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO), Armenia, e-mail: karengigoyan@bao.sci.am

² Universite de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, CNRS/INSU, LATMOS-IPSL, France,

³ Yerevan State University, Institute of physics, Yerevan, Armenia

⁴ Institute of Astrophysics of the National Academy of Sciences of Tajikistan, Dushanbe, Tajikistan

ОЦИФРОВАННЫЙ ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ КАНДИДАТЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. НОВЫЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЯ. II

К.К.ГИГОЯН¹, К.С.ГИГОЯН¹, А.САРКИССИАН², М.МЕФТА²,
С.БЕККИ², Э.КАРАПЕТЯН², Ф.Д.РАХМАТУЛЛАЕВА³, Г.Р.КОСТАНДЯН¹

Три новые углеродные С звезды были подтверждены среди кандидатов звезд поздних спектральных классов, отобранных на оцифрованных пластинках Первого Бюраканского Обзора (DFBS). DFBS - это оцифрованная версия Первого Бюраканского Обзора (FBS) или Маркарянского обзора. FBS является первым систематическим внегалактическим обзором. Он был осуществлен Маркаряном и его коллегами в 1965-1980гг. с объективной призмой с использованием 1-м телескопа Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории (БАО) и увенчался открытием 1517 галактик с UV-избытком, названных галактиками Маркаряна. Пластинки обзора FBS длительное время использовались для поиска и изучения слабых звезд поздних спектральных типов (LTS, M и C (углеродные)) на высоких галактических широтах. В данной работе мы приводим Gaia DR3 фотометрические данные, спектры, кривые блеска, расстояния, радиальные скорости (RV) и другие важные физические характеристики из современных астрономических каталогов для трех новых DFBS С звезд. Подтверждение основано на Gaia DR3 BP/RP спектральных базах данных. В наших предыдущих исследованиях эти объекты были представлены как кандидаты в LTS. Одним из новых подтвержденных объектов, это С звезда типа N. Два оставшихся объекта являются СН гигантами в высоких галактических широтах. Скорее всего, они представляют двойные системы.

Ключевые слова: *каталоги-звезды; углеродные звезды; обзоры; данные Gaia*

REFERENCES

1. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian et al.*, Soobshcheniya Spetsialnoi Astrofizicheskoi Observatorii, **62**, 5, 1989.
2. *K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al.*, Astron. Astrophys., **371**, 560, 2001.
3. *A.M.Mickaelian, R.Nesci, C.Rossi et al.*, Astron. Astrophys, **464**, 1177, 2007.

4. *K.S.Gigoyan et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **489**, 2030, 2019.
5. *K.S.Gigoyan*, *Communication of BAO*, **69**, 90, 2022.
6. *K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.M.Mickaelian et al.*, *Astron. Astrophys.*, **544**, A95, 2012.
7. *K.S.Gigoyan, K.K.Gigoyan, A.Sarkissian et al.*, *Astrophysics*, **66**, 407, 2023.
8. Gaia Collaboration, *T.Prusti, J.H.J. de Bruijne, A.G.A.Brown et al.*, *Astron. Astrophys.*, **595**, A1, 2016.
9. Gaia Collaboration, *A.G.A.Brown, A.Vallenari, T.Prusti et al.*, *Astron. Astrophys.*, **649**, A1, 2021.
10. Gaia Collaboration, *A.Vallenari, A.G.A.Brown, T.Prusti et al.*, *Astron. Astrophys.*, **674**, A1, 2023.
11. *F. De Angeli, M.Weiler, P.Montegriffo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **674**, A2, 2023.
12. *P.R.Wozniak, W.T.Vestrand, C.W.Akerlof et al.*, *Astron. J.*, **127**, 2436, 2004.
13. *M.Usatov, A.Nosulchik*, *Open European Journal On Variable Stars*, **87**, 1, 2008.
14. *C.A.Bailer-Jones, J.Rybizki, M.Fouesneau et al.*, *Astron. J.*, **161**, 147, 2021.
15. *B.J.Shappee, J.L.Prieto, D.Grupe et al.*, *Astrophys. J.*, **788**, 48, 2014.
16. *T.Jayasinghe, C.B.Kochanek, K.Z.Stanek*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **477**, 3145, 2018.
17. *F.J.Masci, R.R.Laher, B.Rusholme et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **131**, 1, 2019.
18. *M.Paegert, K.G.Stassun, K.A.Collins et al.*, *arXiv210804778*, 2021.
19. *G.Bothun, J.H.Elias, G.MacAlpine et al.*, *Astron. J.*, **101**, 2220, 1991.
20. *P.Battinelli, S.Demers, C.Rossi et al.*, *Astrophysics*, **56**, 68, 2013.
21. *G.Wallerstein, G.R.Knapp*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 369, 1998.
22. *T.L.Evans*, *Astron. Astrophys.*, **31**, 177, 2010.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-77

ПОПЕРЕЧНЫЕ ГРАДИЕНТЫ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ С РАЗНЫМ УРОВНЕМ ВСПЫШЕЧНОЙ ПРОДУКТИВНОСТИ. II. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Ю.А.ФУРСЯК

Поступила 20 июля 2023

Принята к печати 7 марта 2024

Работа является частью исследования, посвященного изучению градиентов продольного магнитного поля в активных областях (АО) с разным уровнем вспышечной продуктивности. Выполнен статистический анализ параметров, описывающих поперечную составляющую градиента продольного магнитного поля $\nabla_{\perp} B_z$ в АО: средней по области величины поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$, средней величины $\nabla_{\perp} B_z$ в окрестности точки с максимальным его значением $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$, максимального значения $\nabla_{\perp} B_z$ между парами пятен в АО $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$. Для вычисления обозначенных параметров использованы магнитограммы B_z -компоненты вектора магнитного поля на уровне фотосферы Солнца, получаемые инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту Solar Dynamics Observatory (SDO). Статистическая выборка содержит в себе данные о 75 АО. Усредненные за время мониторинга величины анализируемых параметров сопоставлены с уровнем вспышечной продуктивности АО (вспышечным индексом, FI). Показано, что: 1. Зависимость $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ - FI (чертой сверху обозначено усреднение по времени мониторинга АО) квадратичная с коэффициентом корреляции $k=0.54$, а разброс значений величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ небольшой (для подавляющего большинства исследуемых областей находится в пределах $0.08-0.12 \text{ Гс км}^{-1}$) и крайне мало различается для областей с низкой и высокой вспышечной продуктивностью, что можно объяснить зависимостью величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ от площади АО. 2. Зависимость $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ - FI квазилинейная с коэффициентом корреляции $k=0.61$. 3. Зависимость $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ - FI линейная с коэффициентом корреляции $k=0.63$. 4. Выявлены пороговые значения анализируемых параметров: для величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle \geq 0.078 \text{ Гс км}^{-1}$, для величины $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle \geq 0.983 \text{ Гс км}^{-1}$, для параметра $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp} \geq 0.118 \text{ Гс км}^{-1}$. При более низких значениях анализируемых параметров ни в одной из областей выборки вспышек рентгеновских классов X не фиксировалось.

Ключевые слова: *Солнце: активные области: вспышечная активность: магнитное поле: градиенты магнитного поля*

1. Введение. Данная работа является составной частью более крупного исследования, посвященного изучению градиентов продольного магнитного поля в активных областях (АО) с разным уровнем вспышечной продуктивности и логическим продолжением работы, результаты которой опубликованы в

первой части статьи [1].

В 2022г. автором были получены предварительные результаты: на небольшой выборке из 13 АО были определены параметры, которые характеризовали величину поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля $\nabla_{\perp} B_z$, изучена их динамика на временном интервале мониторинга АО, получены критические (пороговые) значения этих параметров [2]. Здесь автор ставит перед собой задачу на существенно большем статистическом материале (анализируются 75 АО 24-го цикла солнечной активности) подтвердить либо скорректировать полученные ранее результаты.

2. *Данные наблюдений.* Работа выполнена с использованием данных инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) [3], установленного на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO) [4], которые доступны на сайте Joint Science Operation Center (JSOC) по адресу <http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html>. Пространственное разрешение инструмента HMI/SDO - 0".5 (≈ 360 км на уровне фотосферы Солнца), временное разрешение используемых данных - 720 с. Использованы SHARP (Spaceweather HMI Active Region Patch) [5] магнитограммы пространственного распределения вертикальной компоненты B_z вектора магнитного поля в фотосфере (цилиндрические координаты, серия данных `hmi.sharp_cea_720s`).

Дополнительно использована информация о типе активной области согласно магнито-морфологической классификации (ММК) АО, разработанной в КрАО [6-8], вспышечном индексе АО (flare index, FI [9]), доступные по адресу <https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmс-ars>, информация о наиболее мощных вспышках, зафиксированных в анализируемых областях (данные взяты с сайта https://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events_archive.html). В случае отсутствия в каталоге ММК АО информации о вспышечном индексе, необходимые вычисления осуществлялись автором самостоятельно с использованием данных интернет-ресурса https://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events_archive.html.

Для статистического анализа использованы данные тех же 75 АО 24-го цикла солнечной активности, что и в [1].

Основная информация об исследуемых АО представлена в табл.1. Указаны номер области по NOAA классификации (второй столбец таблицы), время ее мониторинга (третий столбец). Четвертый столбец таблицы содержит информацию о типе АО согласно ММК: U1 - одиночные пятна без значимых магнитных образований в окрестности; U2 - пятна с мелкими пятнами/порами разной полярности, сконцентрированными на границах супергрануляционной ячейки или рассеянными вокруг основного пятна; A1 - регулярные (т.е. подчиняющиеся основным закономерностям глобального динамо - закону

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ТОКОВ В ИССЛЕДУЕМЫХ АО

№	Номер области (NOAA)	Время мониторинга АО	Тип АО по ММК	FI	Площадь АО, \bar{N}_{AR} пикс.	$\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ Гс км ⁻¹	$\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ Гс км ⁻¹	$\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}}$ Гс км ⁻¹
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	11092	01.08.2010-15.08.2010	B1	0.702	136727	0.066	0.756	0.017
2	11131	06.12.2010-10.12.2010	U2	0.145	126776	0.091	0.781	0.001
3	11133	08.12.2010-12.12.2010	U2	0.192	100438	0.068	0.704	0.007
4	11158	12.02.2011-15.02.2011	B2	59.255	98747	0.105	1.296	0.331
5	11232	05.06.2011-09.06.2011	U2	0.368	97435	0.065	0.734	0.001
6	11261	31.07.2011-03.08.2011	B3	28.678	177574	0.096	1.644	0.533
7	11263	02.08.2011-05.08.2011	B2	63.469	113906	0.100	1.424	0.337
8	11283	04.09.2011-07.09.2011	B2	45.605	195992	0.087	1.045	0.206
9	11302	27.09.2011-30.09.2011	A2	78.788	248417	0.090	1.931	1.008
10	11305	29.09.2011-02.10.2011	A1	6.370	116448	0.075	1.119	0.085
11	11343	11.11.2011-14.11.2011	U2	0.733	167175	0.071	0.686	0.016
12	11391	07.01.2012-10.01.2012	A1	0.300	160036	0.090	0.899	0.084
13	11420	16.02.2012-20.02.2012	B1	0.038	65083	0.070	0.677	0.008
14	11429	07.03.2012-10.03.2012	B2	70.892	259881	0.116	1.552	0.482
15	11476	09.05.2012-13.05.2012	B3	30.554	250373	0.114	1.786	0.444
16	11515	01.07.2012-05.07.2012	B2	79.723	218173	0.116	1.561	0.443
17	11520	10.07.2012-14.07.2012	B3	13.383	670758	0.102	1.633	0.296
18	11618	20.11.2012-23.11.2012	B3	6.751	165853	0.093	1.344	0.218
19	11711	04.04.2013-07.04.2013	A1	0.170	272155	0.077	0.776	0.043
20	11748	18.05.2013-21.05.2013	B3	15.976	152667	0.078	1.232	0.495
21	11777	24.06.2013-27.06.2013	U2	2.231	156624	0.067	0.658	0.001
22	11823	19.08.2013-22.08.2013	U2	0.100	128293	0.068	0.795	0.006
23	11836	31.08.2013-04.09.2013	U2	1.288	252750	0.067	0.900	0.049
24	11861	11.10.2013-14.10.2013	B1	6.888	181001	0.084	1.085	0.199
25	11872	19.10.2013-22.10.2013	U2	0.001	34452	0.073	0.756	0.036
26	11875	21.10.2013-24.10.2013	A2	26.823	236139	0.097	1.438	0.471
27	11890	07.11.2013-10.11.2013	A2	55.630	295070	0.096	1.510	0.631
28	11899	17.11.2013-20.11.2013	U2	3.846	389635	0.070	1.401	0.004
29	11936	27.12.2013-30.12.2013	B2	18.500	175148	0.094	1.050	0.138
30	11944	06.01.2014-09.01.2014	B2	34.986	606592	0.089	1.404	0.485
31	11949	12.01.2014-16.01.2014	A1	0.100	195143	0.070	0.786	0.053
32	11968	01.02.2014-05.02.2014	B2	11.756	277975	0.097	1.271	0.128
33	11974	10.02.2014-13.02.2014	B2	22.659	217301	0.099	1.406	0.473
34	11991	02.03.2014-05.03.2014	B2	6.018	132407	0.094	1.350	0.365
35	12002	12.03.2014-15.03.2014	A2	9.575	150461	0.090	1.061	0.173
36	12014	24.03.2014-27.03.2014	B1	4.900	215467	0.084	0.952	0.078
37	12061	15.05.2014-18.05.2014	A1	0.243	98130	0.073	0.715	0.005
38	12075	27.05.2014-31.05.2014	U1	0.001	52558	0.066	0.666	0.001
39	12090	15.06.2014-18.06.2014	A1	0.001	81860	0.074	0.660	0.000
40	12109	07.07.2014-10.07.2014	B1	2.546	170211	0.102	1.042	0.081

Таблица 1 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
41	12121	26.07.2014-29.07.2014	B1	0.480	189190	0.077	0.812	0.061
42	12149	26.08.2014-29.08.2014	A2	7.022	200521	0.067	0.873	0.058
43	12158	09.09.2014-12.09.2014	B1	12.998	169590	0.095	0.983	0.118
44	12192	22.10.2014-25.10.2014	B3	101.644	642762	0.120	1.733	0.335
45	12205	08.11.2014-12.11.2014	B2	47.154	237053	0.091	1.626	0.554
46	12222	30.11.2014-04.12.2014	A2	10.654	203536	0.100	1.107	0.112
47	12236	15.12.2014-19.12.2014	U1	0.200	103247	0.091	0.766	0.014
48	12253	03.01.2015-06.01.2015	A2	7.830	222371	0.095	1.306	0.186
49	12261	13.01.2015-17.01.2015	U1	0.001	498842	0.080	0.958	0.097
50	12268	27.01.2015-30.01.2015	B2	7.607	243552	0.086	1.046	0.095
51	12297	11.03.2015-14.03.2015	B3	46.318	201527	0.095	1.784	0.792
52	12305	25.03.2015-29.03.2015	B1	1.327	305399	0.077	1.224	0.114
53	12320	06.04.2015-09.04.2015	B2	6.415	290701	0.078	1.027	0.174
54	12339	10.05.2015-13.05.2015	B2	8.793	338826	0.102	0.996	0.145
55	12348	17.05.2015-21.05.2015	U1	0.001	45014	0.065	0.718	0.031
56	12367	15.06.2015-19.06.2015	A2	11.150	254671	0.099	1.154	0.112
57	12371	20.06.2015-23.06.2015	B1	18.828	200325	0.101	1.178	0.185
58	12381	07.07.2015-10.07.2015	A1	5.253	123153	0.088	1.074	0.088
59	12396	06.08.2015-09.08.2015	A2	2.931	141725	0.113	1.162	0.181
60	12403	22.08.2015-25.08.2015	A2	30.097	267332	0.114	1.617	0.319
61	12421	23.09.2015-27.09.2015	B1	1.736	83931	0.078	0.945	0.061
62	12443	02.11.2015-05.11.2015	B2	11.844	259683	0.098	1.157	0.160
63	12470	17.12.2015-21.12.2015	U1	0.644	257603	0.083	0.824	0.068
64	12473	25.12.2015-30.12.2015	B2	9.019	172338	0.108	1.168	0.149
65	12480	10.01.2016-14.01.2016	A1	0.232	96851	0.073	0.770	0.013
66	12494	05.02.2016-07.02.2016	B1	1.773	71474	0.084	0.989	0.095
67	12529	12.04.2016-16.04.2016	A2	8.102	231350	0.097	1.131	0.071
68	12544	13.05.2016-16.05.2016	A2	1.808	75401	0.093	1.073	0.160
69	12615	02.12.2016-05.12.2016	A2	4.608	93638	0.088	1.056	0.089
70	12644	27.03.2017-30.03.2017	A2	19.272	90932	0.090	1.018	0.106
71	12673	02.09.2017-05.09.2017	B3	223.858	103291	0.102	1.490	0.467
72	12674	03.09.2017-06.09.2017	A1	0.757	199944	0.093	1.035	0.112
73	12680	14.09.2017-17.09.2017	U2	0.231	42603	0.061	0.737	0.023
74	12699	09.02.2018-12.02.2018	A1	1.300	96411	0.089	1.086	0.094
75	12741	11.05.2019-14.05.2019	U2	0.154	109790	0.065	0.866	0.056

Хэйла, закону Джоя, правилу доминирования лидирующего пятна) биполярные группы пятен без дельта-структур; A2 - регулярные биполи, содержащие малые (по сравнению с лидирующим пятном) дельта-структуры; B1 - биполярные группы пятен с нарушением хотя бы одной из вышеуказанных закономерностей глобального динамо; B2 - области, состоящие из нескольких одинаково направленных биполей, а также области с доминирующей дельта-структурой; B3 - многополярные АО, состоящие из нескольких приблизительно равноценных

пятен обеих полярностей, расположенных произвольно. Пятый столбец таблицы - вспышечный индекс (FI) - параметр, характеризующий вспышечную продуктивность АО. Согласно [9], вспышечный индекс равен 1.0 (100.0) если в АО ежедневно происходит одна вспышка рентгеновского класса C1.0 (X1.0). Величина FI вычисляется за все время нахождения области на видимом диске Солнца. В шестом столбце содержится информация о площади, занимаемой АО (точнее - о количестве пикселей на SHARP-магнитограмме внутри маски bitmap, поставляемой с магнитографическими данными инструмента HMI/SDO, которая обозначает собственно границы АО). Последние три столбца таблицы содержат информацию о величинах параметров, характеризующих величину $\nabla_{\perp} B_z$ в исследуемых областях - усредненную за время мониторинга (усреднение по времени здесь обозначается чертой сверху) среднюю величину $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ (седьмой столбец), усредненную за время мониторинга среднюю величину в окрестности его максимального значения $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ (восьмой столбец) и усредненную за время мониторинга области максимальную величину $\nabla_{\perp} B_z$ между пятнами в АО $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}}$ (девятый столбец). Детально эти параметры проанализированы ниже в разделе 4.

3. *Вычисление анализируемых параметров.* Методы вычисления и применяемые подходы подробно описаны в [1]. Таким образом, здесь применены два подхода к вычислению величины $\nabla_{\perp} B_z$ - современный, требующий магнитографических данных высокого пространственного разрешения и позволяющий строить детализированные карты пространственного распределения величины $\nabla_{\perp} B_z$ на заданном уровне солнечной атмосферы, в рассмотренном здесь случае - на уровне фотосферы Солнца (пример подобной карты см. рис.1 в [1]), и классический, который применялся еще в первых работах, посвященных данной тематике. Вычисления величины $\nabla_{\perp} B_z$ с применением современного подхода выполнены с использованием выражений (1) и (2), классического подхода - с использованием выражения (5), представленных в [1].

В рамках каждого подхода были определены параметры, описывающие величину $\nabla_{\perp} B_z$. Для современного подхода это средняя по АО величина поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ (см. выражение (3) в [1]) и средняя величина $\nabla_{\perp} B_z$ пикселей, окружающих точку с максимальным значением градиента $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ (см. выражение (4) в [1]). Для классического подхода параметром, характеризующим величину $\nabla_{\perp} B_z$, был определен максимальный градиент между парами пятен (вернее - между холмами магнитного поля) в АО $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}}$.

4. *Результаты.* Усредненные за время мониторинга АО (см. третий столбец табл.1) величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$, $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ и $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}}$ представлены,

соответственно, в седьмом, восьмом и девятом столбцах таблицы, а результаты сопоставления данных параметров со вспышечным индексом АО показаны на графиках рис.1, рис.3 и рис.4.

4.1. *Современный подход к вычислению поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля: статистический анализ и основные результаты.* Зависимость между величинами $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ и FI представлена на рис.1. На верхнем графике здесь и далее на рис.2-4 символами разного цвета отмечены области с разной вспышечной продуктивностью (пустыми кружочками отмечены области, в которых не наблюдалось вспышек рентгеновского класса C1.0 и выше, серыми кружочками - области со вспышками

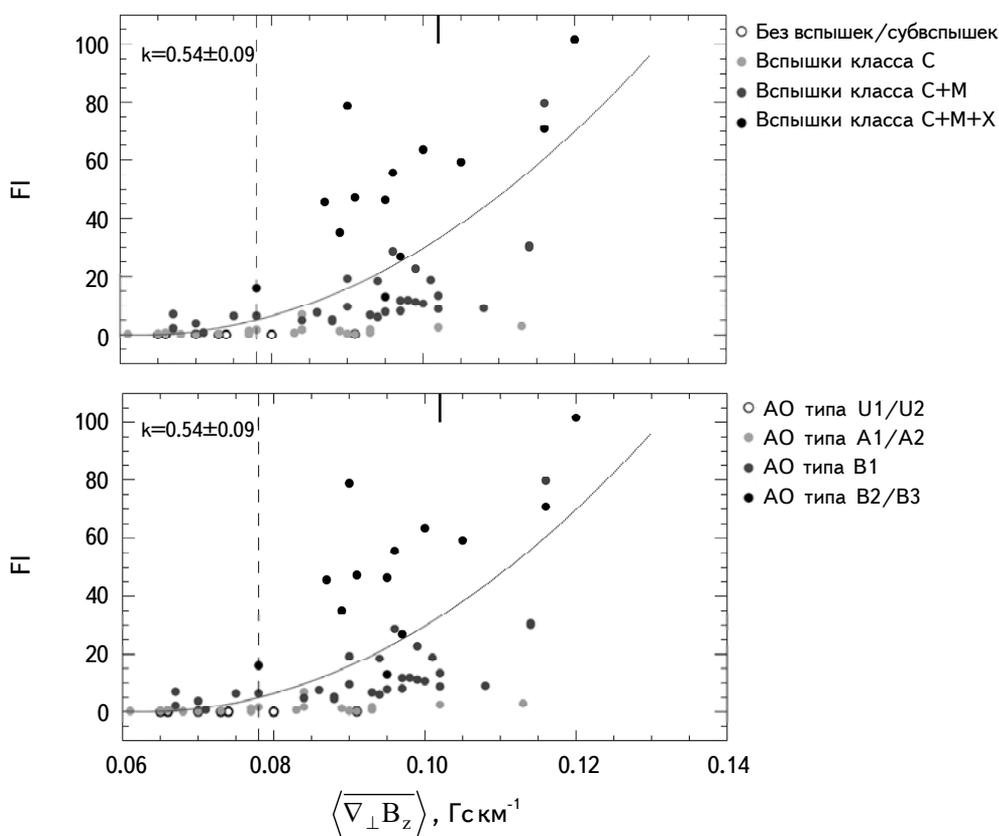


Рис.1. Графики зависимости между усредненной по времени мониторинга средней по АО величиной поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ и уровнем вспышечной активности области (вспышечным индексом) FI. На верхнем графике символами разного цвета закодирован рентгеновский класс наиболее мощной вспышки, зарегистрированной в АО, на нижнем - тип АО согласно ММК. Вертикальным пунктиром с длинным штрихом отмечено критическое (пороговое) значение величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$. Вертикальной жирной чертой отмечено положение области NOAA 12673 с FI = 223.858.

класса С, темно-серыми - АО, в которых, помимо вспышек класса С зафиксированы вспышки рентгеновского класса М, черными кружочками - области, в которых зафиксирована по крайней мере одна вспышка рентгеновского класса X1.0 и выше). Информацию о наиболее мощной вспышке в АО и дате ее наблюдения можно посмотреть в четвертом столбце табл.1 в [1]. На нижнем графике рис.1 и далее на рис.2-4 закодированы типы АО согласно ММК: пустыми кружочками отмечены области типа U1/U2, серыми - области типа A1/A2, темно-серыми - АО типа В1, черными кружочками - области типа В2/В3. Черной жирной чертой на верхней абсцисе графиков рис.1 и последующих рисунках отмечено местоположение области NOAA 12673 - она имеет высокий вспышечный индекс ($FI_{12673} = 223.858$), вследствие чего демонстрация этой точки ухудшает нормальную читабельность графиков.

Как видно из графиков, представленных на рис.1, зависимость $\langle \overline{\nabla_{\perp} B_z} \rangle$ - FI не линейная, а квадратичная, с коэффициентом корреляции, рассчитанного методом наименьших квадратов, $k=0.54$. Обращает на себя внимание относительно

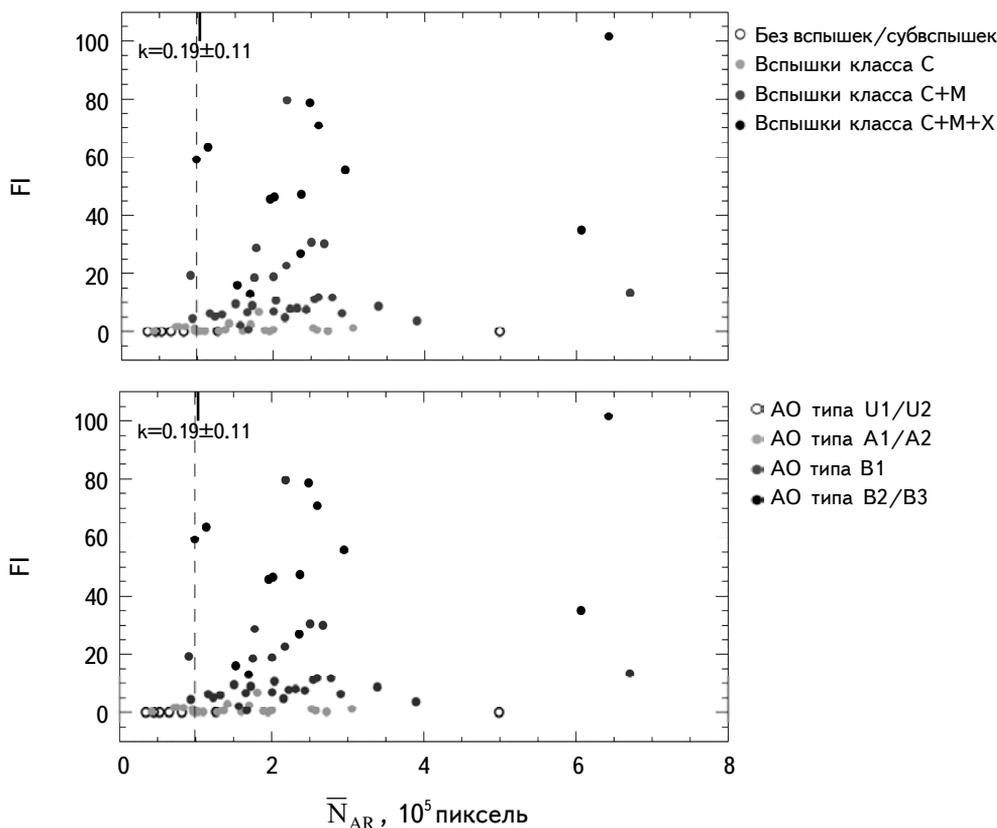


Рис.2. Графики зависимости между общей площадью АО (количество пикселей внутри маски bitmap, N) и вспышечным индексом (FI). Обозначения те же, что и на рис.1.

малый разброс точек по горизонтальной оси - для большинства АО исследуемой выборки величина $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ находится в пределах 0.08-0.12 Гс км⁻¹. Небольшой разброс значений величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ обусловлен ее зависимостью от площади АО. В то же время, вспышечная продуктивность АО достаточно слабо зависит от ее площади - встречаются как компактные области с высокой активностью, так и крупные; в то же время большие по площади АО не всегда являются источниками вспышек высоких рентгеновских классов. Достаточно наглядно это продемонстрировано на графиках рис.2, где представлена зависимость вспышечного индекса от площади АО (количества пикселей в маске bitmap).

Отсутствие высокой корреляции между анализируемыми параметрами на графиках рис.1 и рис.2 ни коим образом не означает одновременно отсутствие в них ценной для анализа информации. Вследствие того, что анализируемая

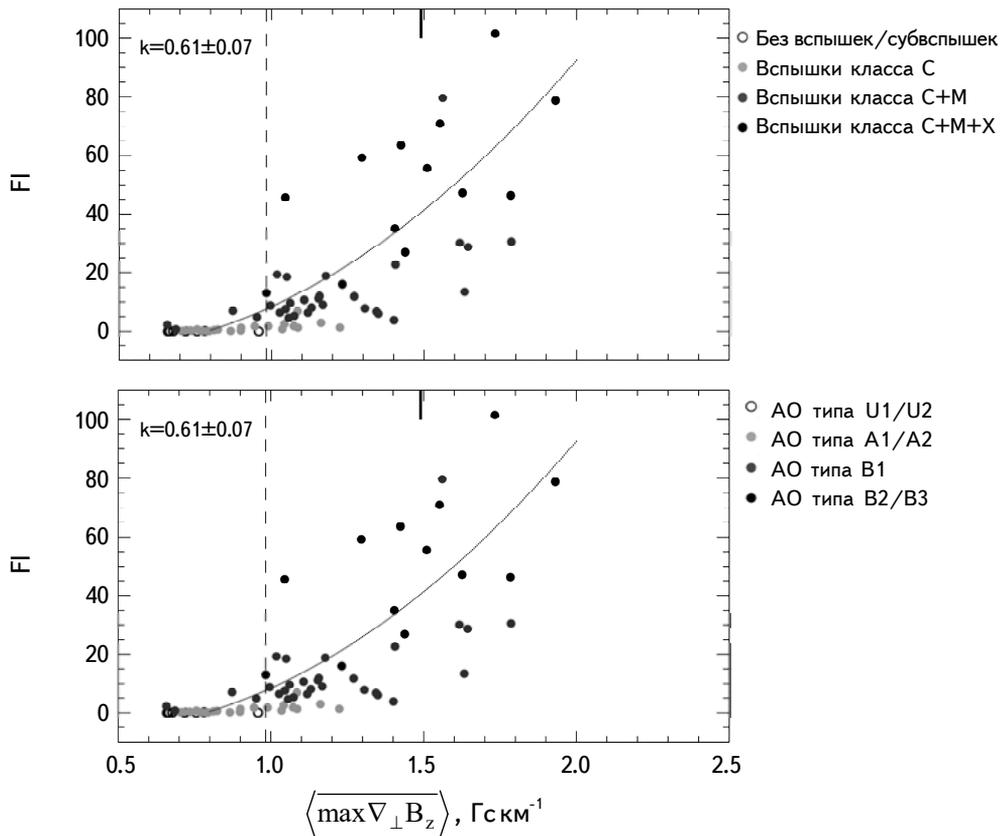


Рис.3. Зависимость между усредненной по времени величиной средней величины поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля в окрестности точки с максимальным значением градиента $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ и вспышечным индексом (FI) АО. Обозначения те же, что и на рис.1.

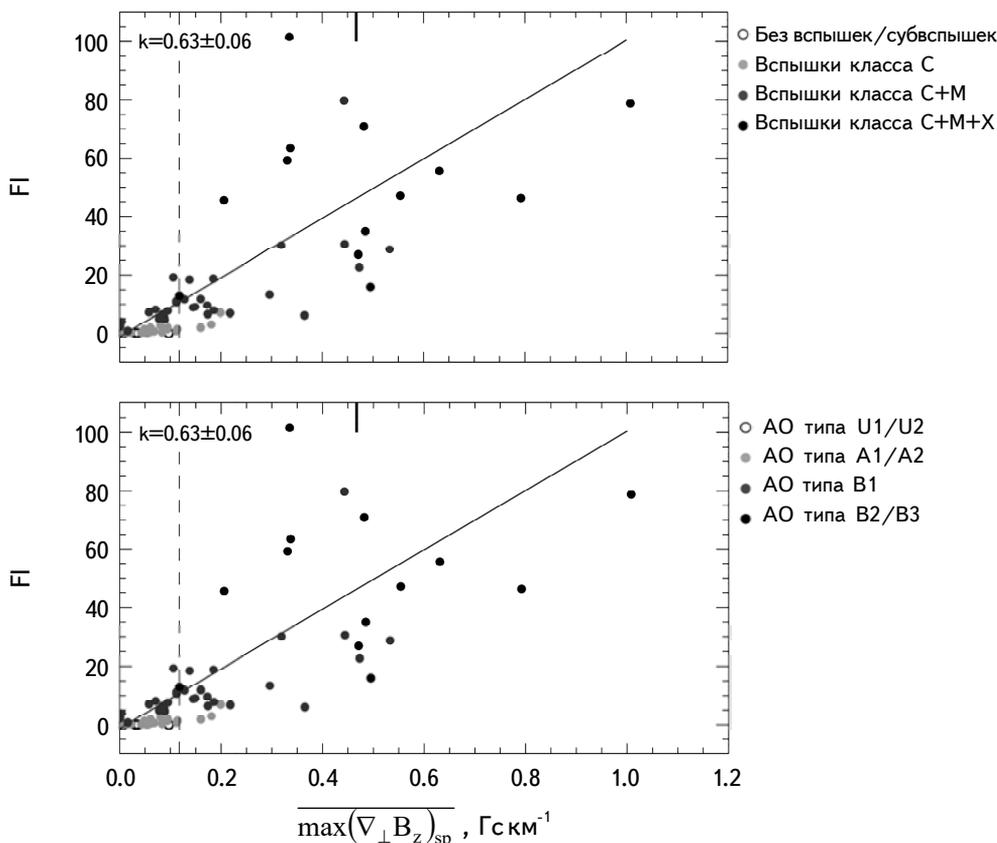


Рис.4. Зависимость между усредненной по времени максимальной величиной поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля между пятнами в АО $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ и вспышечным индексом (FI) АО. Обозначения те же, что и на рис.1.

выборка достаточно обширна, графики позволяют оценить пороговые значения параметров $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ и \bar{N}_{AR} : при превышении данной величины в АО могут фиксироваться вспышки наиболее высоких рентгеновских классов, а в случае, если значения этих параметров ниже пороговых, следует ожидать более низкой вспышечной продуктивности области. Из графиков рис.1 и рис.2, а также данных табл.1, следует, что пороговое значение для величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ равно 0.078 Гс км^{-1} , для величины $\bar{N}_{AR} - \approx 10^5$ пикселей.

Зависимость $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle - FI$ показана на рис.3. Как и для зависимости $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle - FI$, здесь аппроксимация квадратичная с коэффициентом корреляции $k=0.61$. Интересно отметить, что аппроксимация линейной функцией дает коэффициент корреляции очень близкий по своему значению к коэффициенту корреляции при аппроксимации квадратичной функцией. Таким образом,

зависимость $\langle \overline{\max \nabla_{\perp} B_z} \rangle$ - FI можно считать квазилинейной. Более высокая корреляция между величинами $\langle \overline{\max \nabla_{\perp} B_z} \rangle$ и FI по сравнению с корреляцией для пары $\langle \overline{\nabla_{\perp} B_z} \rangle$ - FI говорит о правильности выбора величины $\langle \overline{\max \nabla_{\perp} B_z} \rangle$ как параметра, описывающего поперечную компоненту градиента продольного магнитного поля.

Для величины $\langle \overline{\max \nabla_{\perp} B_z} \rangle$, как и для параметров $\langle \overline{\nabla_{\perp} B_z} \rangle$ и \bar{N}_{AR} , исходя из данных рис.3 и табл.1, можно определить пороговое значение, которое равно 0.983 Гс км^{-1} .

4.2. Классический подход к вычислению поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля: статистический анализ и основные результаты. В рамках применения классического подхода, основным параметром, который описывает величину $\nabla_{\perp} B_z$ был принят максимальный градиент между пятнами в АО $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$. Графики зависимости $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}}$ - FI представлены на рис.4.

Здесь видно, что зависимость $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}}$ - FI линейная, с коэффициентом корреляции $k=0.63$. Как и в случае с параметрами, описывающими поперечную компоненту градиента продольного магнитного поля в рамках современного подхода вычисления данной величины, параметр $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}}$ также имеет пороговое значение, равное 0.118 Гс км^{-1} , что близко к значению в 0.1 Гс км^{-1} , определенному советскими астрономами еще в конце 50-60-х годах XX в. [10-12].

5. Выводы и обсуждение. На статистически значимой выборке из 75 АО 24-го цикла солнечной активности, обладающих разным уровнем вспышечной продуктивности, произведен анализ параметров, описывающих величину поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля $\nabla_{\perp} B_z$, подтверждены и дополнены результаты, полученные ранее [2] на существенно меньшем статистическом материале. Сделаны следующие выводы:

1. Отсутствует линейная зависимость между усредненной за время наблюдения средней величиной поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля $\langle \overline{\nabla_{\perp} B_z} \rangle$ и вспышечным индексом (FI) АО. Нелинейный характер зависимости и низкий коэффициент корреляции ($k=0.54$) для пары параметров $\langle \overline{\nabla_{\perp} B_z} \rangle$ - FI объясняется тем, что величина $\langle \overline{\nabla_{\perp} B_z} \rangle$ является функцией площади АО, в то время, как величина вспышечного индекса АО от площади не зависит. Зависимостью от площади можно объяснить и сравнительно малый разброс в величине $\langle \overline{\nabla_{\perp} B_z} \rangle$ для АО с низкой и высокой вспышечной продуктивностью: для подавляющего большинства областей анализируемой выборки данный параметр находится в диапазоне значений $0.08-0.12 \text{ Гс км}^{-1}$.

2. Существует квазилинейная зависимость между усредненной по времени

величиной средней величины поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля в окрестности точки максимума величины градиента $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ и вспышечным индексом АО (FI) с коэффициентом корреляции $k = 0.61$.

3. Существует линейная/квазилинейная зависимость между усредненной по времени максимальной величиной поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля между пятнами $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}}$ и уровнем вспышечной продуктивности АО (FI) с коэффициентом корреляции $k = 0.63$.

4. Статистический анализ позволяет найти пороговые значения параметров, описывающих поперечную компоненту градиента продольного магнитного поля:

а. Для усредненной по времени средней по АО величины поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle \geq 0.078 \text{ Гс км}^{-1}$;

б. Для усредненной по времени средней величины поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля в окрестности его максимального значения $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle \geq 0.983 \text{ Гс км}^{-1}$;

в. Для усредненной по времени максимальной величины поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля между пятнами в АО $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}} \geq 0.118 \text{ Гс км}^{-1}$.

При значениях анализируемых параметров, ниже критических, ни в одной из областей анализируемой выборки вспышек рентгеновских классов X не фиксировалось.

Автор признателен коллегам по исследовательской группе, сотрудникам Отдела физики Солнца и солнечной системы КраО РАН В.И.Абраменко, А.С.Куценко, О.К.Куценко, А.В.Жуковой, А.А.Плотникову, Р.А.Сулеймановой и Д.В.Литвишко за обсуждение результатов, полученных в работе. Автор благодарит рецензента за интерес к работе. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки (НИР №1021051101548-7-1.3.8).

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым,
Россия, e-mail: yuriy_fursyak@mail.ru

TRANSVERSE GRADIENTS OF A LONGITUDINAL
MAGNETIC FIELD IN ACTIVE REGIONS WITH
DIFFERENT LEVEL OF FLARE PRODUCTIVITY. II.
STATISTICAL ANALYSIS

Yu.A.FURSYAK

The work is part of a study devoted to the study of longitudinal magnetic field gradients in active regions (ARs) with different levels of flare productivity. Here, we performed a statistical analysis of the parameters describing the transverse component of the longitudinal magnetic field gradient $\nabla_{\perp} B_z$ in the active regions of the AR: the AR-averaged transverse component of the longitudinal magnetic field gradient $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$, the average $\nabla_{\perp} B_z$ in the vicinity of a point with its maximum value $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$, the maximum value of $\nabla_{\perp} B_z$ between pairs of spots in the AR $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$. To calculate the indicated parameters, we used magnetograms of the B_z component of the magnetic field vector at the level of the solar photosphere obtained by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO). The statistical sample contains data on 75 ARs. The values of the analyzed parameters averaged over the monitoring time are compared with the level of the flare productivity of the AR (flare index, FI). It is shown that: 1. The dependence $\overline{\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle}$ (the overline indicates the averaging over AR monitoring time) - FI is quadratic with the correlation coefficient $k=0.54$, and the spread of values of the values $\overline{\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle}$ is small (for the vast majority of the studied ARs, it is within $0.08 - 0.12 \text{ G km}^{-1}$) and differs very little for ARs with low and high flare productivity, which can be explained by the dependence of the value of $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ on the AR area. 2. Dependence $\overline{\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle}$ - FI is quasi-linear with correlation coefficient $k=0.61$. 3. Dependence $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}}$ - FI is linear with correlation coefficient $k=0.63$. 4. The threshold values of the analyzed parameters are revealed: for the $\overline{\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle} \geq 0.078 \text{ G km}^{-1}$, for the $\overline{\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle} \geq 0.983 \text{ G km}^{-1}$, and for the parameter $\overline{\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}} \geq 0.118 \text{ G km}^{-1}$. At lower values of the analyzed parameters, the X-class X-ray flares were not recorded in any AR of the analyzed sample.

Keywords: *Sun: active regions: solar flare activity: magnetic field: magnetic field gradients*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Yu.A.Fursyak*, *Astrophysics*, **66**, 532, 2023.
2. *Ю.А.Фурсяк*, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обс.*, **118**, 39, 2022.
3. *P.H.Scherrer, J.Schou, R.I.Bush et al.*, *Solar Phys.*, **275**, 207, 2012.
4. *W.D.Pesnell, B.J.Thompson, P.C.Chamberlin*, *Solar Phys.*, **275**, 3, 2012.
5. *M.V.Bobra, X.Sun, J.T.Hoeksema et al.*, *Solar Phys.*, **289**, 3549, 2014.
6. *А.В.Жукова*, *Изв. Крымск. Астрофиз. обс.*, **114**, 74, 2018.
7. *V.I.Abramenko, A.V.Zhukova, A.S.Kutsenko*, *Geomagnetism and Aeronomy*, **58**, 1159, 2018.
8. *V.I.Abramenko*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **507**, 3698, 2021.
9. *V.I.Abramenko*, *Astrophys. J.*, **629**, 1141, 2005.
10. *А.Б.Северный*, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обс.*, **20**, 22, 1958.
11. *А.Б.Северный*, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обс.*, **22**, 12, 1960.
12. *А.М.Зверева, А.Б.Северный*, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обс.*, **41-42**, 97, 1970.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-91

DUST ION ACOUSTIC SOLITARY WAVES IN PLASMA WITH CAIRNS DISTRIBUTED ELECTRONS AND NEW CLASSICAL DISTRIBUTION OF IONS

B.C.KALITA¹, R.KALITA², S.DAS³

Received 23 September 2023

Accepted 7 March 2024

In this composition of plasma with negative dust charge, new classical distribution of nonthermal ions and Cairns distributed electrons, both supersonic and subsonic only rarefactive solitons are found to exist. It appears to conclude that the solitons cease to exist at the increase of c . The supersonic ($M=1.4$) rarefactive solitons considerably and concavely increase from small amplitude with the increase of the ion to dust density ratio Q for various values of temperature α . The concave but increasing growth of amplitude of the rarefactive solitons for all $M (>1)$ exhibits its distinct character. Smaller the Mach number (e.g., for $M=1.2$), smaller is the amplitude of the solitons throughout the range of v_0 (ion drift). The amplitudes of the rarefactive supersonic solitons are found to increase at the increase of the non-thermal parameter β for all $r (= n_{e0} / n_{i0})$. The dynamical scenario of this model indicates that the mass of the dusts should decrease in the plasma to generate higher amplitude solitons.

Keywords: *solitary waves: Cairns distributed electrons: new classical distribution of ions*

1. *Introduction.* The new domain of plasma physics relating to dusty plasmas has been studied extensively in the past decades. Dust grains acting as negatively charged (in general) are plentifully exist in planetary rings, in interstellar medium, neighborhood of stars and in earth's atmosphere. In addition to the normal components of ions and electrons, heavier dust grains are seen to play significant role in the formation of nonlinear waves in space plasma. The investigation of nonlinear waves in the form of dust ion acoustic waves (DIAW) has attracted a big deal of attention in the field of plasma physics because of their application in various theoretical as well as laboratory works [1-4].

It has been found that the presence of static charged dust grains in plasma can generate extremely low frequency dust acoustic wave [5] in absence of magnetic field and can modify [6] the existing wave spectra. The fluctuations of dust charge are found to act as damping source to dust acoustic waves. Many results (with minor corrections) of negative ion plasmas can be adapted to dusty plasma for its low frequency behaviour when the wave length and the inter-particle distance are much larger than the grain size. By means of distribution of immobile dust

particles in plasmas, creation of spatial in homogeneity can be seen in interpreting the low frequency noise enhancement observed by the Vega and Giotto space probes in the dusty regions of Halley's Comet.

Dust acoustic waves (DA) propagating [5] linearly as a normal mode and nonlinearly as supersonic solitons of either positive or negative electrostatic potentials in a dusty plasma have been studied with inertial charged dusts and Boltzmann distributed electrons and ions. Many authors [7-10] have investigated DIAW's under various plasma compositions. In the study of nonlinear dust acoustic waves [11], large amplitude rarefactive as well as compressive solitons are reported to exist in an un magnetized dusty plasma with the effects of vortex-like and non thermal ion distributions. In a similar approach following Cairns distribution [12] with sufficient non thermality in the ions and negative charges on the dust along with electrons [13], the existence of both positive and negative solitary structures was investigated in some parameter space. Besides, taking the non thermal parameter in the non thermal distribution of ions as variable, DA solitary waves are studied in dusty plasma [14] with the help of pseudo-potential method. DA solitary waves through Zakharov-Kuznetsov (ZK) equation [15] in obliquely propagating magnetized dusty plasma with mobile negatively charged dusts, two temperature maxwellian ions and non inertial electrons have also been investigated. The authors [16] have also found that the features of the DA waves are significantly modified by different parameters like external magnetic field, relative ion and electron temperature ratio and number densities of two population ions. Besides, [17] have studied basic characteristics of non planar dust ion acoustic Gardner solitons (GSs) by considering a dusty plasma consisting of non-inertial negative static dust, inertial ions and two population of Boltzmann electrons with two distinctive temperatures. They have found that different electron temperatures can significantly modify wave dynamics. In this investigation, the authors [18] have found DA shock waves in a dusty plasma consisting of charged mobile dust, maxwellian ions and two distinctive temperatures of non-extensive electrons by deriving Burgers equation. The results obtained in this study [18] agree with the results of [17]. Rarefactive solitons in magnetized non thermal dusty electronegative plasma have been reported [19] in which width is shown to decrease at the increase of \bar{B}_0 whereas the amplitude is reported to remain unaffected.

The nonlinear DIAW and DIA shock waves implicitly related to Korteweg de Vries-Burger (KdVB) equation due to non-adiabatic charge variation of dust particles have also been studied [20]. Further in IA waves in dusty plasma, the troughs of the first sinusoidal pulse is found to become shallow and Mach speed of the peak in the oscillation is shown experimentally [21] to decrease when negatively charged dusts are mixed in the plasma. DIA solitons in dusty plasma with high energy-tail electron distribution have also been established [22].

In our present investigation we have found dust ion acoustic waves with negative potentials only and the results are in agreement with the new classical distribution of ions [23]. The DA solitary waves and cnoidal (periodic) waves were investigated [24] by using the bifurcation theory and the effects of the self-gravitation and the polarization forces on the soliton amplitudes were also studied. The dynamical motions of ion acoustic waves [25] in an magnetized plasma with superthermal electrons is studied by employing direct approach of bifurcation theory of planar dynamical systems. Recently, using the KdVB equation DA solitary and periodic waves were investigated [26] in magnetized self-gravitating dusty plasma. Mamun [27] studied the nonlinear DAWs and he showed that the presence of positively charged dust grains causes the coexistence of both positive and negative solitary potential structures. Further in the reviews by [28] with many references to the older literature, the details about various aspects of dusty plasmas can also be found. Very recently, it was shown that the region of existence of large amplitude both rarefactive and compressive DA solitons is determined by polarization force parameter, change ratio and the Mach number [29]. Also the authors [30] have derived the effect of polarization force (PF) and nonthermality parameter in the formation of cnoidal structures, with the help of KdV equation in unmagnetized dusty plasma. Nonetheless, many investigations have been done and numerous number of papers which cannot be cited together. In this manuscript, the basic equations of the mobile dusts, non-thermal ions, Cairns distributed electrons and the Poisson equation are included in section 2, energy integral is derived in section 3, conditions of existence of solitary waves are established in section 4, discussion containing the results is included in section 5. Lastly, it is followed by references.

2. *Basic equations of the model.* The basic equations governing this model of plasma are described as follows:

For negatively charged dusts,

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \frac{\partial(n_d v_d)}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_d}{\partial t} + v_d \frac{\partial v_d}{\partial x} = z_d \frac{\partial \phi}{\partial x}. \quad (2)$$

For ions,

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{1}{Q} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\alpha}{Q} \left(\frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} \right), \quad \text{with } Q = \frac{m_i}{m_d}, \quad \alpha = \frac{T_i}{T_e}. \quad (4)$$

For the electrons, we consider the Cairns distribution

$$n_e = (1 - \beta\phi + \beta\phi^2) \exp(\phi), \quad (5)$$

where $\beta = 4s/(3s+1)$ with s being non-thermal parameter which are supplemented by the Poisson equation,

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = (n_e + z_d n_d - n_i). \quad (6)$$

We consider the system of equations (1)-(6) in non-dimensional form by normalizing densities by the equilibrium ion density n_{i0} , velocities by the dust-acoustic speed $C_d = (kT_e/m_d)^{1/2}$, distances by the Debye length $\lambda_{De} = (kT_e/4\pi m_{i0} e^2)^{1/2}$, electrostatic potential ϕ by kT_e/e and time by the λ_{De}/C_d following the procedure adopted by the authors [13].

Introducing the new coordinate η defined by $\eta = k_x x - Mt$ and integrating under the boundary conditions $n_d = n_{d0}$, $n_i = n_{i0} = 1$, $n_e = n_{e0}$, $v_d = 0$, $v_i = v_0$ (ion drift) and $\phi = 0$ at $\eta \rightarrow \infty$, we get from equations (1)-(5) and (6),

$$v_d = \frac{M}{k_x} \left(1 - \frac{n_{d0}}{n_d} \right) \quad (7)$$

$$n_d = n_{d0} \left(1 + \frac{2z_d k_x^2 \phi}{M^2} \right)^{-1/2} \quad (8)$$

$$v_i = \left(v_0 - \frac{M}{k_x} \right) \frac{1}{n_i} + \frac{M}{k_x} \quad (9)$$

$$n_i = \exp\left(-\frac{\phi}{\alpha}\right) \exp\left(\frac{Qc^2}{2\alpha} \left(1 - \frac{1}{n_i^2}\right)\right) \quad (10)$$

$$n_e = n_{e0} (1 - \beta\phi + \beta\phi^2) \exp(\phi). \quad (11)$$

Following the new distribution of ions [23] with $c = \left(v_0 - \frac{M}{k_x}\right) \neq 0$, Eqs.(10) can be expressed as

$$n_i = 1 + \frac{1}{(Qc^2 - \alpha)} \phi + \frac{(3Qc^2 - \alpha)}{2!(Qc^2 - \alpha)^3} \phi^2 + \frac{15Q^2 c^4 - 4Qc^2 \alpha + \alpha^2}{3!(Qc^2 - \alpha)^5} \phi^3 + \dots \quad (12)$$

$$k_x^2 \frac{d^2 \phi}{d\eta^2} = n_e + z_d n_d - n_i. \quad (13)$$

3. Derivation of energy integral. Substituting the results of n_d , n_i , and n_e from equations (8), (10) and (11) in equation (13), we get

$$k_x^2 \frac{d^2 \phi}{d\eta^2} = n_{e0} (1 - \beta\phi + \beta\phi^2) \exp(\phi) + z_d n_{d0} \left(1 + \frac{2z_d k_x^2 \phi}{M^2} \right)^{1/2} - 1 - \frac{1}{(Qc^2 - \alpha)} \phi - \frac{(3Qc^2 - \alpha)}{2!(Qc^2 - \alpha)^3} \phi^2 - \frac{15Q^2 c^4 - 4Qc^2 \alpha + \alpha^2}{3!(Qc^2 - \alpha)^5} \phi^3,$$

truncating the terms of order $O(\phi^4)$ and higher than it from equation (12) subject to the conditions $Qc^2 - \alpha > 1$ and small $\phi < 1$.

Multiplying both sides of the above equation by $d\phi/d\eta$, we get

$$k_x^2 \frac{d}{d\eta} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{d\eta} \right)^2 \right] = \left[n_{e0} (1 - \beta\phi + \beta\phi^2) \exp(\phi) + z_d n_{d0} \left(1 + \frac{2z_d k_x^2 \phi}{M^2} \right)^{1/2} - 1 - \frac{1}{(Qc^2 - \alpha)} \phi - \frac{(3Qc^2 - \alpha)}{2!(Qc^2 - \alpha)^3} \phi^2 - \frac{15Q^2 c^4 - 4Qc^2 \alpha + \alpha^2}{3!(Qc^2 - \alpha)^5} \phi^3 \right] \frac{d\phi}{d\eta}.$$

We get the energy integral after integration as

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{d\eta} \right)^2 + V(\phi) = 0, \quad (14)$$

where

$$V(\phi) = - \left[\frac{n_{e0}}{k_x^2} \left\{ (1 + 3\beta - 3\beta\phi + 3\beta\phi^2) \exp(\phi) - (1 + 3\beta) \right\} + \frac{M^2 n_{d0}}{k_x^4} \left\{ \left(1 + \frac{2z_d k_x^2 \phi}{M^2} \right)^{1/2} - 1 \right\} - \frac{\phi}{k_x^2} - \frac{1}{2(Qc^2 - \alpha) k_x^2} \phi^2 - \frac{(3Qc^2 - \alpha)}{3!(Qc^2 - \alpha)^3 k_x^2} \phi^3 - \frac{15Q^2 c^4 - 4Qc^2 \alpha + \alpha^2}{4!(Qc^2 - \alpha)^5 k_x^2} \phi^4 \right]. \quad (15)$$

Equation (14) is the energy integral and $V(\phi)$ given by (15) is the Sagdeev potential.

4. Conditions for the existence of solitary waves. The necessary conditions for the existence of localized solitary wave solutions can be obtained by studying the behaviour of the potential $V(\phi)$ near $\phi = 0$, and $\phi = \phi_m$, where ϕ_m is the maximum value of ϕ i.e., the amplitude of the solitary wave pulse. For solitary wave solutions, the required conditions are

$$V(\phi) = V'(\phi) = 0, \quad \text{at } \phi = 0, \quad V(\phi_m) = 0 \quad (16)$$

$$\text{and } V(\phi) < 0 \quad \text{between } \phi = 0 \quad \text{and } \phi = \phi_m. \quad (17)$$

Setting $V(\phi_m) = 0$, we can obtain the nonlinear dispersion relation for amplitude ϕ_m as

$$\begin{aligned} & \frac{n_{e0}}{k_x^2} \left\{ (1 + 3\beta - 3\beta\phi_m + 3\beta\phi_m^2) \exp(\phi_m) - (1 + 3\beta) \right\} + \frac{M^2 n_{d0}}{k_x^4} \left\{ \left(1 + \frac{2z_d k_x^2 \phi_m}{M^2} \right)^{1/2} - 1 \right\} \\ & - \frac{\phi_m}{k_x^2} - \frac{1}{2(Qc^2 - \alpha) k_x^2} \phi_m^2 - \frac{(3Qc^2 - \alpha)}{3!(Qc^2 - \alpha)^3 k_x^2} \phi_m^3 - \frac{15Q^2 c^4 - 4Qc^2 \alpha + \alpha^2}{4!(Qc^2 - \alpha)^5 k_x^2} \phi_m^4. \end{aligned} \quad (18)$$

This gives the amplitude ϕ_m of the solitons. Now expanding $V(\phi)$ by Taylor's series expansion near $\phi = 0$ and $\phi = \phi_m$, we get

$$V(\phi \approx 0) = -\phi^2 \left[\frac{n_{e0}}{k_x^2} (1 + 3\beta) - \left(\frac{z_d^2 n_{d0}}{M^2} - \frac{1}{(Qc^2 - \alpha) k_x^2} \right) \right] \quad (19)$$

$$\begin{aligned} V(\phi \approx \phi_m) = & -(\phi - \phi_m) \left[\frac{n_{e0}}{k_x^2} (1 + 3\beta\phi_m + 3\beta\phi_m^2) \exp(\phi_m) + \frac{z_d n_{d0}}{k_x^2} \left(1 + \frac{2z_d k_x^2 \phi_m}{M^2} \right)^{-1/2} \right. \\ & \left. - \frac{1}{k_x^2} - \frac{\phi_m}{(Qc^2 - \alpha) k_x^2} - \frac{(3Qc^2 - \alpha)}{2(Qc^2 - \alpha)^3 k_x^2} \phi_m^2 - \frac{15Q^2 c^4 - 4Qc^2 \alpha + \alpha^2}{3!(Qc^2 - \alpha)^5 k_x^2} \phi_m^3 \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

From the expression (19), we observe that the solitons will exist subject to (17) if

$$\frac{n_{e0}}{k_x^2} (1 + 3\beta) - \left(\frac{z_d^2 n_{d0}}{M^2} - \frac{1}{(Qc^2 - \alpha) k_x^2} \right) > 0.$$

Using the relation $n_{e0} + z_d n_{d0} = 1$, so that $n_{e0}/n_{d0} = r$ with $n_{e0} = r/(r + z_d)$ and $n_{d0} = 1/(r + z_d)$, above condition can be put in the form

$$\frac{r}{(r + z_d) k_x^2} (1 + 3\beta) - \left(\frac{z_d^2}{(r + z_d) M^2} - \frac{1}{(Qc^2 - \alpha) k_x^2} \right) > 0. \quad (21)$$

For $\phi_m > 0$, the expression of the parenthesis of equation (20) must be negative and for $\phi_m < 0$, it must be positive.

5. Discussion. In this composition of plasma with negative dust charge, new classical distribution of non-thermal ions and Cairns distributed electrons, both supersonic and subsonic only rarefactive solitons are found to exist. The generation of rarefactive solitons is observed due to very small fluxes of negative charges into the dust particles of the plasma in support of even higher ion temperature α [23].

The increase in the drifting effect (inherent in c for small $Q = 0.25$) of the nonthermal ions enforces to decrease the amplitude of the supersonic rarefactive solitons for $r = 0.55$, $\alpha = 0.15$, $\beta = 0.5$, $z_d = 2$ and $k_x = 0.5$ (Fig.1). It appears to conclude that the solitons cease to exist at the increase of c . This rightly and

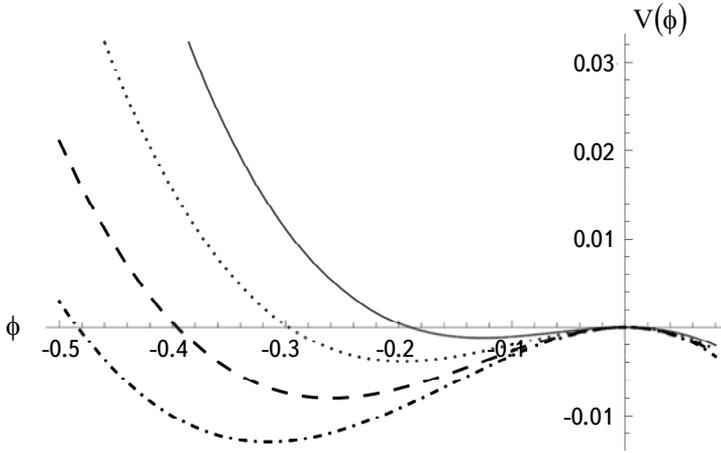


Fig.1. Sagdeev potential $V(\phi)$ versus amplitude ϕ of rarefactive solitons for fixed values of $Q = 0.25$, $r = 0.55$, $\alpha = 0.15$, $\beta = 0.5$, $z_d = 2$, $k_x = 0.5$ and $M = 1.4$, $M = 1.3$, $M = 1.2$, $M = 1.1$ corresponding to $c = 5.7$ (dotted dashed line), $c = 5.9$ (dashed line), $c = 6.1$ (dotted line), $c = 6.3$ (solid line).

mathematically justifies the truncation based on c in the distribution of non-thermal ions. Further, smaller the drifting effects of ions, better is the scope for generation of rarefactive solitons moving with higher Mach number. Otherwise, higher drift of the massive ions in the plasma (associated with small dust charge number $z_d = 2$) results smaller amplitude rarefactive solitons which move with small mach number (>1).

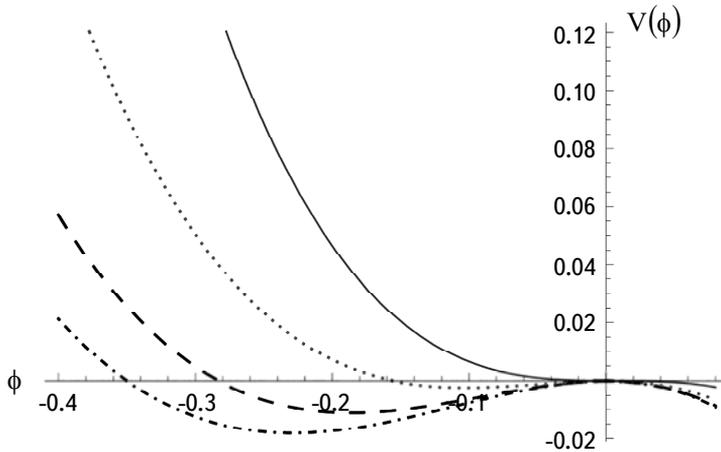


Fig.2. Sagdeev potential $V(\phi)$ versus amplitude ϕ of rarefactive solitons for fixed values of $Q = 0.15$, $r = 0.55$, $\alpha = 0.15$, $\beta = 0.5$, $z_d = 2$, $k_x = 0.25$ and $M = 0.8$, $M = 0.7$, $M = 0.6$, $M = 0.5$ corresponding to $c = 5.3$ (dotted dashed line), $c = 5.7$ (dashed line), $c = 6.1$ (dotted line), $c = 6.5$ (solid line).

In conformity with the generating results of only rarefactive solitons for various drifting effects inherent in c of Fig.1 ($M > 1$), the small amplitude rarefactive subsonic solitons are seen produced for all Mach numbers $M = 0.8, 0.7, 0.6, 0.5$ (< 1) when $Q = 0.15$, $r = 0.55$, $\alpha = 0.15$, $\beta = 0.5$, $z_d = 2$ and $k_x = 0.25$ (Fig.2). These amplitudes are found much smaller (quite explicit in the measure of magnitudes for $c = 5.7$ in both the figures) than those of Fig.1. At the highest value of $c = 6.5$ (otherwise for the highest value of ion drift) corresponding to the smallest Mach number $M = 0.5$, the rarefactive solitons appear to vanish. The drifting effect of the non-thermal ions is found to play the distinctive role in this plasma scenario rather than the number of dust charges z_d .

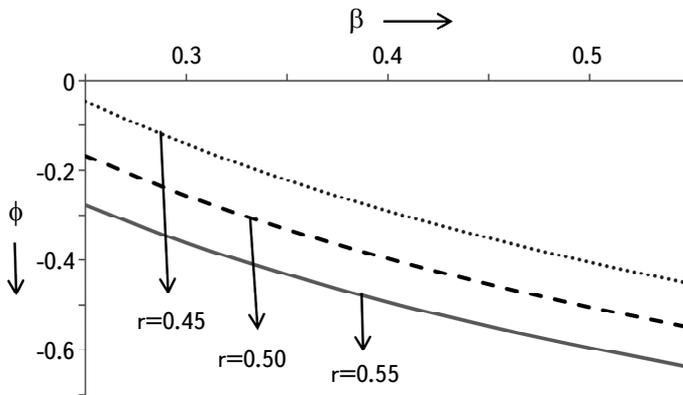


Fig.3. Growth of rarefactive solitons amplitude with respect to β for fixed values of $Q = 0.25$, $M = 1.4$, $\alpha = 0.15$, $z_d = 2$ and $k_x = 0.45$.

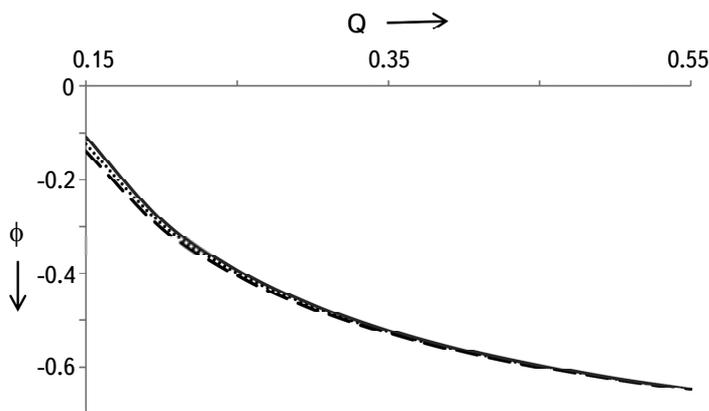


Fig.4. Growth of rarefactive soliton's amplitude with respect to Q for fixed values of $r = 0.45$, $M = 1.4$, $\beta = 0.5$, $z_d = 2$, $k_x = 0.45$ corresponding to $\alpha = 0.15$ (dashed line), $\alpha = 0.25$ (dotted line) and $\alpha = 0.35$ (solid line).

The amplitudes of the rarefactive supersonic solitons are found to increase at the increase of the non-thermal parameter β for all $r=0.45, 0.50, 0.55$ when $\alpha=0.15, Q=0.25, k_x=0.45$ and $z_d=2$ (Fig.3). The non-thermal distributions of drifting ions [19] serve as a booster for the parameter c (due to truncation) to the growth of high amplitude rarefactive solitons in support of β . Further the small number of dust charge $z_d=2$ also justifiably helps the solitons to move at supersonic speed $M=1.4$.

The supersonic ($M=1.4$) rarefactive solitons considerably and concavely increase from small amplitude with the increase of the ion to dust density ratio

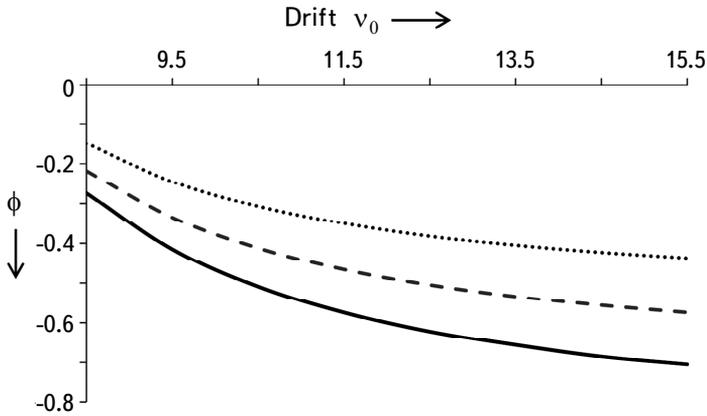


Fig.5. Amplitude profile of rarefactive solitons with respect to ion drift v_0 for fixed values of $Q=0.15, r=0.55, \alpha=0.25, \beta=0.5, z_d=2, k_x=0.5$ corresponding to $M=1.4$ (solid line), $M=1.3$ (dashed line), $M=1.2$ (dotted line).

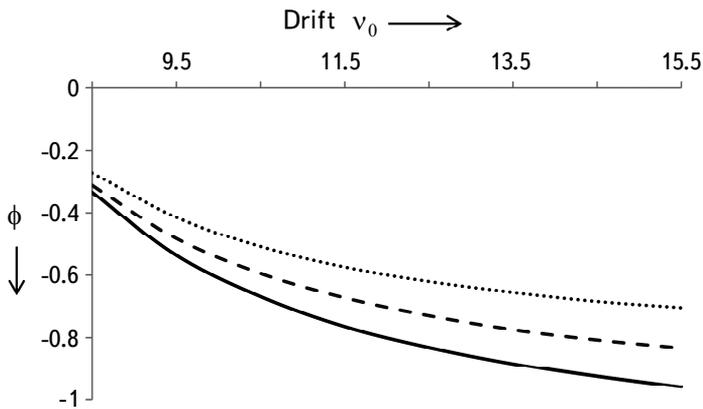


Fig.6. Amplitude profile of rarefactive solitons with respect to ion drift v_0 for fixed values of $Q=0.15, r=0.55, \alpha=0.25, \beta=0.5, z_d=2, k_x=0.25$ corresponding to $M=0.8$ (solid line), $M=0.75$ (dashed line), $M=0.7$ (dotted line).

Q for $r = 0.45$, $\beta = 0.5$, $z_d = 2$, $k_x = 0.45$ for various values of α (Fig.4). In the lower range of Q (Fig.4), slightly distinct amplitude of rarefactive solitons are seen produced at the increase of $\alpha = 0.15$, 0.25 , 0.35 to some extent. But for high amplitude rarefactive supersonic solitons this distinction disappear when Q increases, since for the existence of rarefactive solitons the number dust charge is very small, so increase in Q basically means increase in ion density. Otherwise, increase in non-thermal ion density appears to produce rarefactive solitons of same amplitude for different temperatures α .

The amplitude variation of rarefactive solitons with ion drift v_0 corresponding to supersonic Mach number $M = 1.4$, 1.3 , 1.2 is nicely represented (Fig.5) for

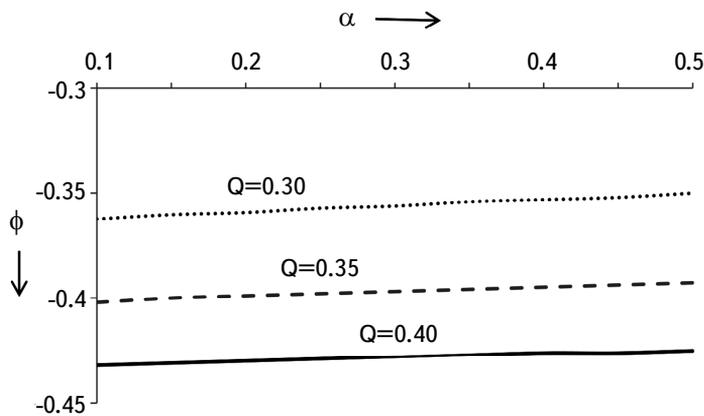


Fig.7. Growth of rarefactive solitons' amplitudes with respect of α for fixed values of $r = 0.45$, $M = 1.4$, $\beta = 0.5$, $z_d = 2$ and $k_x = 0.5$.

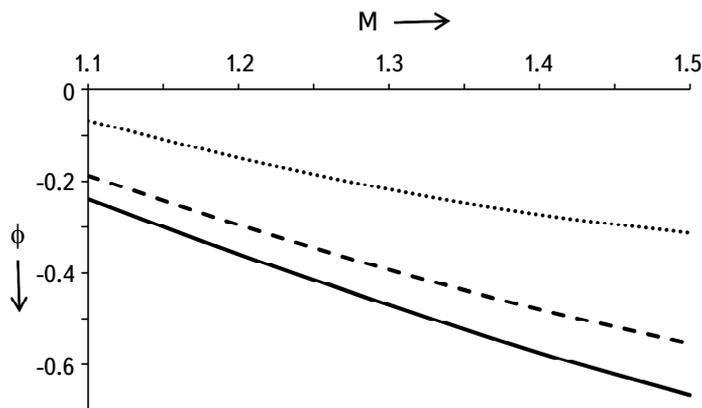


Fig.8. Profile of amplitude of rarefactive solitons with respect to M for fixed values of $r = 0.55$, $v_0 = 8.5$, $\alpha = 0.25$, $\beta = 0.5$, $z_d = 2$, $k_x = 0.5$ corresponding $Q = 0.35$ (solid line), $Q = 0.25$ (dashed line), $Q = 0.15$ (dotted line).

fixed values of the other parameters $Q=0.15$, $r=0.55$, $\beta=0.5$, $z_d=2$, $k_x=0.5$. The concave but increasing growth of amplitude of the rarefactive solitons for all $M (>1)$ exhibits its distinct character. Smaller the Mach number (e.g., for $M=1.2$), smaller is the amplitude of the solitons throughout the range of v_0 .

Almost similar growth pattern of amplitudes of rarefactive subsonic solitons with respect to ion drift v_0 ($8.5 < v_0 < 15.5$) is reflected (Fig.6) for all values of the Mach number $M=0.8, 0.75, 0.7$ when $Q=0.15$, $r=0.55$, $\alpha=0.25$, $\beta=0.5$, $z_d=2$, $k_x=0.25$. For subsonic speeds of solitons only the amplitudes are found to be slightly higher than those of Fig.5. To speak the truth, there is no basic difference of the characteristic results of Fig.5 and Fig.6 except in magnitudes of the rarefactive solitons. Of course, corresponding to higher drifts, this difference marginally narrows down for all M . For fixed values of the ion to dust density ratios, the amplitudes of the rarefactive solitons are seen to linearly decrease at the changes of temperature α (Fig.7) when $r=0.45$, $\beta=0.5$, $z_d=2$, $k_x=0.5$ and $M=1.4$ (supersonic). Of

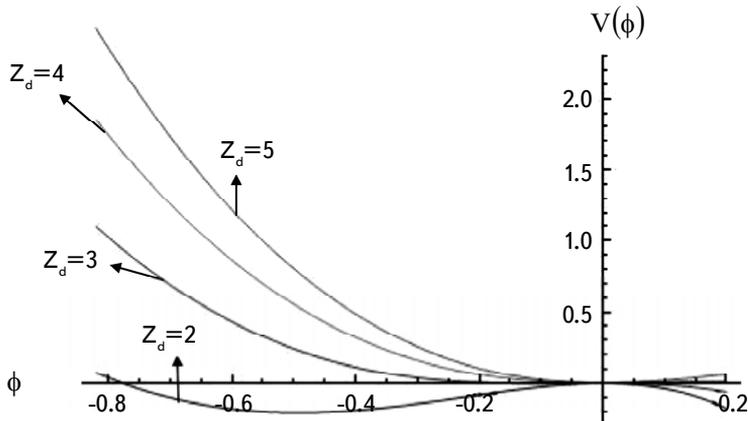


Fig.9. Sagdeev potential $V(\phi)$ versus amplitude ϕ of rarefactive solitons for fixed values of $Q=0.25$, $r=0.45$, $\alpha=0.15$, $\beta=0.5$, $k_x=0.18$, $c=-5.56667$ and $M=1.2$ corresponding to the different values of $z_d=2, 3, 4, 5$.

course, the amplitude increases at the increase of Q (Fig.7) subject to constant variation always. For each mass ratio $Q=1.5, 2.5, 3.5$, the amplitudes of the rarefactive solitons are found to increase with M under slight nonlinearity for fixed values of the parameters $v_0=8.5$, $r=0.55$, $\alpha=0.25$, $\beta=0.5$, $z_d=2$ and $k_x=0.5$ (Fig.8). The increase in the number of dust particles results in the decrease of the amplitude of the solitons that is clearly shown in Fig.9. This dynamical scenario indicates that the mass of the dusts should decrease in the plasma to generate higher amplitude solitons. This present study could be of interest in laboratory as well as space plasma

where non-thermal electrons interacted with dust grains in presence of ions (new classical distribution of ions [23]).

¹ Retired Professor, Department of Mathematics, Gauhati University, Guwahati-781001, Assam (India)

² Department of Business Administration, NERIM Educational Society, Guwahati-781022, Assam (India), e-mail: rekhakalita973@gmail.com

³ Department of Mathematics, Central Institute of Technology Kokrajhar, BTR-783370, Assam (India), e-mail: s.das@cit.ac.in

ПЫЛЕВЫЕ ИОННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СОЛИТОННЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ С ЭЛЕКТРОНАМИ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ КЭРНСА И НОВЫМ КЛАССИЧЕСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИОНОВ

Б.Ч.КАЛИТА¹, Р.КАЛИТА², С.ДАС³

В плазме с отрицательным пылевым зарядом с новым классическим распределением нетепловых ионов и электронов с распределением Кэрнса, как сверхзвуковых, так и дозвуковых, существуют только разреженные солитоны. По-видимому, можно сделать вывод, что солитоны перестают существовать при увеличении c . Сверхзвуковые ($M = 1.4$) разреженные солитоны с малой амплитудой значительно и полого увеличиваются с ростом отношения плотности ионов к плотности пыли Q для различных температур α . Пологий рост амплитуды разреженных солитонов для всех $M (>1)$ имеет свой отчетливый характер. Чем меньше число Маха (например, при $M = 1.2$), тем меньше амплитуда солитонов во всем диапазоне v_0 (дрейф ионов). Обнаружено, что амплитуды разреженных сверхзвуковых солитонов растут с увеличением нетеплового параметра β для всех $r (= n_{e0}/n_{i0})$. Динамический сценарий этой модели указывает на то, что масса пыли должна уменьшаться в плазме для генерации солитонов более высокой амплитуды.

Ключевые слова: *солитонные волны: электроны с распределением Кэрнса: новое классическое распределение ионов*

REFERENCES

1. *A.Barkain, N.D'Angelo, R.L.Merlino*, Planet Space Sci., **44**, 239, 1996.
2. *A.Barkain, R.L.Merlino, N.D'Angelo*, Phys. Plasmas, **2**, 3563, 1995.
3. *Y.Nakamura, H.Bailung, P.K.Shukla*, Phys. Rev. Lett., **83**, 1602, 1999.
4. *V.W.Chow, D.A.Mendis, M.J.Rosenberg*, J. Geophys. Res., **98**, 19065, 1993.
5. *N.N.Rao, P.K.Shukla, M.Y.Yu*, Planet Space Sci., **38**, 543, 1990.
6. *P.V.Bliokh, V.V.Yaroshenko*, Sov. Astron., **29**, 330, 1985.
7. *F.Verheest*, Planet Space Sci., **40**, 1, 1992.
8. *P.K.Shukla, A.A.Mamun*, Introduction to Dusty Plasma Phys. IOP, London 2002.
9. *W.S.Duan, X.R.Hong, Y.R.Shi et al.*, Chaos Soliton Fract., **16**, 767, 2003.
10. *Y.Y.Wang, J.F.Jhang*, Phys. Lett. A, **352**, 155, 2006.
11. *A.A.Mamun, R.A.Cairns, N.D'Angelo*, Phys. Plasmas, **3**(7), 2610, 1996.
12. *R.A.Cairns, A.A.Mamun, R.Bingham et al.*, Geophys. Res. Lett., **22**, 2709, 1995.
13. *F.Verheest, S.R.Pillay*, Phys. Plasmas, **15**, 013703, 2008.
14. *H.R.Pakzad*, Astrophys. Space Sci., **324**, 41, 2009.
15. *M.M.Masud, M.Asaduzzaman, A.A.Mamun*, Phys. Plasmas, **19**, 103706, 2012.
16. *M.M.Masud, A.A.Mamun*, JETP Lett., **96**, 765, 2013.
17. *M.M.Masud, M.Asaduzzaman, A.A.Mamun*, Astron. Space Sci., **343**, 221, 2013.
18. *M.Ferdousi, A.A.Mamun*, Braz. J. Phys., **45**, 89, 2015.
19. *N.R.Kundu, M.M.Masud, K.S.Ashraf et al.*, Astrophys. Space Sci., **343**, 279, 2013.
20. *S.Ghosh, S.Sarkar, H.Khan et al.*, Phys. Lett., **A274**, 162, 2000.
21. *Y.Nakamura, A.Sarma*, Phys. Plasmas, **8**, 3921, 2001.
22. *M.Shahmansouri, M.Tribeche*, Commun. Theor. Phys., **61**, 377, 2014.
23. *B.C.Kalita*, Phys. Plasmas, **24**, 032116, 2017.
24. *W.F.El-Taibany, S.K.El-Labany, E.E.Behery et al.*, Eur. Phys. J. Plus, **134**(9), 457, 2019.
25. *A.Saha, P.Chatterjee, C.S.Wong*, Braz. J. Phys., **45**, 656, 2015.
26. *W.E.El-Taibany, S.K.El-Labany, A.S.El-Helbawy et al.*, Eur. Phys. J. Plus., **137**, 261, 2022.
27. *A.Mamun*, Phys. Rev. E, **77**, 026406, 2008.
28. *D.A.Mendis, M.Rosenberg*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **32**, 419, 1994.
29. *M.Khalid, E.A.Elghmaz, L.Shamsad*, Braz. J. Phys., **53**, 2, 2023.
30. *M.A.H.Khaled, M.A.Shukri, Y.A.A.Hager*, Chinese Phys. B, **31**, 010505, 2022.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-105

PHYSICAL ACCEPTABILITY OF THE RENYI HOLOGRAPHIC DARK ENERGY MODEL UNDER THE HUBBLE'S CUTOFF IN $f(T, B)$ GRAVITY

N.T.KATRE¹, KALPANA PAWAR², A.K.DABRE³

Received 29 November 2023

Accepted 7 March 2024

The paper deals with the investigations of the behaviour and physical acceptability of the spatially homogeneous and isotropic FLRW space-time filled with pressureless matter and Rényi holographic dark energy under the Hubble's IR-cutoff in the framework of $f(T, B)$ gravity. We have calculated some cosmological parameters to study the astrophysical consequences of the constructed model. We discussed their behaviour during the cosmic evolution, in particular, the statefinder and EoS parameters. It is found that the constructed Rényi holographic dark energy model travels from Phantom, Λ CDM, and lastly enters & remains in Quintessence dark energy era with the increase in redshift.

Keywords: $f(T, B)$ gravity: Rényi holographic dark energy: Hubble's cutoff: redshift

1. *Introduction.* Cosmology aims to comprehend the universe on a large scale. Over recent years, one of the greatest challenges faced by cosmologists is to explain the nature and mechanism of cosmic acceleration [1-3], which has been confirmed by some observational data such as type Ia supernova [4-7], baryon acoustic oscillations (BAO) [8], weak lensing [9] and large scale structure (LSS) [10-12] etc. One of the key issues in modern cosmology and high-energy theoretical physics has been determining the phenomenological explanation of cosmic acceleration [13]. The dark energy (DE), which makes up 68.3% of the exotic component and possesses negative pressure, is what drives the expansion of the universe [14-17]. Modified theories of gravity offer an alternate way to study the cosmos and its accelerating expansion. A few suitable properties of modified theories of gravity are found in [18]. With modifications to the Einstein-Hilbert action, several researchers have constructed many cosmological models in modified theories of gravity, including $f(R)$ gravity [19-24], $f(T)$ gravity [25-30], $f(R, T)$ gravity [31-33], $f(T, B)$ gravity [34-36] etc. A comprehensive overview of modified theories of gravity was already given by Nojiri et al. [37]. Recently, Shankaranarayanan and Johnson [38] discussed modified theories of gravity: why, how and what. Also, Olmo et al. [39] provided the models of stellar structure in modified theories of gravity with their challenges and lessons.

The holographic dark energy (HDE), one of numerous dynamical DE models, has recently emerged as a viable tool for investigating the DE conundrum. The proposal was based on the quantum properties of black holes, which have been extensively researched in the literature [40,41] to study quantum gravity. The particle horizon [42], Hubble's horizon H^{-1} [43,44], conformal-age-like [45], Granda-Oliveros [46,47], Ricci scalar radius [48] and event horizon [49] are the different kinds of IR -cutoffs that have been used in HDE models in explaining accelerating cosmic expansion which is compatible with the present astronomical data. Presently, to discuss various cosmological phenomena, the Rényi, Tsallis and Sharma-Mittal HDE models have been proposed [50,51]. These HDE models have been examined under different IR -cutoffs by many eminent researchers [52-55] etc. Recently, Nojiri et al. [56,57] showed that barrow entropic DE and different faces of DE like Tsallis entropic DE, the Rényi entropic DE, and the Sharma-Mittal entropic DE all can be regarded as different candidates for the generalized HDE family, with respective holographic cutoffs. Additionally, Nojiri & Odintsov [58,59] proposed the generalized HDE model where the IR -cutoff is identified with the combination of the FRW universe parameters like the Hubble rate, particle and future horizons, cosmological constant, the universe lifetime (if finite) and their derivatives.

In recent studies, many cosmologists have constructed Rényi HDE models in different modified gravity theories. Recently, Bharali and Das [60] constructed a modified Rényi HDE cosmological model in $f(R, T)$ theory of gravity. Also, Wankhade et al. [61] developed Rényi HDE cosmological model in $f(R)$ gravity with Hubble's IR -cutoff. Alam et al. [62] examined Rényi HDE and its behaviour in $f(G)$ gravity. Bhardwaj et al. [63] established Rényi HDE models in teleparallel gravity under Hubble's cutoff etc.

In this paper, we have taken up our study of the cosmological model in the framework of $f(T, B)$ gravity. The $f(T, B)$ gravity has been established by Bahamonde et al. [64] as the precise relationship between very popular $f(R)$ and $f(T)$ gravity. In this new theory, the boundary term B is taken into account, which is the difference between the Ricci scalar R and torsion scalar T given by $R = -T + B$. This relation between R , T and B is regarded as one of the basic equations of general theory of relativity and its teleparallel equivalent. Bahamonde et al. [65] explored the validity of laws of thermodynamics, and Zubair et al. [66] derived the energy constraints for de Sitter (exponential), power-law, Λ CDM and Phantom models, in the framework of $f(T, B)$ gravity. Bahamonde and Capozziello [67] adopted the Noether symmetry approach to study dynamical systems and explored cosmological solutions. Capozziello et al. [68] derived gravitational waves (GW's) for $f(T, B)$ gravity and obtained the different polarization states of GW's. Paliathanasis and Leon [69] investigated the dynamics of $f(T, B)$ gravity in a

spatially flat Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) universe, by applying the approach which is more general than that of Hubble's normalization and they found that Minkowski space-time as an exact solution for the field equation described by a stationary point. Rivera et al. [70] explored the possibility of using cosmographic parameters in terms of the derivatives of scale factor as tools for investigating the behaviour of cosmological models in $f(T, B)$ gravity.

Motivated by the above discussion, in this paper, we investigate the physical acceptability of the Rényi HDE model in $f(T, B)$ gravity under Hubble's IR -cutoff by considering the scale factor obtained by Pawar et al. [71]. The paper has been organized as follows: In section 2, we present the general framework of $f(T, B)$ gravity in brief. The metric and field equations are given in section 3. In section 4, we obtain the solutions of field equations. We discuss the physical acceptability of the $f(T, B)$ Rényi HDE model under Hubble's IR -cutoff in section 5. At the end, conclusions are presented in section 6.

2. The framework of $f(T, B)$ gravity. In this section, we discuss the basic notions of $f(T, B)$ gravity and its field equations as per the description given in [64,67].

The action for $f(T, B)$ gravity is given as

$$S = \int e \left[\frac{f(T, B)}{k^2} + L_m \right] d^4x, \quad (1)$$

where $f(T, B)$ is the function of the torsion scalar T and of the boundary term $B = 2\partial_\alpha(eT^\alpha)/e$. L_m is the matter Lagrangian, $k^2 = 8\pi G$, G is the Newtonian gravitational constant, and the speed of light c is taken as 1. Here e represents the determinant of tetrad, $[e_\alpha^i]$ i.e., $e = |e_\alpha^i| = \sqrt{-g}$; T_β is the torsion vector given by $T_\beta = T_{\alpha\beta}^\alpha$, where the torsion tensor $T_{\alpha\beta}^\alpha$ is the antisymmetric part of Weitzenbocks connection $W_{\alpha\beta}^i = \partial_\alpha e_\beta^i$ defined as

$$T_{\alpha\beta}^i = W_{\alpha\beta}^i - W_{\beta\alpha}^i = \partial_\alpha e_\beta^i - \partial_\beta e_\alpha^i \quad (2)$$

The contorsion tensor is the difference between the Levi-Civita and Weitzenbocks connection and is defined by

$$K_{\beta\gamma}^\alpha = \frac{1}{2} (T_{\beta\gamma}^\alpha - T_{\gamma\beta}^\alpha + T_{\beta\gamma}^\alpha). \quad (3)$$

A new tensor, $S_\gamma^{\alpha\beta}$, is constructed from the torsion and contorsion tensors for a better understanding of the definition of the scalar equivalent to the curvature scalar of Riemannian geometry as follows,

$$S_\gamma^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} (K_\gamma^{\alpha\beta} - \delta_\gamma^\alpha T^\beta - \delta_\gamma^\beta T^\alpha). \quad (4)$$

The torsion scalar T which is similar to the scalar curvature R in GTR is defined

by

$$T = S_{\gamma}^{\alpha\beta} T_{\alpha\beta}^{\gamma}. \quad (5)$$

The scalar curvature R and the torsion scalar T are connected by the relation,

$$R = -T + B. \quad (6)$$

By varying the action given in the equation (1) w.r.t. the tetrad field, the field equations are obtained as

$$2e\delta_{\beta}^{\alpha}\nabla^{\mu}\nabla_{\mu}f_B - 2e\nabla^{\alpha}\nabla_{\beta}f_B + eBf_B\delta_{\beta}^{\alpha} + 4e(\partial_{\mu}f_B + \partial_{\mu}f_T)S_{\beta}^{\mu\alpha} + 4e e_{\beta}^i \partial_{\mu}(eS_i^{\mu\alpha})f_T - 4ef_T T_{\mu\beta}^{\gamma} S_{\gamma}^{\alpha\mu} - ef\delta_{\beta}^{\alpha} = 16\pi e\Theta_{\beta}^{\alpha}, \quad (7)$$

where $\Theta_{\beta}^{\alpha} = e_{\beta}^i \Theta_i^{\alpha}$ is the standard energy-momentum tensor.

3. Metric and field equations in $f(T, B)$ gravity. We consider the spatially flat FLRW line element in the form:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)[dx^2 + dy^2 + dz^2], \quad (8)$$

where $a(t)$ is the scale factor of the universe.

Then the set of diagonal tetrads related to the metric (8) is

$$[e_{\beta}^i] = \text{diag}[1, a(t), a(t), a(t)], \quad (9)$$

The determinant of a matrix (9) is

$$e = a^3(t). \quad (10)$$

The components of field equation (7), the Ricci scalar R , the torsion scalar T and boundary term B , for the line element (8) are calculated in [65-67] as

$$-3H^2(3f_B + 2f_T) + 3H\dot{f}_B - 3\dot{H}f_B + \frac{1}{2}f = k^2\rho, \quad (11)$$

$$-(3H^2 + \dot{H})(3f_B + 2f_T) - 2H\dot{f}_T + \ddot{f}_B + \frac{1}{2}f = -k^2p, \quad (12)$$

$$R = -T + B = 12H^2 + 6\dot{H}, \quad (13)$$

$$T = 6H^2, \quad (14)$$

$$B = 6(\dot{H} + 3H^2), \quad (15)$$

where $H = \dot{a}/a$ is the Hubble's parameter and the overhead dot represents the differentiation w.r.t. the cosmic time t .

We consider the matter distribution as a combination of pressureless matter and isotropic DE in the form

$$\Theta_{\alpha\beta} = \Theta_{\alpha\beta}^{(m)} + \Theta_{\alpha\beta}^{(DE)}, \quad (16)$$

where $\Theta_{\alpha\beta}^{(m)}$ and $\Theta_{\alpha\beta}^{(DE)}$ are the energy-momentum tensors of pressureless matter

and isotropic DE, respectively, given by

$$\Theta_{\alpha\beta}^{(m)} = \rho_m u_\alpha u_\beta, \quad (17)$$

$$\Theta_{\alpha\beta}^{(DE)} = (\rho_{DE} + p_{DE}) u_\alpha u_\beta - p_{DE} g_{\alpha\beta}, \quad (18)$$

where ρ_m is the matter-energy density, ρ_{DE} and p_{DE} are respectively the energy density and pressure of HDE fluid, $u^\alpha = (0, 0, 0, 1)$, where u^α is the four-velocity vector of the fluid with $u^\alpha u_\alpha = 1$.

The EoS parameter of HDE is defined as

$$\omega_{DE} = \frac{p_{DE}}{\rho_{DE}}. \quad (19)$$

Parameterization of the energy-momentum tensor of dark energy $\Theta_{\alpha\beta}^{(DE)}$ leads to

$$\Theta_{\alpha\beta}^{(DE)} = \left[1, -(\omega_{DE})_x, -(\omega_{DE})_y, -(\omega_{DE})_z \right] \rho_{DE}, \quad (20)$$

where $(\omega_{DE})_x$, $(\omega_{DE})_y$, $(\omega_{DE})_z$ are the directional EoS parameters on x , y and z axis respectively.

Then the field equations (11) and (12) with the energy-momentum tensor (16) (for $k^2 = 1$) become

$$-3H^2(3f_B + 2f_T) + 3H\dot{f}_B - 3\dot{H}f_B + \frac{1}{2}f = (\rho_m + \rho_{DE}), \quad (21)$$

$$-(3H^2 + \dot{H})(3f_B + 2f_T) - 2H\dot{f}_T + \ddot{f}_B + \frac{1}{2}f = -\omega_{DE}\rho_{DE}, \quad (22)$$

We consider the $f(T, B)$ gravity model of the form [34,67] as

$$f(T, B) = \alpha B^m + \beta T^n, \quad (23)$$

where α , β , m and n are constants.

For this model it was already shown in [72] that for $m < 0$, the Friedmann equations will be affected mostly in the accelerating late-time universe, whereas the same situation will be for $m > 0$ at early time, when boundary contribution is zero.

By the use of (23), the field equations (21) and (22) becomes

$$\begin{aligned} -3H^2 \left\{ 3m\alpha B^{m-1} + 2n\beta T^{n-1} \right\} + 3m(m-1)\alpha HB^{m-2}\dot{B} - 3m\alpha\dot{H}B^{m-1} \\ + \frac{1}{2}(\alpha B^m + \beta T^n) = \rho_m + \rho_{DE} \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} -(3H^2 + \dot{H}) \left[3m\alpha B^{m-1} + 2n\beta T^{n-1} \right] - 2n(n-1)\beta HT^{n-2}\dot{T} + m(m-1)(m-2)\alpha B^{m-3}\dot{B}^2 \\ + m(m-1)\alpha B^{m-2}\ddot{B} + \frac{1}{2}(\alpha B^m + \beta T^n) = -\omega_{DE}\rho_{DE}. \end{aligned} \quad (25)$$

Using (14) and (15) in (24) and (25) we obtain

$$\rho_m + \rho_{DE} = -3\alpha(m-1)(6)^{m-1}(\dot{H} + 3H^2)^{m-2} \left\{ (\dot{H} + 3H^2)^2 - mH(\ddot{H} + 6H\dot{H}) \right\} + 3\beta(1-2n)(6)^{n-1}H^{2n} \quad (26)$$

$$-\omega_{DE}\rho_{DE} = \alpha(6)^{m-1}(m-1)(\dot{H} + 3H^2)^{m-3} \left\{ m(\dot{H} + 3H^2)(\ddot{H} + 6H\dot{H} + 6\dot{H}^2) + m(m-2)(\dot{H} + 6H\dot{H})^2 - 3(\dot{H} + 3H^2)^3 \right\} - \beta(6)^{n-1}(2n-1)H^{2n-2}(2n\dot{H} + 3H^2). \quad (27)$$

4. *Solutions of the field equations.* In order to solve the field equations completely, we consider the power law relation of an average scale factor a as described by Pawar et al. [71] as

$$a = \left(t^2 + \frac{\lambda}{\mu} \right)^{1/2\mu} \quad (28)$$

where λ and μ are constants.

Using (28), the metric (8) becomes

$$ds^2 = dt^2 - \left(t^2 + \frac{\lambda}{\mu} \right)^{1/\mu} [dx^2 + dy^2 + dz^2]. \quad (29)$$

The metric potential of this model assumes a constant value at $t=0$ and do not vanish for any t and $\mu > 0$, $\lambda > 0$. Hence the model is free from any type of singularities for finite values of t .

Now, we define and calculate some cosmologically important physical and kinematical parameters.

The spatial volume V is

$$V = a^3 = \left(t^2 + \frac{\lambda}{\mu} \right)^{3/2\mu}. \quad (30)$$

The average Hubble's parameter H is

$$H = \frac{1}{3}(H_1 + H_2 + H_3) = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{t}{\mu t^2 + \lambda}, \quad (31)$$

where H_1, H_2, H_3 are the directional Hubble's parameters.

The mean anisotropy parameter A_m is

$$A_m = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{H_i}{H} - 1 \right)^2 = 0, \quad (32)$$

because $H_i = H = a$, for $i = 1, 2, 3$.

The expansion scalar θ and the shear scalar σ^2 are respectively, obtained as

$$\theta = u_{;\alpha}^{\alpha} = 3H = \frac{3t}{\mu t^2 + \lambda}, \quad (33)$$

$$\sigma^2 = \frac{3}{2} A_m H^2 = 0. \quad (34)$$

The deceleration parameter q is obtained as

$$q = -1 + \frac{d}{dt} \frac{1}{H} = -\frac{\ddot{a}}{aH^2} = -1 + \mu - \frac{\lambda}{t^2}. \quad (35)$$

The expressions (28), (30), (31), (33) and (35) show that the a , V , H , θ and q are all time-dependent. The scale factor, spatial volume and deceleration parameter have non-zero constant values, whereas Hubble's parameter and expansion scalar have zero values, at $t=0$. Thus the universe starts to expand with a very small constant volume which increases with time, which is very clear from Fig.1. Furthermore, from expression (35) it is observed that the decelerating or accelerating phase of cosmic expansion depends upon the values of λ and μ . We obtained the accelerating expansion of the universe for $(\mu - 1)t^2 < \lambda$. The graph of the deceleration parameter versus cosmic time is depicted in Fig.2. It is observed from the figure that $q \approx -1$ for $t=0$, and it increases with time and becomes constant at nearly -0.5 (approx.), which shows the accelerating expansion of the universe throughout the evolution.

From the above respective expressions the Hubble's parameter and the expansion scalar seem to be decreasing functions of cosmic time. Additionally, the mean anisotropy parameter and the shear scalar are zero throughout the evolution of the universe, which describes that the universe is isotropic and shear-free.

On solving (26) and (27) with the use of (31), we obtain the matter-energy density and the EoS parameter of DE in terms of the energy density of DE in the form.

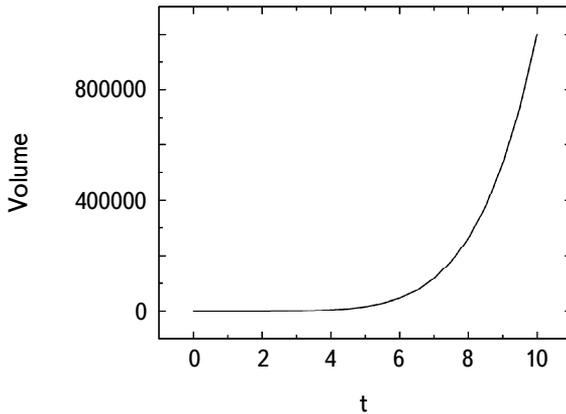


Fig.1. Variation of a spatial volume V vs cosmic time t for $\mu = 0.5$ and $\lambda = 0.005$.

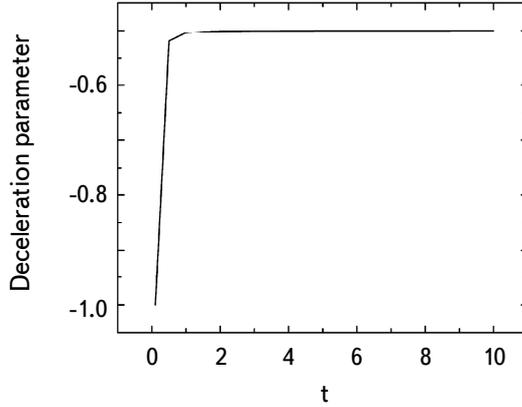


Fig.2. Variation of a deceleration parameter q vs cosmic time t for $\mu = 0.5$ and $\lambda = 0.005$.

$$\rho_m = -\rho_{DE} - 3\alpha(6)^{m-1} \left(t^2 + \frac{\lambda}{\mu} \right)^{-2m} \left[\frac{\lambda}{\mu^2} + t^2 \left(\frac{3}{\mu^2} - \frac{1}{\mu} \right) \right]^{m-2} \left\{ (m+1) \left[\frac{\lambda}{\mu^2} + t^2 \left(\frac{3}{\mu^2} - \frac{1}{\mu} \right) \right]^2 \right. \\ \left. - m(m-1) \frac{2t}{\mu^2} \left[\left(1 - \frac{3}{\mu} \right) t^3 - \frac{3\lambda}{\mu} \left(1 - \frac{1}{\mu} \right) t \right] \right\} + \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\beta(-6)^n}{\mu^{2n}} t^{2n} \left(t^2 + \frac{\lambda}{\mu} \right)^{-2n} \quad (36)$$

$$\omega_{DE} = -\frac{1}{\rho_{DE}} \left\{ \alpha(6)^{m-1} \left[\frac{\lambda}{\mu^2} + t^2 \left(\frac{3}{\mu^2} - \frac{1}{\mu} \right) \right]^{m-3} \left(t^2 + \frac{\lambda}{\mu} \right)^{-2m} \left\{ m(m-1)(m-2) \frac{4}{\mu^2} \right. \right. \\ \times \left[\left(1 - \frac{3}{\mu} \right) t^3 - \frac{3\lambda}{\mu} \left(1 - \frac{1}{\mu} \right) t \right]^2 + m(m-1) \frac{6}{\mu^4} \left[\frac{\lambda}{\mu^2} + t^2 \left(\frac{3}{\mu^2} - \frac{1}{\mu} \right) \right] \right. \\ \left. \times \left[(3-\mu)\mu^2 t^4 + 2\lambda\mu t^2(3\mu-4) + (1-\mu)\lambda^2 \right] - 3(m+1) \left[\frac{\lambda}{\mu^2} + t^2 \left(\frac{3}{\mu^2} - \frac{1}{\mu} \right) \right] \right\} \\ \left. - \beta(6)^{n-1} \frac{t^{2n-2}}{\mu^{2n-2}} \left(t^2 + \frac{\lambda}{\mu} \right)^{-2n} \left[2n(2n-1) \left(\frac{\lambda}{\mu^2} - \frac{t^2}{\mu} \right) + 3(2n+1) \frac{t^2}{\mu^2} \right] \right\}. \quad (37)$$

Diagnostic statefinder parameters:

The pair of state finder parameters $\{r, s\}$ is defined in [73] and their values are obtained as follows:

$$r = \frac{\ddot{a}}{aH^3} = (1-\mu)(1-2\mu) + \frac{3\lambda(1-2\mu)}{t^2}, \quad (38)$$

$$s = \frac{r-1}{3(q-1/2)} = \frac{2}{3} \left[\frac{(2\mu-3)\mu t^2 + 3\lambda(1-2\mu)}{(2\mu-3)t^2 - 2\lambda} \right]. \quad (39)$$

For different DE models, the different sets of values of the pair are mentioned

below:

- For Λ CDM model: ($r=1, s=0$),
- For SCDM model: ($r=1, s=1$),
- For HDE model: ($r=1, s=2/3$),
- For CG model: ($r>1, s<0$),
- For Quintessence model: ($r<1, s>0$).

Fig.3 depicts the variation of state finder parameter s versus cosmic time t for $\mu=0.5$ and $\lambda=0.005$. It is observed that the parameter s lie between 0.1 and 0.35 throughout the evolution of the universe. However, for the above mentioned values of λ and μ we get the value of a parameter $r=0$ for all t . Thus the model so derived here is the Quintessence model.

In the next section, we consider Rényi holographic DE as a candidate of DE's and discuss the physical acceptability of the corresponding model under Hubble's IR -cutoff.

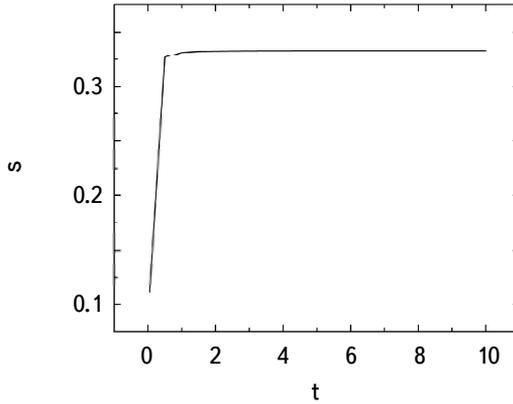


Fig.3. Variation of statefinder parameter s vs cosmic time t for $\mu=0.5$ and $\lambda=0.005$.

5. Physical acceptability of Rényi HDE model with Hubble's IR -cutoff. The energy density of Rényi HDE formulated in [74] is as follows:

$$\rho_{DE} = \frac{3d^2}{8\pi L^2} \left(1 + \pi\delta L^2\right)^{-1} \quad (40)$$

with the constants d and δ .

Here, we consider the candidate for the IR -cutoff as Hubbles horizon i.e. $L = H^{-1}$.

So from (40), the Rényi HDE density under the Hubble horizon cutoff is obtained as

$$\rho_{DE} = \left(\frac{3d^2 H^2}{8\pi}\right) \left(1 + \frac{\pi\delta}{H^2}\right)^{-1}. \quad (41)$$

Now we use the relation between the average scale factor and the redshift z , which is given by

$$a = (1+z)^{-1}. \quad (42)$$

The equations (28) and (42) yield the time-redshift relation as

$$t = \mu^{-1/2} [\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda]^{1/2}. \quad (43)$$

Thus, with the use of (43), we obtain the Hubble's parameter in terms of z as

$$H = \mu^{-3/2} (1+z)^{2\mu} [\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda]^{1/2}. \quad (44)$$

Using (44) in (41), we get the energy density of Rényi HDE under Hubble's cutoff as

$$\rho_{DE} = \frac{3d^2 \mu^{-3}}{8\pi} \left\{ \frac{(1+z)^{8\mu} [\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda]^2}{\pi\delta\mu^3 + (1+z)^{4\mu} [\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda]} \right\}. \quad (45)$$

The graphical behaviour of the energy density of Rényi HDE under Hubble's IR -cutoff versus redshift for the appropriate choice of constants is depicted in Fig.4, in which it is observed that the energy density of Rényi HDE increases with an increase in redshift throughout the evolution.

From (36) and (37), with the use of (43) and (45), we obtain the energy density of pressureless matter and the EoS parameter of Rényi HDE under the Hubble's cutoff respectively as

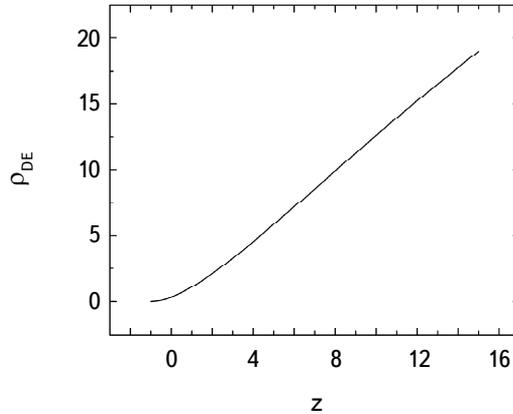


Fig.4. Variation of Rényi HDE density with Hubble's IR -cutoff vs redshift for $d=2$, $\mu = 0.5$, $\lambda = 0.005$ and $\delta = 6$.

$$\begin{aligned}
 \rho_m &= -3\alpha(6)^{m-1}\mu^{-3m}(1+z)^{4m\mu}\left[\lambda\mu + (3-\mu)(\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda)\right]^{m-2} \\
 &\times \left\{ \begin{aligned} &(m+1)\left[\lambda\mu + (3-\mu)(\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda)\right]^2 \\ &-2m(m-1)\mu(\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda) \\ &\times \left[\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda\right] - 3\lambda(\mu-1) \end{aligned} \right\} + \beta(6)^n \left(n + \frac{1}{2}\right) \mu^{-3n} (1+z)^{4n\mu} \quad (46) \\
 &\times (\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda)^n - \frac{3d^2\mu^{-3}}{8\pi} \frac{(1+z)^{8\mu} \left[\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda\right]^2}{\pi\delta\mu^3 + (1+z)^{4\mu} \left[\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda\right]}.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \omega_{DE} &= \frac{-8\pi}{3d^2} \left\{ \frac{\pi\delta\mu^3 + (1+z)^{4\mu} \left[\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda\right]}{(1+z)^{8\mu} \left[\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda\right]^2} \right\} \\
 &\times \left\{ \begin{aligned} &\alpha(6)^{m-1}\mu^{-3(m-1)}(1+z)^{4m\mu} \left[\mu(3-\mu)(1+z)^{-2\mu} + \lambda(2\mu-3)\right]^{m-3} \\ &\times \left[\begin{aligned} &4m(m-1)(m-2)\mu^2(\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda)(\mu(\mu-3)(1+z)^{-2\mu} + 2\lambda(3-2\mu))^2 \\ &+ 6m(m-1)\mu^2(\mu(3-\mu)(1+z)^{-2\mu} + \lambda(2\mu-3)) \end{aligned} \right] \\ &\times \left[\begin{aligned} &(\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda) \left(\frac{\mu(3-\mu)(1+z)^{-2\mu}}{+7(\mu-1)\lambda} \right) + (1-\mu)\lambda^2 \end{aligned} \right] - 3(m+1) \left[\mu(3-\mu) + \lambda(2\mu-3)\right]^3 \\ &- \beta(6)^{n-1} \mu^{-3(n-1)} (1+z)^{4n\mu} (\mu(1+z)^{-2\mu} - \lambda)^{n-1} \left[\begin{aligned} &2n(2n-1)\mu(2\lambda - \mu(1+z)^{-2\mu}) \\ &- 3(2n+1)(\lambda - \mu(1+z)^{-2\mu}) \end{aligned} \right] \end{aligned} \right\}. \quad (47)
 \end{aligned}$$

The graphical behaviour of the EoS parameter of Rényi HDE density with Hubble's IR -cutoff versus redshift for the appropriate choice of constants is shown in Fig.5. From the figure it is observed that we live in a phantom-dominated

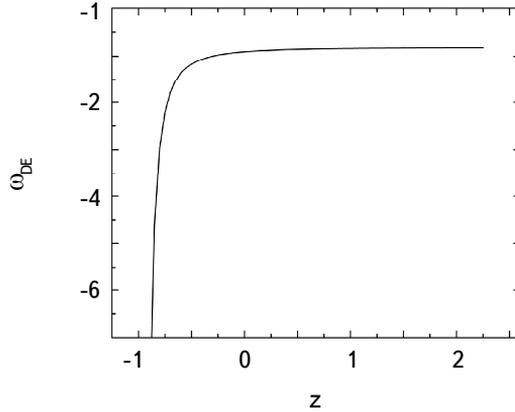


Fig.5. Variation of EoS parameter of Rényi HDE density with Hubble's IR -cutoff vs redshift for $d = 2$, $\mu = 0.5$, $\lambda = 0.005$, $\delta = 6$, $\alpha = 0.1$, $\beta = 0.01$, $m = 0.001$ and $n = 1$.

universe since the constructed model corresponds to $\omega_{DE} < -1$ for $-1 < z < -0.25$. Later on, it is also observed that $\omega_{DE} = -1$ for $z = -0.25$ which demonstrates that the universe passes through Λ CDM epoch and lastly for all $-0.25 < z$ the universe enters in Quintessence era i.e. $\omega_{DE} > -1$ and remains in the Quintessence DE region, since the EoS parameter lies in $-0.90 < \omega_{DE} < -0.82$ which is relatively close to Λ CDM region. These observations are fairly supported by [60,62,75,76]. For a late epoch the statefinder diagnostic parameters validated the observation.

6. *Conclusions.* In this work, authors have investigated the behaviour of the Rényi HDE model in $f(T, B)$ gravity under the Hubble's IR -cutoff by considering the power law form of an average scale factor obtained by Pawar et al. [71]. We have considered the spatially flat FLRW cosmological model and the $f(T, B) = \alpha B^m + \beta T^n$ gravity formalism. The physical acceptability of the model has been checked with the help of statefinder diagnostic and the EoS parameter of the model. The values of some physical and geometrical parameters and their graphical behaviour with time and redshift are obtained.

From the expressions of cosmological parameters and their graphical behaviour at $\mu = 0.5$ and $\lambda = 0.005$, it is observed that the constructed model starts to expand with a very small constant volume which increases with the increasing cosmic time. The model experiences an accelerating expansion throughout its evolution. It is observed that the model is isotropic and shear-free. The values of diagnostic statefinder parameters ($r < 1$, $s > 0$) confirms the constructed model is in Quintessence region.

The energy density of Rényi HDE model under Hubble's IR -cutoff is found to be increasing with an increase in redshift throughout its evolution. Furthermore, from the observations of the EoS parameter it is been found that initially, we live in a phantom-dominated universe, later on for a short period the universe passes through Λ CDM epoch and lastly, it enters and remains in the Quintessence DE era in which the values of EoS parameter are relatively close to Λ CDM region, which is as expected from the statefinder diagnostics parameter. The results so obtained are fairly supported by [60,62,75,76]. Thus the derived Rényi HDE model of the universe under Hubble's IR -cutoff in $f(T, B)$ gravity is found physically acceptable.

¹ Department of Mathematics, Nabira Mahavidyalaya, Katol, Dist. Nagpur (M.S.), India

² Department of Mathematics, Shri Shivaji Education Society Amravati's Science College, Nagpur (M.S.), India

³ Department of Mathematics, Shri R. R. Lahoti Science College, Morshi, Dist. Amravati (M.S.), India, e-mail: ankitdabre@live.com

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИЕМЛЕМОСТЬ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ РЕНЬИ ПРИ ОБРЕЗКЕ ХАББЛА В ГРАВИТАЦИИ $f(T, B)$

Н.Т.КАТРЕ¹, К.ПАВАР², А.К.ДАБРЕ³

Статья посвящена исследованию поведения и физической приемлемости пространственно однородного и изотропного пространства-времени FLRW, заполненного материей без давления и голографической темной энергией Реньи при ИК-пороге Хаббла в рамках гравитации $f(T, B)$. Рассчитаны некоторые космологические параметры для изучения астрофизических следствий построенной модели. Обсуждается их поведение в ходе эволюции, в том числе, параметры определителя состояния и параметры EoS. Обнаружено, что построенная голографическая модель темной энергии Реньи "путешествует" из Фантома, Λ CDM и, наконец, входит и остается в эре темной энергии Квинтэссенции с увеличением красного смещения.

Ключевые слова: *гравитация $f(T, B)$, голографическая темная энергия Реньи, обрезание Хаббла, красное смещение*

REFERENCES

1. *C.L.Bennett et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **148**, 1, 2003.
2. *D.N.Spergel et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **148**, 175, 2003.
3. *D.N.Spergel et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **170**, 288, 2007.
4. *R.A.Knop et al.*, *Astrophys. J.*, **598**, 102, 2003.
5. *S.Perlmutter et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
6. *A.G.Riess et al.*, *Astron. J.*, **116**, 1009, 1998.
7. *S.Perlmutter et al.*, *Astrophys. J.*, **483**, 565, 1997.
8. *D.J.Eisenstein et al.*, *Astrophys. J.*, **633**, 560, 2005.
9. *B.Jain, A.Taylor*, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 141302, 2003.
10. *E.Hawkins et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **346**, 78, 2003.
11. *M.Tegmark et al.*, *Phys. Rev. D*, **69**, 103501, 2004.
12. *S.Cole et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **362**, 505, 2005.
13. *S.Lee*, *The Trouble with Physics*, Houghton Mifflin Company, 2006.
14. *P.Astier, R.Pain*, *Comptes Rendus Phys.*, **13**, 521, 2012.
15. *E.J.Copeland, M.Sami, S.Tsujikawa*, *Int. J. Mod. Phys. D*, **15**, 1753, 2006.
16. *R.R.Caldwell, M.Kamionkowski*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **59**, 397, 2009.
17. *A.Silvestri, M.Trodden*, *Reports Prog. Phys.*, **72**, 096901, 2009.

18. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Int. J. Geom. Methods Mod. Phys., **04**, 115, 2007.
19. *S.Capozziello*, Int. J. Mod. Phys. D, **11**, 483, 2002.
20. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rev. D, **74**, 086005, 2006.
21. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Lett. B, **657**, 238, 2007.
22. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rep., **505**, 59, 2011.
23. *K.Pawar, A.K.Dabre, P.Makode*, Astrophys., **66**, 1-13, 2023.
24. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, <https://arxiv.org/abs/0807.0685v1>, 2008.
25. *K.Bamba, S.Capozziello, M. De Laurentis et al.*, Phys. Lett. B, **727**, 194, 2013.
26. *V.R.Chirde, S.P.Hatkar, S.D.Katore*, Int. J. Mod. Phys. D, **29**, 2050054, 2020.
27. *K.Pawar, A.K.Dabre*, Astrophys., **66**, 114, 2023.
28. *K.Pawar, N.T.Katre, A.K.Dabre*, Int. J. Sci. Res. Phy. Apl. Sci., **11**, 1, 2023.
29. *K.Pawar, A.K.Dabre*, Int. J. Sci. Res. Phy. Apl. Sci., **10**, 8, 2022.
30. *K.Pawar, A.K.Dabre, N.T.Katre*, Int. J. Sci. Res. Phy. Apl. Sci., **10**, 1, 2022.
31. *K.Pawar, A.K.Dabre*, J. Sci. Res., **15**, 695, 2023.
32. *S.Chakraborty*, Gen. Relativ. Gravit., **45**, 2039, 2013.
33. *M.J.S.Houndjo*, Int. J. Mod. Phys. D, **21**, 1250003, 2012.
34. *G.A.R.Franco, C.E.Rivera, J. Said*, Eur. Phys. J. C, **80**, 677, 2020.
35. *A.Pourbagher, A.Amani*, Mod. Phys. Lett. A, **35**, 2050166, 2020.
36. *C.E.Rivera, J. Said*, Class. Quantum Gravity, **37**, 165002, 2020.
37. *S.Nojiri, S.D.Odintsov, V.K.Oikonomou*, Phys. Rep., **692**, 1-104, 2017.
38. *S.Shankaranarayanan, J.P.Johnson*, Gen. Relativ. Gravit., **54**, 1, 2022.
39. *G.J.Olmo, D.Rubiera-Garcia, A.Wojnar*, Phys. Rep., **876**, 1-75, 2020.
40. *L.Susskind*, J. Math. Phys., **36**, 6377, 1995.
41. *M.Li*, Phys. Lett. B, **603**, 1-5, 2004.
42. *H.M.Sadjadi*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **2007**, 026, 2007.
43. *L.Xu*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **2009**, 016, 2009.
44. *J.Liu, Y.Gong, X.Chen*, Phys. Rev. D, **81**, 083536, 2010.
45. *Z.P.Huang, Y.L.Wu*, Int. J. Mod. Phys. A, **27**, 1250130, 2012.
46. *A.Al.Mamon, U.K.Sharma, M.Kumar et al.*, Gen. Relativ. Gravit., **55**, 74, 2023.
47. *A.Oliveros, M.A.Sabogal, M.A.Acero*, Eur. Phys. J. Plus, **137**, 783, 2022.
48. *E.K.Li, Y.Zhang, J.L.Geng et al.*, Gen. Relativ. Gravit., **47**, 136, 2015.
49. *Y.Nomura, G.N.Remmen*, J. High Energy Phys., **2018**, 63, 2018.
50. *H.Moradpour et al.*, Eur. Phys. J. C, **78**, 829, 2018.
51. *A.S.Jahromi et al.*, Phys. Lett. B, **780**, 21, 2018.
52. *V.C.Dubey, U.K.Sharma, A.Al.Mamon*, Adv. High Energy Phys., **2021**, 1-17, 2021.
53. *M.A.Zadeh, A.Sheykhi, H.Moradpour et al.*, Eur. Phys. J. C, **78**, 940, 2018.
54. *A.Salehi, M.Pourali, Y.Abedini*, Gen. Relativ. Gravit., **55**, 57, 2023.
55. *J.Sadeghi, B.Pourhassan, Z.A.Moghaddam*, Int. J. Theor. Phys., **53**, 125, 2014.
56. *S.Nojiri, S.D.Odintsov, T.Paul*, Symmetry (Basel), **13**, 928, 2021.
57. *S.Nojiri, S.D.Odintsov, T.Paul*, Phys. Lett. B, **825**, 136844, 2022.
58. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Gen. Relativ. Gravit., **38**, 1285, 2006.
59. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Eur. Phys. J. C, **77**, 528, 2017.
60. *J.Bharali, K.Das*, Astrophysics, **64**, 512, 2021.

61. *K.S.Wankhade, A.Shaikh, S.N.Khan*, East Eur. J. Phys., **3**, 87, 2023.
62. *M.K.Alam, S.S.Singh, L.A.Devi*, Astrophysics, **66**, 383, 2023.
63. *V.K.Bhardwaj, A.Dixit, A.Pradhan et al.*, Int. J. Mod. Phys. A, **37**, 2250178, 2022.
64. *S.Bahamonde, C.G.Böhmer, M.Wright*, Phys. Rev. D, **92**, 104042, 2015.
65. *S.Bahamonde, M.Zubair, G.Abbas*, Phys. Dark Universe, **19**, 78, 2018.
66. *M.Zubair, S.Waheed, M.A.Fayyaz et al.*, Eur. Phys. J. Plus, **133**, 452, 2018.
67. *S.Bahamonde, S.Capozziello*, Eur. Phys. J. C, **77**, 107, 2017.
68. *S.Capozziello, M.Capriolo, L.Caso*, Eur. Phys. J. C, **80**, 156, 2020.
69. *A.Paliathanasis, G.Leon*, Eur. Phys. J. Plus, **136**, 1092, 2021.
70. *C.E.Rivera, G.R.Franco, J.L.Said*, Universe, **7**, 441, 2021.
71. *D.D.Pawar, G.G.Bhuttampalle, P.K.Agrawal*, New Astron., **65**, 1, 2018.
72. *J.L.Said*, Eur. Phys. J. C, **77**, 883, 2017.
73. *V.Sahni, T.D.Saini, A.A.Starobinsky et al.*, J. Exp. Theor. Phys. Lett., **77**, 201, 2003.
74. *S.Maity, U.Debnath*, Eur. Phys. J. Plus, **134**, 514, 2019.
75. *A.Y.Shaikh, S.V.Gore, S.D.Katore*, New Astron., **80**, 101420, 2020.
76. *S.H.Shekh, P.H.R.S.Moraes, P.K.Sahoo*, Universe, **7**, 67, 2021.

DOI: 10.54503/0002-3051-2024.77.1-121

INDUCED ELECTROMAGNETIC RADIATION FROM A CHARGED CLOUD IN A PLANE GRAVITATIONAL WAVE

V.EPP¹, K.OSETRIN^{1,2}

Received 30 November 2023

Accepted 7 March 2024

For the perturbative model of a plane gravitational wave on a flat background of Minkowski space-time, electromagnetic radiation from a charged cloud in the field of a gravitational wave, detected by a remote observer, was found. It is shown that the charge density in the cloud does not change, and the radiation is generated by currents induced by the gravitational wave. The angular distribution of the radiation is obtained. If the refractive index of the cloud medium is greater than unity, Cherenkov-type radiation is generated.

Keywords: *gravitational wave: charged cloud: plasmas: electromagnetic radiation: Cherenkov radiation*

1. *Introduction.* Currently, significant research efforts are being made to develop methods for direct detection of gravitational waves. These efforts culminated in the successful registration of gravitational waves and the beginning of a new scientific field of research - gravitational wave astronomy [1-3]. However, direct detection of long-length gravitational waves faces certain difficulties. This is especially true for primordial gravitational waves, which can have long wavelengths and also correspond to the equations of modified theories of gravity [4-10]. Therefore, the study of the alternative models for detecting gravitational waves that make it possible to observe gravitational waves by indirect methods is relevant. In particular, a number of works are devoted to the interaction of gravitational waves with electromagnetic fields and with charged particles. The basic idea is that gravitational waves can accelerate charged particles, which should result in electromagnetic radiation. The methods for calculating this radiation and, accordingly, the calculation results are very different. In one of the first works devoted to this topic [11], a method of successive approximations for solving Maxwell's equations for a point charge in the field of a spherical gravitational wave was proposed. A similar method is used to evaluate the interaction of a charged particle with a plane gravitational wave [12]. It has been shown that charged particles can transform the energy of a gravitational wave into electromagnetic radiation. Boughn

[13] has solved the Maxwell equations for a point charge in the metric of a plane gravitational wave, expanding the electromagnetic field potential into spherical harmonics. The coefficients of this expansion are analysed using numerical methods. It is shown that the total radiation intensity summed over harmonics diverges. Methods for eliminating this divergence are proposed. The emission of a relativistic point charge colliding with a plane gravitational wave was studied by Sasaki and Sato [14] also using the method of successive approximations. It is shown that a charge radiates into a narrow cone in the direction of its motion. And again, in the direction of propagation of the gravitational wave, the intensity of the charge radiation diverges. As we can see, most authors encounter difficulties associated with divergences of various kinds when calculating the electromagnetic field of a point charge in the metric of plane gravitational wave. A number of papers are related to the construction of integrable exact models of gravitational waves, including models of primordial gravitational waves [15-20].

In this paper, we study the electromagnetic radiation of a continuously distributed charge in a cloud of dust or plasma, which is affected by a plane gravitational wave. The gravitational wave deforms the cloud in a known way. It is shown that the charge density in the cloud does not change, but the deformation of the cloud induces periodically changing currents that generate electromagnetic radiation. The properties of this radiation were studied depending on the dielectric constant of the cloud medium. It is shown that, under certain conditions, a gravitational wave can induce Cherenkov radiation from a plasma cloud.

2. A cloud of charged particles in the gravitational wave. Let a plane gravitational wave incident on a cloud with uniformly distributed charge. We take metric the gravitational wave in the form

$$g^{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu} + h^{\mu\nu}, \quad h \ll 1, \quad (1)$$

$$h^{\mu\nu} = a^{\mu\nu} \exp(i \kappa_\sigma x^\sigma), \quad (2)$$

where $\eta^{\mu\nu}$ is the Minkowsky space metric and $a^{\mu\nu}$ is the wave amplitude. In the transverse-traceless gauge $a^{\mu\nu}$ can be written as

$$a^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b & 0 \\ 0 & b & -a & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

for a wave travelling in the x^3 -direction.

Let us consider the deformation of a charged cloud under the influence of a gravitational wave. We will assume that the cloud is of cylindrical shape and

the axis of the cylinder coincides with the direction of wave propagation. The time dependance of the particles positions we find as solution to the geodesic equation with 4-velocity u^ν

$$\frac{du^\nu}{d\tau} + \Gamma_{\mu\sigma}^\nu u^\mu u^\sigma = 0. \quad (4)$$

In the same coordinates as used in (3), let them be ξ^ν , the solution to geodesic equation reads $u^\nu = \dot{\xi}^\nu = (c, 0, 0, 0)$. Hence, the space 3-vector ξ^i ($i=1, 2, 3$) is constant. Next, we introduce the spatial coordinates ζ^i , which represent the physical separation of nearby particles in the gravitational wave (see for example [21])

$$\zeta^i = \xi^i + \frac{1}{2} h_k^i \xi^k, \quad i, k = 1, 2, 3. \quad (5)$$

For simplicity, we will assume that the gravitational wave is polarized so that in the tensor (3) $b=0$. Substituting h_k^i into the last equation, we find that in the plane orthogonal to the wave vector of the gravitational wave, the particle coordinates, expressed in units of length, vary as [21]

$$\zeta^1 = \xi^1 \left[1 - \frac{a}{2} \cos \kappa (ct - \xi^3) \right], \quad (6)$$

$$\zeta^2 = \xi^2 \left[1 + \frac{a}{2} \cos \kappa (ct - \xi^3) \right], \quad (7)$$

$$\zeta^3 = \xi^3. \quad (8)$$

The constant vector $\xi = (\xi^1, \xi^2, \xi^3)$ labels the initial position of the particle, $ct = \xi^0$ is the time coordinate. The vector field of particle velocities has the form

$$\mathbf{v} = \frac{a}{2} \omega (\xi^1, -\xi^2, 0) \sin \kappa (ct - \xi^3). \quad (9)$$

Accordingly, the electric current density in the cloud is equal to $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$. Variation of the charge density in the cloud we find from the continuity equation [22]

$$(-g)^{-1/2} \partial_\alpha (\sqrt{-g} j^\alpha) = 0, \quad (10)$$

where g is the determinant of the metric tensor. Eq. (3) shows that g differs from minus one by terms of second order of smallness in h . Hence, up to the first order in h , the continuity equation reads

$$\text{div}(\rho \mathbf{v}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (11)$$

We look for a solution for ρ in the form of a Fourier series expansion in time. As a result, we get $\rho = \text{const}$.

Thus, the effect of a gravitational wave on a cloud is that the charges are displaced in a plane orthogonal to the direction of propagation of the wave, the

charge density does not change, but the current distributed in the cross section of the cloud is induced according to the law (9). This alternating current can be expected to generate electromagnetic radiation.

If we restrict ourselves to the first order approximation in h , then the further calculation of the electromagnetic field produced by currents and the propagation of electromagnetic waves can be carried out as for the flat space with the metric $\eta_{\mu\nu}$. This can be seen, for example, from the following reasoning. Maxwell's equations in a gravitational field can be written as equations in a material medium with a certain dielectric and magnetic permeabilities [22]. These characteristics of the medium are expressed through the determinant of the metric tensor. However, as we have already noted, the determinant of the metric tensor (1) is equal to minus one up to terms of order h^2 . Therefore, in the linear approximation in h , Maxwell's equations in the metric (1) coincide with Maxwell's equations in flat space.

3. *Radiation from the charged cloud.* At large distances from the region where the radiation is generated, the electric field of the radiation is set only by the vector potential $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ [22]

$$\mathbf{E} = (\dot{\mathbf{A}} \times \mathbf{e}) \times \mathbf{e}, \quad (12)$$

where \mathbf{e} is the unit vector in the direction of radiation, the dot denotes the time derivative. The vector potential is determined by the current density at a delayed moment in time

$$\mathbf{A} = \frac{1}{cR_0} \int \mathbf{j} \left(t - \frac{R_0}{c} + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{e} \sqrt{\varepsilon}}{c} \right) dV. \quad (13)$$

Here R_0 is the distance from the center of the cloud to the observer, $\sqrt{\varepsilon}$ is the dielectric constant of the medium in the cloud, \mathbf{r} is the radius vector of the volume element dV . We wrote the fraction R_0/c without dielectric constant, because we believe that R_0 is much larger than the size of the cloud and the radiation propagates from the cloud to the observer in a vacuum.

Let us represent the vector potential in the spherical coordinate system (R_0, θ, ϕ) as $\mathbf{A} = (A_R, A_\theta, A_\phi)$. Obviously, A_R is not included in the formula (12), so it is enough to calculate A_θ and A_ϕ . The current density components in the spherical coordinate system are equal

$$j_\theta = j_1 \cos\theta \cos\phi + j_2 \cos\theta \sin\phi, \quad (14)$$

$$j_\phi = -j_1 \sin\phi + j_2 \cos\phi. \quad (15)$$

Substituting the current density $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$ into equation (13) in accordance with equation (9) and integrating over the volume, we obtain

$$A_\theta = \frac{2\pi ar_0^2 \cos\theta}{R_0 \omega n(1-n\cos\theta)\sin\theta} \sin\left[\frac{L\omega}{2c}(1-n\cos\theta)\right] e^{i\omega t} J_2(z), \quad (16)$$

$$A_\phi = 0, \quad z = \frac{\omega nr_0}{c} \sin\theta. \quad (17)$$

Here $J_2(z)$ is the Bessel function, $n = \sqrt{\epsilon}$ is the refractive index, r_0 and L are the radius and the length of the cloud respectively. We see that the frequency of radiation is the same as the frequency of gravitational wave.

When integrating over volume in equation (13), we have neglected the variation of the cloud surface with time. The amplitude of this variation is proportional to h , however, the current density $j(t)$ is already proportional to h . So the pulsation of the cloud surface adds a second-order correction to the integral.

It follows from (12) that $E_\theta = -A_\theta$, $E_\phi = 0$. Finally, we calculate intensity of radiation as time-dependent intensity averaged over period

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{c}{4\pi} \bar{E}^2 R_0^2 = \frac{\pi ca^2 r_0^4 \sin^2\left[\frac{L\omega}{2c}(1-n\cos\theta)\right]}{2n^2 \sin^2\theta(1-n\cos\theta)^2} J_2^2(z). \quad (18)$$

To facilitate the analysis of the obtained result, we denote by η_\perp the dimensionless radius of the cloud in units of the gravitational wave length and by η_\parallel the length of the cloud in the same units. The cloud volume V can also be expressed in dimensionless units.

$$\eta_\perp = \frac{r_0 \omega}{2\pi c}, \quad \eta_\parallel = \frac{L\omega}{2\pi c}, \quad V = \pi \eta_\perp^2 \eta_\parallel. \quad (19)$$

Then the radiation intensity will take the form

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{8\pi^3 c^5 a^2 V^2}{n^2 \omega^4 \sin^2\theta} \frac{\sin^2[\pi \eta_\parallel (1-n\cos\theta)]}{\eta_\parallel^2 (1-n\cos\theta)^2} J_2^2(2\pi \eta_\perp n \sin\theta). \quad (20)$$

The factor V^2 in the numerator of this expression indicates that the radiation in the cloud is generated coherently. This is a consequence of the fact that the gravitational wave excites currents in the cloud in a consistent manner. Another consequence of this fact is the modulation of the angular distribution along the angle θ , which is reflected by the square of the sine in the numerator. In other words, the radiation pattern is, generally speaking, multi-lobed. There is no radiation in the direction of propagation of the gravitational wave ($\theta=0$), since at $\theta \rightarrow 0$ the square of the Bessel function tends to zero as θ^4 .

As can be seen from equation (16), the radiation is polarized in a plane passing through the cloud axis and the point where the observer is located. This is a consequence of the fact that we considered a polarized gravitational wave. Naturally,

in the general case of a monochromatic gravitational wave, electromagnetic radiation will have elliptical polarization.

Note, that the angular distribution of intensity contains a factor $1 - n \cos \theta$ in the denominator. If the index of refraction is greater than unity ($n > 1$), then the radiation is of Cherenkov radiation type. This could be expected because the gravitational wave propagates in the cloud faster than the speed of light in this medium. However, unlike the Cherenkov radiation, expression (20) remains finite at $1 - n \cos \theta = 0$. And only at $L \rightarrow \infty$, as can be seen from equation (18), the angular distribution of radiation degenerates into a delta function. Radiation in this case is confined within the Cherenkov cone with the opening angle θ_c , such that $\cos \theta_c = n^{-1}$ and propagates outward at the angle θ_c .

4. *Discussion.* We considered a very simple model of the interaction of a gravitational wave with charged matter in order to identify the basic properties of the resulting electromagnetic radiation during the collective motion of charged particles. In the papers cited in the introduction, only radiation of individual charged particles was studied.

Since we were mainly interested in the mechanism of electromagnetic radiation and the properties of this radiation, we do not discuss here the issue of how widespread clouds of plasma, dust or gas with an uncompensated electric charge are in interstellar space. We only note that extensive regions with separated charge can appear at the front of a shock wave during a supernova explosion, in relativistic jets and in the vicinity of neutron stars if the star's rotation axis does not coincide with the magnetic axis. Also the dust clouds cannot be neglected because dust particles and electrons move in the gravitational field with the same acceleration, but the grains of dusty clouds can carry a significant electrical charge [23,24].

In a highly rarefied cloud, when the distance between charged particles is greater than the radiation wavelength, the particles emit incoherently. In this case, even a cloud that is neutral on average will generate radiation [13].

The results obtained here are obviously not applicable for opaque clouds when the frequency of the electromagnetic wave is less than the Langmuir frequency of plasma oscillations.

5. *Conclusion.* A perturbative model of radiation from a charged cloud in a plane gravitational wave is considered. Electromagnetic radiation from a charged cloud in the field of a gravitational wave, recorded by a remote observer, was found. It is shown that the charge density in the cloud does not change, and the radiation is generated by currents induced by the gravitational wave. The angular distribution of radiation has been found. It is shown that if the refractive index of the cloud medium is greater than unity, Cherenkov-type radiation is generated.

Acknowledgments. The study was supported by the Russian Science Foundation, grant No. 23-22-00343, <https://rscf.ru/en/project/23-22-00343/>.

¹ Tomsk State Pedagogical University, Kievskaya, 60, Tomsk, 634061, Russia, e-mail: epp@tspu.edu.ru

² Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Lenina pr. 40, Tomsk, 634050, Russia, osetrin@tspu.edu.ru

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОГО ОБЛАКА, ИНДУЦИРОВАННОЕ ПЛОСКОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ

В.Я.ЭПП¹, К.Е.ОСЕТРИН^{1,2}

Для пертурбативной модели плоской гравитационной волны на плоском фоне пространства-времени Минковского найдено электромагнитное излучение заряженного облака в поле гравитационной волны, регистрируемое удаленным наблюдателем. Показано, что плотность заряда в облаке не меняется, а излучение генерируется токами, индуцированными гравитационной волной. Получено угловое распределение излучения. Показано, что если показатель преломления среды облака больше единицы, то генерируется излучение черенковского типа.

Ключевые слова: *гравитационная волна: заряженное облако: плазма: электромагнитное излучение: излучение Черенкова*

REFERENCES

1. *B.P.Abbott, R.Abbott, T.D.Abbott et al.*, Phys. Rev. Lett., **116**, 061102, 2016, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.061102>.
2. *B.P.Abbott, R.Abbott, T.D.Abbott et al.*, Phys. Rev. X, **9**, 031040, 2019, <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.9.031040>.
3. *R.Abbott, T.D.Abbott, S.Abraham et al.*, Phys. Rev. X, **11**, 021053, 2021, <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.11.021053>.
4. *S.D.Odintsov, V.K.Oikonoumou*, Fortschritte der Physik, **70**(5), 2100167, 2022, <https://doi.org/10.1002/prop.202100167>.

5. *S.D.Odintsov, V.K.Oikonomou, F.P.Fronimos*, Physics of the Dark Universe, **35**, 100950, 2022, <https://doi.org/10.1016/j.dark.2022.100950>.
6. *S.D.Odintsov, V.K.Oikonomou*, Phys. Lett. B, **824**, 136817, 2022, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136817>.
7. *S.Capozziello, S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Physics of the Dark Universe, **33**, 100867, 2021, <https://doi.org/10.1016/j.dark.2021.100867>.
8. *S.Nojiri, S.D.Odintsov, V.K.Oikonomou et al.*, Physics of the Dark Universe, **28**, 100514, 2020, <https://doi.org/10.1016/j.dark.2020.100514>.
9. *K.Bamba, S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rev. D, **98**, 024002, 2018, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.024002>.
10. *K.Osetrin, I.Kirmos, E.Osetrin*, Universe, **9**(8), 356, 2023, <https://doi.org/10.3390/universe9080356>.
11. *H.Heintzmann*, Z. Physik A, **210**, 380, 1968, <https://doi.org/10.1007/BF01449004>.
12. *T.Wickramasinghe, W.Rhodes, M.Revalski*, in: C.F.Sopuerta (ed.) Gravitational Wave Astrophysics, p.295, Springer, Cham, 2015.
13. *S.Boughn*, Phys. Rev. D, **11**, 248, 1975, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.11.248>.
14. *M.Sasaki, H.Sato*, Progress of Theor. Phys., **60**(1), 148, 1978, <https://doi.org/10.1143/PTP.60.148>.
15. *K.Osetrin, E.Osetrin, E.Osetrina*, European Phys. J. C, **82**(10), 894, 2022, <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10852-6>.
16. *K.E.Osetrin, E.K.Osetrin, E.I.Osetrina*, Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, **56**(32), 325205, 2023, <https://doi.org/10.1088/1751-8121/ace6e3>.
17. *K.Osetrin, E.Osetrin, E.Osetrina*, Symmetry, **15**(7), 1455, 2023, <https://doi.org/10.3390/sym15071455>.
18. *V.V.Obukhov*, Universe, **8**(4), 245, 2022, <https://doi.org/10.3390/universe8040245>.
19. *V.V.Obukhov*, Symmetry, **14**(12), 2595, 2022, <https://doi.org/10.3390/sym14122595>.
20. *V.V.Obukhov*, Symmetry, **15**(3), 648, 2023, <https://doi.org/10.3390/sym15030648>.
21. *M.P.Hobson, G.P.Efstathiou, A.N.Lasenby*, General Relativity. An Introduction for Physicists. Cambridge University Press, Cambridge, p.572, 2006.
22. *L.D.Landau, E.M.Lifshitz*, The Classical Theory of Fields, 4th edn. Course of Theoretical Physics Series, vol. 2, p. 402. Butterworth-Heinemann, Oxford, (UK), 1975.
23. *R.Bingham, V.N.Tsytovich*, Astron. Astrophys., **376**(3), 43, 2001, <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011103>.
24. *V.N.Tsytovich, A.V.Ivlev, A.Burkert et al.*, Astrophys. J., **780**(2), 131, 2013, <https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/2/131>.

CONTENTS

Classification of flat spectrum radio quasars by optical activity types <i>A.M.Mickaelian, H.V.Abrahamyan, G.M.Paronyan, G.A.Mikayelyan, A.G.Sukiasyan, V.K.Mkrтчyan</i>	5
Photometric and spectral study of the group of galactic Wolf-Rayet stars. II. WC and WO sequences <i>L.N.Kondratyeva, I.V.Reva, E.K.Denissyuk, S.A.Shomshekova, A.K.Aimanova</i>	13
Magnetic field structures of chemically peculiar stars. I. HD57682, HD81009 <i>Yu.V.Glagolevskij</i>	29
Magnetic field structures of chemically peculiar stars. II. HD98088, HD182180, HD221218, HD318107 <i>Yu.V.Glagolevskij</i>	41
Activity of TOI-784 and mass loss of its planet atmosphere <i>I.S.Savanov</i>	55
Mass loss of the atmosphere of the planet TOI-1442 c <i>E.S.Dmitrienko, I.S.Savanov</i>	61
The digitized first Byurakan survey database late-type stars candidates. New confirmations. II <i>K.K.Gigoyan, K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, M.Meftah, S.Bekki, E.Karapetyan, F.Rahmatullaeva, G.R.Kostandyan</i>	69
Transverse gradients of a longitudinal magnetic field in active regions with different level of flare productivity. II. Statistical analysis <i>Yu.A.Fursyak</i>	77
Dust ion acoustic solitary waves in plasma with Cairns distributed electrons and new classical distribution of ions <i>B.C.Kalita, R.Kalita, S.Das</i>	91
Physical acceptability of the Renyi holographic dark energy model under the Hubble's cutoff in $f(T, B)$ gravity <i>N.T.Katre, Kalpana Pawar, A.K.Dabre</i>	105
Induced electromagnetic radiation from a charged cloud in a plane gravitational wave <i>V.Epp, K.Osetrin</i>	121

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ОЦИФРОВАННЫЙ ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ КАНДИДАТЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. НОВЫЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЯ. II	
<i>К.К.Гигоян, К.С.Гигоян, А.Саркиссиан, М.Мефта, С.Бекки, Э.Карапетян, Ф.Д.Рахматуллаева, Г.Р.Костандян</i>	69
ПОПЕРЕЧНЫЕ ГРАДИЕНТЫ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ С РАЗНЫМ УРОВНЕМ ВСПЫШЕЧНОЙ ПРОДУКТИВНОСТИ. II. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ	
<i>Ю.А.Фурсяк</i>	77
ПЫЛЕВЫЕ ИОННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СОЛИТОННЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ С ЭЛЕКТРОНАМИ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ КЭРНСА И НОВЫМ КЛАССИЧЕСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИОНОВ	
<i>Б.Ч.Калита, Р.Калита, С.Дас</i>	91
ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИЕМЛЕМОСТЬ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ РЕНЬИ ПРИ ОБРЕЗКЕ ХАББЛА В ГРАВИТАЦИИ $f(T, V)$	
<i>Н.Т.Катре, К.Павар, А.К.Дабре</i>	105
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОГО ОБЛАКА, ИНДУЦИРОВАННОЕ ПЛОСКОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ	
<i>В.Я.Эпп, К.Е.Осетрин</i>	121