

ԱՍԴԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

TOM 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

ПОИСК НОВЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК ВНЕ БЛИЗКИХ ГРУПП

- | | |
|--|-----|
| <i>И.Д.Каракециев, В.Е.Каракециева, С.С.Кайсин,</i> | 471 |
| <i>Е.И.Кайсина</i> | |
| ПЕРВОЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ
СИСТЕМЫ CSS J003106.8+313347 | |
| <i>Э.Паки, С.Бодар, А.Поро</i> | 485 |
| ПОТЕРЯ МАССЫ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ WASP-193 б | |
| <i>И.С.Саванов</i> | 497 |
| ОЦИФРОВАННЫЙ ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ ОБЗОР НЕБА.
ЗВЕЗДЫ КАНДИДАТЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ.
НОВЫЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЯ. I | |
| <i>К.С.Гигоян, К.К.Гигоян, А.Саркиссиан, Г.Р.Костандян,</i> | |
| <i>М.Мефта, С.Бекки</i> | 505 |
| ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ГРУППЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД ВОЛЬФА-РАЙЕ. I. WN
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ | |
| <i>Л.Н.Кондратьева, И.В.Рева, Э.К.Денисюк,</i> | |
| <i>С.А.Шомшекова, Г.К.Айманова</i> | 521 |

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

EPEBAH

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կողեզրական

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկոլոսյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ուստաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)

Ժ.Ալեքսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովայի-Կոգան (Ուստաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ուստաստան),
Տ.Յու.Մաղարյան (Հայաստան), Ա.Մ.Սիրայելյան (Հայաստան), Բ.Ա.Շուտով (Ուստաստան),
Յու.Ա.Շենկով (Ուստաստան), Ա.Ա.Չերեպաշով (Ուստաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ուստաստան),
Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեշետնիկով (Ուստաստան), Գ.Ն.Սարգսյան (Վրաստան),
Ա.Ա.Սահարյան (Հայաստան), Գ.Տ.Տեր-Ղազարյան (Հայաստան), Մ.Տուրատտո (Իտալիա),
Ա.Ռ.Օղինցով (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)

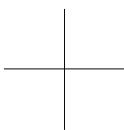
Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), С.Д.Одинцов (Испания),
Е.П.Павленко (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), В.П.Решетников (Россия),
А.А.Саарян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Г.Т.Тер-Казарян (Армения),
М.Туратто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

"ԱՍԴՎՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների 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^г
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e-mail: astrofiz@sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2023



ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

2023

ВЫПУСК 4

ТОМ 66

АСТРОФИЗИКА

ПОИСК НОВЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК ВНЕ БЛИЗКИХ
ГРУПП

*И.Д. Карапетян, В.Е. Карапетяна, С.С. Кайсин,
Е.И. Кайсина* 471

ПЕРВОЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ
СИСТЕМЫ CSS J003106.8+313347

Э.Паки, С.Бодар, А.Поро 485

ПОТЕРЯ МАССЫ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ WASP-193 b

И.С. Саванов 497

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

*К.С. Гигоян, К.К. Гигоян, А.Саркисян, Г.Р. Костандян,
М.Мефта, С.Бекки* 505

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ГРУППЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД ВОЛЬФА-РАЙЕ. I. WN
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ

*Л.Н. Кондратьева, И.В. Рева, Э.К. Денисюк,
С.А. Шомшекова, Г.К. Айманова* 521

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Ե Ր Ե Վ Ա Ն

CONTENTS

A search for new dwarf galaxies outside the nearby groups <i>I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, S.S.Kaisin, E.I.Kaisina</i>	471
The first photometric study of the binary system CSS J003106.8+313347 <i>E.Paki, S.Baudart, A.Poro</i>	485
Mass loss of the planet WASP-193 b atmosphere <i>I.S.Savanov</i>	497
The digitized first Byurakan survey data base. Late-type stars candidates. New confirmations. I <i>K.S.Gigoyan, K.K.Gigoyan, A.Sarkissian, G.R.Kostandyan, M.Meftah, S.Bekki</i>	505
Photometric and spectral study of the group of galactic Wolf-Rayet stars. I. WN sequence <i>L.N.Kondratyeva, I.V.Reva, E.K.Denissyuk, S.A.Shomshekova, G.K.Aimanova</i>	521
Structure of the magnetic field of the star HD133880 (Si) <i>Yu.V.Glagolevkij</i>	539
Periodicity of flare frequency of active flare stars detected by TESS <i>A.A.Akopian</i>	555
Transverse gradients of a longitudinal magnetic field in active regions with different level of flare productivity. I. Calculation methods and dynamics of selected parameters <i>Yu.Fursyak</i>	571
Novel planetary signatures from the dark universe <i>K.Zioutas, V.Anastassopoulos, A.Argiriou, G.Cantatore, S.Cetin, A.Gardikiotis, H.Haralambous, M.Karuza, A.Kryemadhi, M.Maroudas, A.Mastronikolis, C.Oikonomou, K.Ozbozduman, Y.K.Semertzidis, M.Tsagri, I.Tsagris</i>	591
Viscous Ricci dark energy cosmological models in Brans-Dicke theory <i>M.Vijaya Santhi, T.Chinnappalanaidu, S.Srivani Madhu</i>	603

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ HD133880 (Si) <i>Ю.В.Глаголевский</i>	539
ПЕРИОДИЧНОСТЬ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК АКТИВНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ОБНАРУЖЕННЫХ TESS <i>А.А.Акопян</i>	555
ПОПЕРЕЧНЫЕ ГРАДИЕНТЫ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ С РАЗНЫМ УРОВНЕМ ВСПЫШЕЧНОЙ ПРОДУКТИВНОСТИ. I. МЕТОДЫ ВЫЧИС- ЛЕНИЯ И ДИНАМИКА ВЫБРАННЫХ ПАРАМЕТРОВ <i>Ю.А.Фурсяк</i>	571
НОВЫЕ "ПЛАНЕТАРНЫЕ СЛЕДЫ" ТЕМНОЙ ВСЕЛЕННОЙ <i>К.Зиутас, В.Анастасопулос, А.Аргириу, Г.Кантаторе, С.Цетин, А.Гардикиотис, Х.Хараламбус, М.Каруза, А.Кримадхи, М.Маудас, А.Мастрониколис, К.Ойконому, К.Озбоздуман, Ю.К.Семерцидис, М.Цагри, И.Цагрис</i>	591
КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЯЗКОЙ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ РИЧЧИ В ТЕОРИИ БРАНСА-ДИККЕ <i>М.В.Санти, Т.Чиннапаланаиду, С.Ш.Мадху</i>	603

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-471

A SEARCH FOR NEW DWARF GALAXIES OUTSIDE THE NEARBY GROUPS

I.D.KARACHENTSEV¹, V.E.KARACHENTSEVA², S.S.KAISIN¹,
E.I.KAISINA¹

Received 13 November 2023

We undertook a search for new nearby dwarf galaxies outside the known groups in the Local Volume using the data on DESI Legacy Imaging Surveys. In a wide sky area of ~5000 square degrees directed toward the Local Void, we found only 12 candidates to nearby low mass galaxies. Almost all of them are classified as irregular or transition type dwarfs. Additionally, we examined areas of the sky exposed with the Hyper Suprime Camera of the Subaru telescope (~700 square degrees) and found nine more candidates to nearby dwarfs. Finally, nine candidates to the Local Volume were selected by us from the Zaritsky's SMUDG catalog that contains 7070 ultra-diffuse objects automatically detected in the whole area of the DESI surveys. We estimated a fraction of quiescent dSph galaxies in the general cosmic field to be less than 10 percent.

Keywords: *galaxies: dwarf galaxies*

1. *Introduction.* According to modern ideas, the spatial distribution of galaxies is similar to a cosmic "web", where particles (galaxies) are concentrated in filaments and walls that encompass large cosmic voids. Groups and clusters form at the intersection of filaments and walls [1,2]. Catalogs of groups and clusters in the nearby universe show that about half of all galaxies are part of virialized systems of varying populations, and about 15% more galaxies are located in larger collapsing regions around groups, not participating in the global cosmological expansion [3-5]. Thus, about one-third of galaxies are located in the general metagalactic field and do not noticeably interact with each other.

General field galaxies are of particular interest because the star formation history in them follows a different scenario than the evolution of members of virialized systems. The most suitable object to study these differences is the Local Volume (LV) with a radius of ~10 Mpc around the Milky Way, where observational data on galaxies are the most complete. By now, the number of known galaxies in this volume has approached a thousand [6] and continues to increase due to new surveys of the sky in optical and radio bands.

Most searches for new close dwarf galaxies have been undertaken in the region of known close groups [7-10]. This approach led to increase the statistics of the "test particles" used to determine the virial mass of the groups, thus making a

more complete picture of the dark matter distribution in the LV.

Searches for dwarf galaxies not bound to nearby groups have been repeatedly undertaken [11-18]. A summary of observational data on the LV galaxies is presented in the Updated Nearby Galaxy Catalog (UNGC, [6]) and the Local Volume Galaxy Database [19], the latest updated version of which is available at <http://www.sao.ru/lv/lvgdb>.

An obvious advantage of searching for dwarf galaxies in groups and clusters is the ability to assign to new objects a likely distance estimate that coincides with the group mean distance. In the general field dwarfs, their distance and total luminosity remain uncertain until the radial velocity is measured or structural features (e.g. globular clusters) suitable as distance indicators are found. In the LV, the best method is to measure the distance by the luminosity of the tip of red giant branch - TRGB. This method, used in the Hubble Space Telescope (HST) observations, can measure the distance for any type of galaxy in the LV with an accuracy of $\sim 5\%$ or $\sim (0.3\text{--}0.5)$ Mpc, allowing us to confidently separate field galaxies against group members.

2. Searches for new dwarf galaxies in the Local Volume.

2.1. The Local Void region. The publication of DESI Legacy Imaging Surveys [20] (<http://www.legacysurvey.org/>), has provided an opportunity to discover new LV dwarf candidates over an area of ~ 14000 square degrees, covering about one third of the entire sky. We have already used this survey to search for dwarf satellites around 46 relatively massive LV galaxies [10]. This resulted in the discovery of 67 satellite candidates for these galaxies, half of which turned out to be low surface brightness spheroidal dwarfs (dSph) with no evidence of star formation. To search for new dwarf galaxies in the local total field, we chose a wide region in the direction of the Local Void, whose center according to [21] has approximate equatorial coordinates $\text{RA} \approx 18^{\text{h}}$, $\text{Dec} \approx 0^{\circ}$. Our survey area covered the sky region $\text{RA} > 13^{\text{h}}.5$, $\text{Dec} > -5^{\circ}$, the eastern side of which was bounded by the Milky Way band. Additionally, we inspected the polar cap with $\text{Dec} > +60^{\circ}$, avoiding the virial area of the known nearby group around M81. In the inspected direction, there is another void Draco-Cepheus [22] with its center at a distance of 14 Mpc. A panorama of the large-scale matter distribution in this direction is shown by [2]. In total, the area we inspected outside the nearby groups amounts to about 5000 square degrees or 1/3 of the DESI Legacy Imaging Surveys. In this huge area, we detected only 12 candidates for new LV dwarf galaxies. Their images are shown as a mosaic in Fig.1, where the size of each image corresponds to $2'$.

The list of detected objects is given in Table 1, whose columns contain: (1) - galaxy name; (2) - equatorial coordinates in h, m, s and deg, ', "; (3) - a maximum apparent galaxy diameter in arc minutes; (4) - an apparent axial ratio;

(5) - morphological type: irregular (Irr), spheroidal (Sph), or intermediate (transition) (Tr); (6), (7) - apparent galaxy magnitudes in the *FUV* and *NUV* bands of the GALEX Ultraviolet Sky Survey [23]; (8) - apparent magnitude of the galaxy in the *B*-band; (9), (10) - apparent magnitudes in the *g*- and *r*-bands; (11) - notes on the presence of the galaxy's structure features and close surroundings.

The total apparent *g*- and *r*-magnitudes of galaxies were taken from the SMUDG Ultra-Diffuse Galaxy Catalog [17] or from the Legacy Survey DR9 photometric data [20]. For some low surface brightness galaxies with patchy structure, we have made *g*- and *r*-magnitude measurements for galaxy images from the DESI Legacy Imaging Surveys using the standard methods of processing in the MIDAS software package from the European Southern Observatory. A typical measurement error was about 0.10 mag. The total *B*-magnitude of galaxies was determined using the ratio $B = g + 0.313(g - r) + 0.227$ recommended by Lupton¹. The median apparent magnitude of the detected dwarf galaxies is $B \approx 18^m$, which at the far edge of the LV ($D = 10$ Mpc) corresponds to an absolute magnitude of $M_B \approx -12^m$.

All of these dwarf galaxies appear to be rather isolated objects located far away from other known members of the Local Volume. The only exception is a very

Table 1

LV CANDIDATES OUTSIDE THE NEIGHBORING GROUPS

Name	RA (2000.0) h m s	DEC o ' "	a'	b/a	Type	m_{FUV} mag	m_{NUV} mag	<i>B</i> mag	<i>g</i> mag	<i>r</i> mag	Notes
(1)	(2)		(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
SMDG0956+82	09 56 13.0	+82 53 24	0.70	0.60	Irr	19.64	19.33	18.08	17.75	17.42	(1)
Dw1155+78	11 55 54.2	+78 04 44	0.58	0.73	Tr	>23.5	-	19.61	19.18	18.54	-
Dw1234+76	12 34 23.3	+76 43 34	0.96	0.58	Irr	21.76	21.55	17.9	17.58	-	(1)
Dw1339+39	13 39 45.1	+39 08 09	0.60	0.66	Irr	18.65	18.38	17.68	17.45	17.51	(2)
SMDG1349+04	13 49 16.8	+04 49 05	0.72	0.73	Tr	>23.5	21.88	18.88	18.53	18.16	-
Dw1459+44	14 59 38.4	+44 40 23	1.43	0.95	BCD	17.02	16.91	17.07	16.80	16.78	(3)
UGC9893sat	15 32 51.4	+46 25 55	0.71	0.79	Irr	>23.5	22.05	20.63	20.22	19.62	(4)
Dw1533+67	15 33 28.1	+67 45 29	0.83	0.46	Irr	19.36	19.06	17.89	17.59	17.35	-
Dw1559+46	15 59 02.6	+46 23 40	0.60	0.88	Irr	-	-	17.19	16.90	16.70	(1)
Dw1645+46	16 45 48.5	+46 47 24	0.74	0.67	Irr	19.71	19.48	17.93	17.63	17.40	(1)
Dw1709+74	17 09 45.6	+74 10 44	1.39	0.81	Tr	21.35	20.79	17.46	17.04	16.43	(5)
Dw1735+57	17 35 34.6	+57 48 47	0.69	0.66	Irr	18.35	18.15	17.07	16.74	16.40	-

Notes: (1) - granulated; (2) - near a bright star; the object is located at 16' to West from UGC 9660 that has $V_h = 608$ km/s and $D = 10.76$ Mpc via TRGB; (3) - a compact dwarf with an extended halo, $V_h = 683$ km/s; (4) - the object has a very low surface brightness; it is only 2' SW from UGC9893; (5) - probably a distant dwarf.

¹ <https://www.sdss3.org/dr10/algorithms/sdssUBVRITransform.php#Lupton2005>.

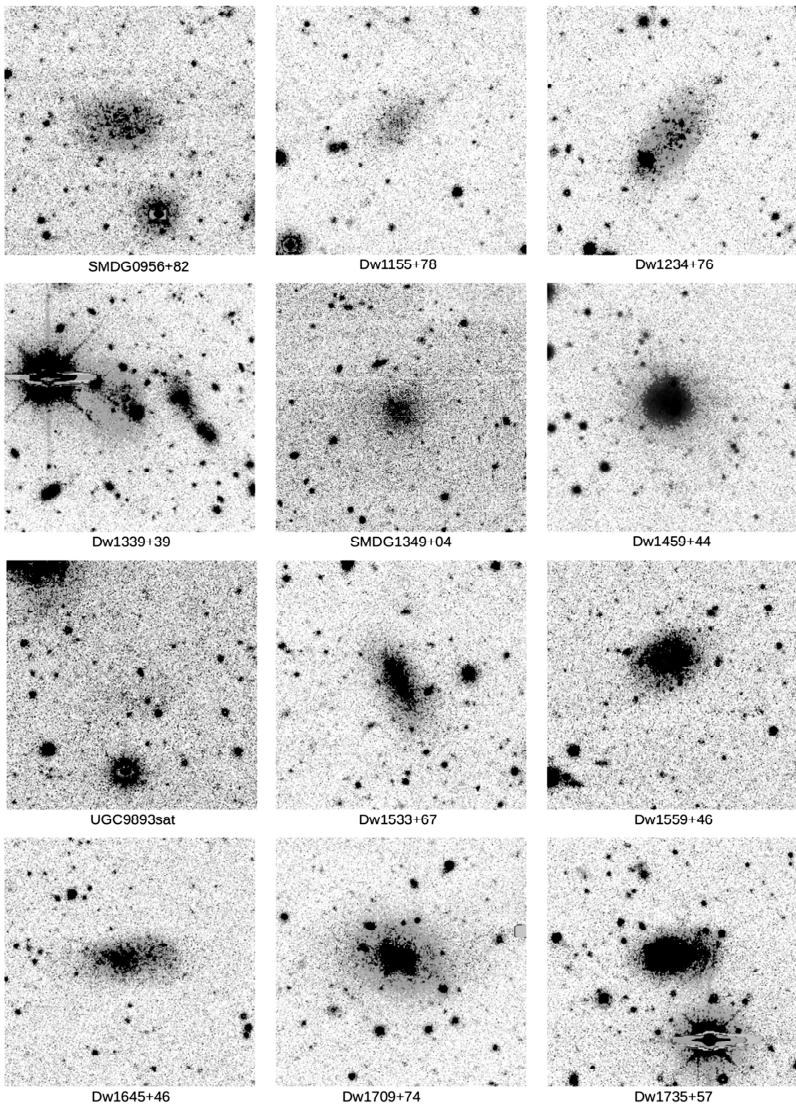


Fig.1. Images of 12 new dwarf galaxies from DESI Legacy Imaging Surveys found in the Local Void region. Each image size is $2' \times 2'$. North is to the top and East is to the left.

low surface brightness dwarf, UGC9893sat, which is almost in contact with another peculiar dIrr galaxy UGC9893=IZw115=VV720=KIG 686, which has a distance estimate of 10.2 Mpc based on the Tully-Fisher relation between a galaxy luminosity and its HI-line width. It is likely that these dwarf galaxies form a physical pair at a stage close to their merger.

2.2. HSC survey areas. Among the DESI Legacy Imaging Surveys there is a series of sky areas exposed on the 8.5-meter Subaru telescope Hyper Suprime Camera (HSC) with a deeper limit and higher angular resolution in comparison with the Legacy surveys. The combined area of them is about 700 square degrees. We inspected these regions of the sky and found 9 other LV dwarf galaxy candidates. Their images are shown in Fig.2, where each element of the mosaic is 2' in size. The data on these objects are compiled in Table 2, in which the column designations are the same as in Table 1. Some individual features of the galaxies are presented in notes to the table. Among these objects there are only two dwarf galaxies of spheroidal type. Of them, Dw0852-0210 may be a companion of the Sc galaxy UGC4640 having a heliocentric velocity $V_h = 3308$ km/s, and Dw1229+0144 may be a companion of the Sbc galaxy NGC4536 with $V_h = 1807$ km/s or be belong to peripheral members of the Virgo cluster.

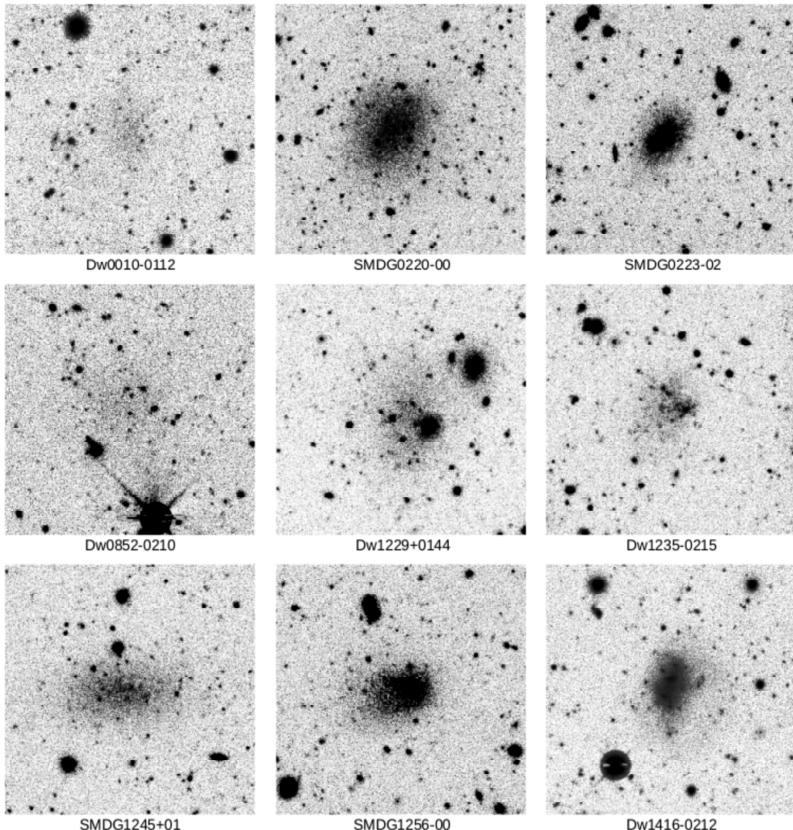


Fig.2. Images of 9 new dwarf galaxies found in areas of the Subaru telescope Hyper Suprime Camera survey. Each image size is 2' x 2'. North is to the top and East is to the left.

Table 2

LV CANDIDATES FROM SURVEY OF HSC-FIELDS IN DESI
LEGACY IMAGING SURVEYS

Name	RA (2000.0) h m s	DEC o ' "	a'	b/a	Type	m_{FUV} mag	m_{NUV} mag	B mag	g mag	r mag	Notes
(1)	(2)		(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
Dw0010-0112	00 10 26.4	-01 12 18	0.58	0.61	Tr	>23.5	-	20.58	20.20	19.70	(1)
SMDG0220-00	02 20 48.2	-00 27 54	0.97	0.83	Tr	22.79	20.90	18.04	17.65	17.13	(2)
SMDG0223-02	02 23 18.7	-02 03 25	0.66	0.67	BCD	23.5:	-	18.68	18.32	17.93	(3)
Dw0852-0210	08 52 35.5	-02 10 41	0.73	0.97	Sph	>23.5	-	20.01	19.55	18.80	(4)
Dw1229+0144	12 29 22.1	+01 44 17	1.11	0.68	Sph	23.49	21.53	18.66	18.22	17.53	(5)
Dw1235-0215	12 35 53.0	-02 15 54	0.64	0.82	Irr	20.13	20.04	19.02	18.70	18.39	(6)
SMDG1245+01	12 45 52.3	+01 54 22	0.85	0.56	Sph	>23.5	-	18.01	17.61	17.05	(7)
SMDG1256-00	12 56 35.8	-00 31 44	0.74	0.67	Irr	20.28	19.65	18.14	17.80	17.44	(8)
Dw1416-0212	14 16 38.9	-02 12 04	0.81	0.89	Im	20.47	19.62	18.17	17.83	17.46	(9)

Notes: (1) - there are some cirrus in its vicinity; (2) - $V_h = 4400 \pm 6000$ km/s from [24]; (3) - it is located at 20' to NW from UGC 1862 that has $V_h = 1383$ km/s; (4) - very low surface brightness; above the bright star; at 12' to W there is a galaxy UGC 4640 with $V_h = 3309$ km/s; (5) - in contact with a bright star, may be a member of Virgo cluster; (6) - granulated, a probable satellite of the Sombrero galaxy; (7) - granulated; at 40' to W there is a bright peculiar SB galaxy NGC 4643 with 3 tight dSphs and $V_h = 1333$ km/s (the Virgo cluster members?); (8) - probably a peripheric member of the Virgo cluster; (9) - with a faint asymmetric envelope; not detected in HIPASS.

2.3. Candidate dwarf galaxies of the LV from the SMUDG catalog. The regions of the sky, where our search for new Local Volume candidates was conducted, cover a significant part, but not the entire DESI Legacy Imaging Surveys area. Therefore, we used data from the SMUDG catalog (Systematically Measuring Ultra-Diffuse Galaxies, [24]) to continue our search. The latest full version of this catalog [17] contains 7070 low surface brightness objects automatically extracted from DR9 Legacy Survey images, with the results of surface photometry of these objects presented in the "g" and "r" bands. As shown by our analysis, along with dwarf galaxies, the catalog includes a number of fragments of interstellar cirrus. Visual inspection of the SMUDG objects allowed us to identify 9 dwarf galaxies that can be located at a distance $D \leq 12$ Mpc. The list of them is summarized in Table 3. The content of its columns is analogous to the corresponding data in Tables 1 and 2. The images of these galaxies are reproduced in Fig.3 in the same manner as in the previous figures.

Among the 9 galaxies, one, KK220=AGC232003 has a radial velocity measurement, $V_{hel} = 776 \pm 6$ km/s, which allows us to estimate the galaxy distance $D = 11.1$ Mpc based on the Numerical Action Method model (NAM, [25]).

According to the table annotations, two dSph galaxies are well-isolated objects, while the other two dSphs may be members of more distant systems outside the LV.

3. The problem of distance estimation for dSph galaxies. Dwarf dIrr- and BCD-galaxies rich in gas and with active star formation are easy targets for measuring their radial velocity both in the optical and radio ranges. The situation with determination of the radial velocity in dwarfs of spheroidal and transitional (Tr) types is much more complicated. The absence of star formation sites as well as appreciable amount of neutral hydrogen makes it almost impossible to measure the velocity of a galaxy. In nearby dSph objects, it is sometimes possible to determine the optical velocity in the presence of a globular cluster or planetary nebula in the galaxy.

There is a dependence between the absolute magnitude of dSph-galaxy and its average surface brightness

$$SB = (1/3)M_B + \text{const} ,$$

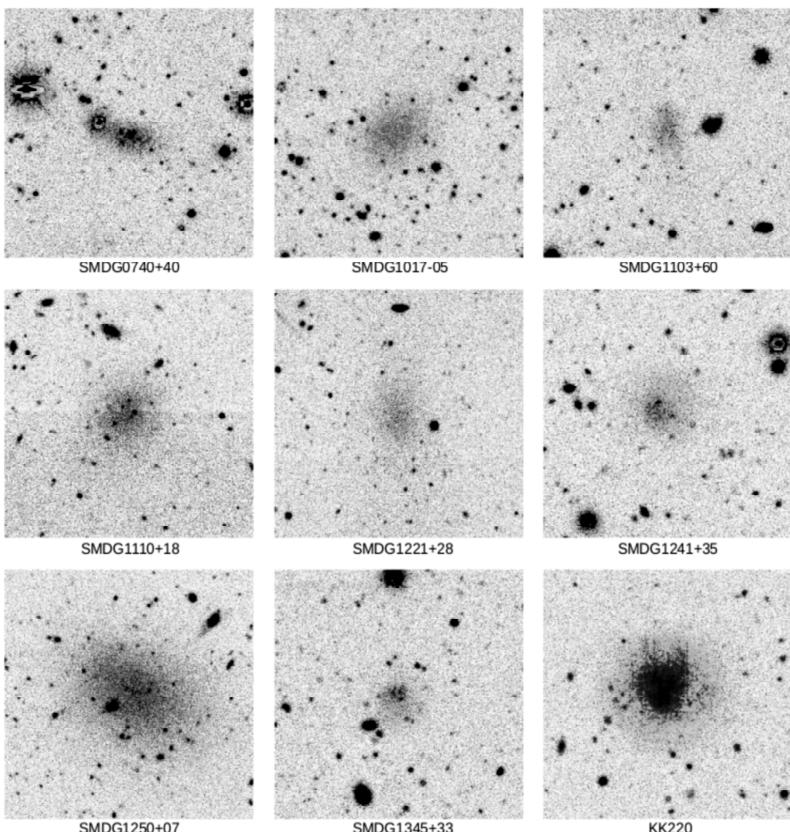


Fig.3. Images of 9 the Local Volume galaxy candidates from Zaritsky's SMUDG catalog. Each image size is 2' x 2'. North is to the top and East is to the left.

Table 3

**LV CANDIDATES FROM ZARITSKY+2023 CATALOG OF
ULTRA-DIFFUSE GALAXIES**

Name	RA (2000.0) h m s	DEC ° ' "	a' arcmin	b/a	Type	m_{FUV} mag	m_{NUV} mag	B mag	g mag	r mag	Notes
(1)	(2)		(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
SMDG0740+40	07 40 23.0	+40 32 56	0.48	0.63	Irr	21.46	-	19.27	18.87	18.30	(1)
SMDG1017-05	10 17 16.3	-05 29 53	0.69	0.72	Sph	>23.5	-	19.17	18.75	18.13	(2)
SMDG1103+60	11 03 56.4	+60 29 53	0.43	0.64	Irr	-	-	19.48	19.16	18.88	-
SMDG1110+18	11 10 55.0	+18 58 52	0.63	0.83	Sph	>23.5	-	18.53	18.14	17.61	(2)
SMDG1221+28	12 21 49.7	+28 31 12	0.47	0.74	Sph	>23.5	-	19.35	18.95	18.39	(3)
SMDG1241+35	12 41 11.0	+35 11 46	0.73	0.92	Irr	21.80	21.08	18.90	18.53	18.09	-
SMDG1250+07	12 50 26.9	+07 44 35	1.33	0.54	Sph	>23.5	-	17.99	17.53	16.78	(4)
SMDG1345+33	13 45 11.0	+33 11 31	0.43	0.86	Irr	>23.5	22.47	19.10	18.71	18.2	(5)
KK220=A232003	13 47 36.5	+33 12 22	1.11	0.93	Im	18.92	18.07	16.38	16.02	15.59	(6)

Notes: (1) - at 30' to S there is DDO 46 with $D = 10.38$ Mpc via TRGB; (2) - an isolated dSph; (3) - may be a satellite of NGC 4251 with $V_h = 1066$ km/s or NGC 4278 with $V_h = 649$ km/s and $D = 16.07$ Mpc via sbf; (4) - granulated; in the Virgo cluster?; (5) - a probable pair with the KK 220; (6) - It has $V_h = 776$ km/s, $W_{50} = 19$ km/s and $m_{21} = 17.1$ mag, $D = 11.1$ Mpc via NAM method.

which reflects the approximate constancy of the mean spatial stellar density in galaxies [26]. This relation can be used to estimate roughly the distance to a Sph or Tr type galaxy. However, a scatter in the diagram { M vs. SB } is quite large, which produces significant errors in the distance estimates. For example, about a dozen dSph galaxies were found in the nearby ($D = 6.9$ Mpc) group around the luminous Sc galaxy M101, which were thought to be members of this group [27]. However, the HST observations of these galaxies have disproved this naive assumption. These low surface brightness galaxies turned out to be members of more distant groups at distances of $D \sim 28$ Mpc. A similar situation happened with dSph galaxies: KKR08, KDG218, KDG229, where the HST observations did not confirm their belonging to the LV.

Looking through large portions of the sky in Legacy Imaging Surveys, we have found many cases where very low surface brightness tidal structures are seen around a bright host galaxy. They are usually similar in size and brightness contrast to isolated ultra-diffuse dwarf galaxies. The tidal nature of such semi-detached dwarfs is quite obvious. In Table 4, we present a few examples where it is difficult to make the distinction between clumps in tidal structures and detached dSph galaxies. The table contains the name of the bright galaxy, its equatorial coordinates in degrees, the galaxy redshift, and the characteristic angular size of the

field in which neighboring dwarfs and tidal structures are visible.

Two fields around the galaxies NGC4643 and NGC5557 are presented in Fig.4. The low-contrast structures on them are marked with dashed ellipses. In the case of NGC4643, the dSph galaxy SMUDG1245+01 shown in Table 2 is located $\sim 40'$ East of NGC4643, i.e. outside the image frame. The three noted clumps (or detached spheroidal dwarfs?) bear a strong resemblance to SMUDG1245+01. The tidal structures around NGC5557 are barely distinguishable from usual ultra-diffuse dwarf galaxies. These faint objects near NGC5557 are also well seen in the deep image obtained by [28]. Other examples of similar structures found in Legacy Imaging Surveys have been demonstrated recently by [29].

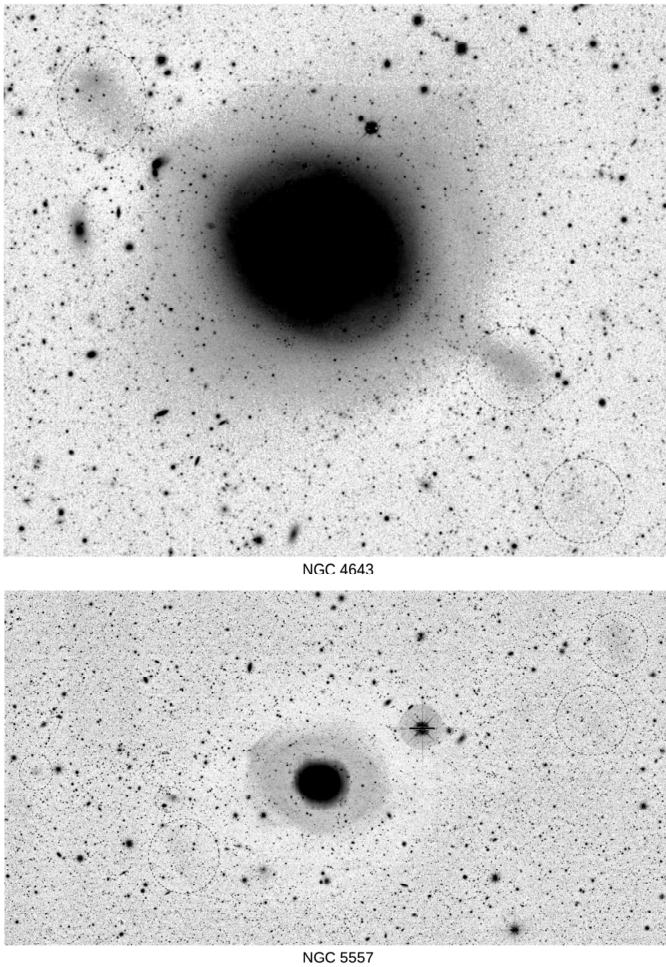


Fig.4. Images of the nearby bright galaxies: NGC 4643 (upper panel) and NGC 5557 (bottom Panel) with low surface brightness objects around them indicated by dashed ellipses. The size of the images are $12' \times 10'$ for NGC 4643 and $28' \times 15'$ for NGC 5557.

Table 4

BORDERLINE CASES OF SEMI-SEPARATED TIDAL
DWARF GALAXIES

Name	RA (2000.0) degr	DEC degr	Z	Field size arcmin
NGC 4643	190.834	+01.978	0.0044	12
PGC 049168	207.751	+36.954	0.0174	6
NGC 5363	209.030	+05.255	0.0038	20
NGC 5557	214.607	+36.494	0.0107	28
UGC 9386	218.720	+40.748	0.0190	6
NGC 5754	221.332	+38.731	0.0147	8
IC 1069	222.694	+54.411	0.0376	6
PGC 055442	233.454	+21.136	0.0234	6
NGC 5971	233.904	+56.462	0.0112	6
NGC 6020	239.284	+22.405	0.0144	8
PGC 2308494	248.470	+47.998	0.0354	6

4. Discussion and conclusion. Our experience with the search for new nearby dwarf galaxies in regions of the sky outside of close groups has led us to conclude that the efficiency of this hunt is low. For instance, our search for new members in 46 LV groups undertaken with DESI Legacy Imaging Surveys found 67 probable members of these groups over a total area of 280 square degrees [10]. Performing a survey of the broad vicinity of the Local Void on the same material and in the same manner, we found only 12 Local Volume candidates over an area of about 5000 square degrees. The effectiveness of searches in the general field, outside the groups, turns out to be two orders of magnitude lower than that in the groups themselves. This is consistent with the well-known fact that the slope of the galaxy luminosity function at its faint end is much smaller for field galaxies than for members of groups and clusters [30].

The population of the general field and cosmic voids is dominated by dwarf galaxies richer in gas and with a more active star formation rate [31]. According to our data presented in Tables 1-3, quiescent dSph galaxies account for a quarter of the total. Some of them may turn out to be members of the nearby Virgo cluster. However, the examples of dSph galaxies SMUDG1017-05 and SMUDG1110+18 suggest that a small percentage of dwarf spheroidal galaxies may be well-isolated objects. In the vicinity of the Local Group, the dSph galaxies KKR25 and KKs3 locate at a distance of ~ 2 Mpc from the Milky Way, i.e. well beyond the virial radius of the Local Group [32,33]. Investigating the distribution of dwarf satellites around massive Milky Way-type LV galaxies, [34] found that the fraction of dSph dwarfs among satellites with K -band luminosity $L/L_{\odot} > 10^7$ decreases with the

projected distance from the host galaxy R_p according to the exponential law

$$q(R_p) = 0.75 \exp(-R_p/350 \text{ kpc}).$$

Then outside the radius of the zero-velocity sphere of a typical nearby group ($R_0 \approx 1.0 \text{ Mpc}$), i.e., in the general expanding field, the relative number of quiescent dSph dwarfs is about 5%. The presence of two definitely isolated dSph galaxies among the 28 ones found in our survey agrees well with the above estimate.

It is interesting to note, that Park et al, [35] performed measurements of satellite radial velocities around isolated massive early-type galaxies and found a lack of faint satellites with absolute magnitudes M_r fainter than -14.0 mag. This effect, if confirmed on large statistics, can be caused by a peculiarity of the dynamical evolution of isolated elliptical galaxies.

Finally, we note a planned photometric survey of the sky with small-aperture telescopes of The Dragonfly Telephoto Array [36]. The authors expect to find a lot of new dwarf galaxies in the general field. They estimate that the number of new dwarfs in the LV up to the surface brightness limit of $\sim 30 \text{ mag arcsec}^2$ could reach ~ 0.1 per square degree or $N \sim 10^3$ across the entire sky.

Acknowledgements. In the work we use the DESI Legacy Imaging Surveys and the Galaxy Evolution Explorer Survey. This work is supported by the grant №075-15-2022-262 (13.MNPMU.21.0003) of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation.

¹ Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia, e-mail: idkarach@gmail.com

² Main Astronomical Observatory, National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev 03143, Ukraine

ПОИСК НОВЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК ВНЕ БЛИЗКИХ ГРУПП

И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ¹, В.Е.КАРАЧЕНЦЕВА², С.С.КАЙСИН¹,
Е.И.КАЙСИНА¹

Используя данные обзора DESI Legacy Imaging Surveys, мы предприняли поиск новых близких карликовых галактик вне известных групп в Местном Объеме. В обширной области неба площадью примерно 5000 квадратных градусов, направленной к Местному Войду, мы нашли только 12 кандидатов в близкие галактики низкой массы. Все они классифицированы как иррегу-

лярные либо карлики переходного типа. Дополнительно мы обследовали площади неба, снятые телескопом Субару с камерой Hyper Suprime Camera (около 700 кв. град.) и обнаружили еще девять кандидатов в близкие карлики. Наконец, 9 кандидатов в Местный Объем были отобраны нами из каталога Зарицкого (SMUDG), который содержит 7070 ультра-диффузных объектов, найденных автоматически на всей площади обзора DESI. Мы оцениваем долю "спокойных" dSph галактик в общем космическом поле не более 10 процентов.

Ключевые слова: галактики: карликовые галактики

REFERENCES

1. *G.Wilding, K.Nevenzeel, R. van de Weygaert et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **507**, 2968, 2021.
2. *H.M.Courtois, R. van de Weygaert, M.Aubert et al.*, Astron. Astrophys., **673A**, 38, 2023.
3. *J.Vennik*, Tartu Astrofuuusika Observatoorium Teated, **73**, 1, 1984.
4. *D.I.Makarov, I.D.Karachentsev*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **412**, 2498, 2011.
5. *E.Kourkchi, R.B.Tully*, Astrophys. J., **843**, 16, 2017.
6. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, E.I.Kaisina*, Astron. J., **145**, 101, 2013.
7. *K.Chiboucas, I.D.Karachentsev, R.B.Tully*, Astron. J., **137**, 3009, 2009.
8. *O.Muller, M.Rejkuba, M.S.Pawlowski et al.*, Astron. Astrophys., **629**, A18, 2019.
9. *S.G.Carlsten, J.E.Greene, R.L.Beaton*, Astrophys. J., **933**, 47, 2022.
10. *I.D.Karachentsev, E.I.Kaisina*, Astron. Bull., **77**, 411, 2022.
11. *S. van den Bergh*, A Catalog of Dwarf Galaxies, Publ. David Dunlap obs., **2**, 147, 1959.
12. *V.E.Karachentseva*, Soobsch. Byurakan Astrophys. Obs., **39**, 61, 1968.
13. *V.E.Karachentseva*, Astron. Tsirk., **723**, 1, 1972.
14. *V.E.Karachentseva*, Izvestia SAO, **5**, 10, 1973.
15. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, A.A.Suchkov et al.*, A&AS, **145**, 415, 2000.
16. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev*, A&AS, **127**, 409, 1998.
17. *D.Zaritsky, R.Donnerstein, A.Dey et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **267**, 27, 2023.
18. *S.Paudel, S.J.Yoon, J.Yoo et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **265**, 57, 2023.
19. *E.I.Kaisina, D.I.Makarov, I.D.Karachentsev*, AstBul, **67**, 115, 2012.
20. *A.Dey, D.J.Schlegel, D.Lang et al.*, Astron. J., **157**, 168, 2019.
21. *R.B.Tully*, Nearby Galaxies Catalog, Cambridge University Press, 1988.
22. *S.A.Pustilnik, A.L.Teplyakova, D.I.Makarov*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc.,

482, 4329, 2019.

23. *D.C.Martin, J.Fanson, D.Schiminovich et al.*, *Astrophys. J.*, **619**, L1, 2005.
24. *D.Zaritsky, R.Donnerstein, A.Karunakaran et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **261**, 11, 2022.
25. *E.L.Shaya, R.B.Tully, Y.Hoffman et al.*, *Astrophys. J.*, **850**, 207, 2017.
26. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Huchtmeier et al.*, *Astron. J.*, **127**, 2031, 2004.
27. *A.Merritt, P. van Dokkum, R.Abraham*, *Astrophys. J.*, **787**, L37, 2014.
28. *P.A.Duc, S.Paudel, R.M.McDermid et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **440**, 1458, 2014.
29. *D.Martinez-Delgado, A.P.Cooper, J.Roman et al.*, *Astron. Astrophys.*, **671A**, 141, 2023.
30. *S.Driver, R. De Propris*, *ASpSci*, **285**, 175, 2003.
31. *A.M.Rodriguez-Medrano, D.J.Paz, F.A.Stasyszyn et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **521**, 916, 2023.
32. *D.I.Makarov, L.N.Makarova, M.E.Sharina et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **425**, 709, 2012.
33. *I.D.Karachentsev, A.Y.Knizhev, M.E.Sharina*, *Astron. Nachr.*, **336**, 707, 2015.
34. *I.Karachentsev, O.Kashibadze*, *Astron. Nachr.*, **342**, 99, 2021.
35. *C.Park, H.S.Hwang, H.Park et al.*, *NatAs*, **2**, 162, 2018.
36. *S.Danieli, P. van Dokkum, C.Conroy*, *Astrophys. J.*, **856**, 69, 2018.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-485

THE FIRST PHOTOMETRIC STUDY OF THE BINARY SYSTEM CSS J003106.8+313347

E.PAKI¹, S.BAUDART², A.PORO³

Received 21 July 2023

Accepted 28 November 2023

We performed the first photometric study of the CSS J003106.8+313347 W Ursae Majoris (WUMa)-type system based on ground-based observations. We extracted times of minima from our observations and proposed a linear ephemeris based on the increasing incline of the orbital period using a Markov chain Monte Carlo (MCMC) approach. The PHOEBE Python code and the MCMC approach were used for the light curve analysis. This system did not need starspots for the light curve analysis. Mass ratio, fillout factor, and inclination were obtained as 0.699, 0.322, and 60°.6 respectively. We also estimated the absolute parameters of the system using the Gaia DR3 parallax. Therefore, the masses, radii, and luminosities have been determined to be $M_1 = 1.675$, $M_2 = 1.171$, $R_1 = 1.292$, $R_2 = 1.097$, $L_1 = 1.348$, and $L_2 = 1.221$. The orbital angular momentum J_0 of the CSS J003106.8+313347 illustrates that this system is located in a region of contact binaries. The positions of the primary and secondary components on the Hertzsprung-Russell (HR) diagram are depicted.

Keywords: *techniques: photometric - stars: binaries: eclipsing - stars: individual (CSS J003106.8+313347)*

1. *Introduction.* W UMa-type binary systems (EWs) variable stars are short orbital period eclipsing binaries in which both the primary and secondary components have filled their Roche lobes. Therefore, these systems are exchanging mass and energy with each other. W UMa-type systems play a substantial role in studying the physical characteristics of stars and their evolution [1-6].

The CSS J003106.8+313347 eclipsing binary system has an apparent magnitude of $V = 14.73$ and is located in the northern hemisphere with coordinates R.A. = $00^{\circ}31'06".8257$ (J2000) and Dec. = $+31^{\circ}33'47".1867$ (J2000). Both the magnitudes and coordinates are from the Simbad¹ database. The system is inserted as an EW type in the VSX² database with an orbital period of 0.343666 days.

We have presented a new ephemeris, analyzed the light curve, and also estimated the absolute parameters of the system based on the Gaia DR3 parallax method. The paper is arranged in the following sections: In Section 2, the details of photometric observations and the data reduction method are given. Section 3

¹ <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

² <https://www.aavso.org/vsx/>

presents the minima extracted in this study and the new ephemeris of the CSS J003106.8+313347 system. The photometric light curve solutions and estimation of the absolute parameters of the system are propounded in Section 4. Finally, Section 5 includes the conclusion.

2. Observation and data reduction. We have done the observation in a private observatory located in Toulon, France, at a longitude of $05^{\circ}54'35''$ E and a latitude of $43^{\circ}8'59''$ N, and an altitude of 68 meters above mean sea level. The system was observed on two nights on September 30, 2022, and November 5, 2022, with an apochromatic refractor TS optics with a 102 mm aperture (520 mm focal length), and a ZWO ASI 1600MM CCD with a V standard filter. A total of 293 images were taken, each of which was 1×1 binned with a 110-second exposure time. The average CCD temperature during observations was -15°C .

Gaia DR3 2859621459407078912 star at coordinates R.A. = $00^{\circ}32'8''.56$ (J2000) and Dec. = $+31^{\circ}42'54''.1$ (J2000) with a magnitude of 14.613, and Gaia DR3 2859715467651208320 star at coordinates R.A. = $00^{\circ}32'19''.43$ (J2000) and Dec. = $+31^{\circ}45'40''.3$ (J2000) with a magnitude of 14.391 have been considered comparison and check stars, respectively. Both the magnitudes and coordinates are from the Simbad database.

The basic data reduction was carried out for the bias, dark, and flat fields of each CCD image with Muniwin (v2.1.32). Finally, we normalized all data using the AstroImageJ software [7].

3. New ephemeris. We extracted one primary and two secondary minima, from our observations with a Gaussian function using a Python code (Table 1). Also, there is just one mid-eclipse time for CSS J003106.8+313347 in the literature that we could find. All times of minima have been specified in Barycentric Julian Date in Barycentric Dynamical Time (BJD_{TDB}). We determined the variations between the Observed mid-eclipse times from their Calculated values (O-C). The mid-eclipse timings t_0 and orbital periods P used for this were taken from the ASAS-SN catalog [8] and were 2457761.72387 (BJD_{TDB}) and 0.3436651^d, respectively. The O-C diagram of the system is shown in Fig.1. Due to the small

Table 1

AVAILABLE TIMES OF MINIMA FOR CSS J003106.8+313347

Min.(BJD_{TDB})	Error	Epoch	O-C	Reference
2457761.72387		0	0	[8]
2459853.45562	0.00068	6086.5	0.01412	This study
2459889.36797	0.00187	6191	0.01346	This study
2459889.53669	0.00146	6191.5	0.01036	This study

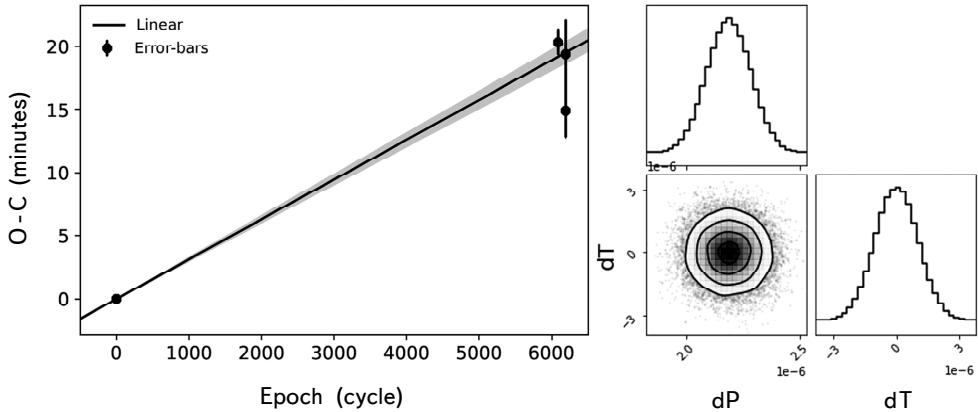


Fig.1. Left: The O-C diagram of the eclipsing binary with a linear (black line) model. The shaded regions show the model parameters' 68th percentile values, while the curve represents their median values. Right: the MCMC-obtained corner plot.

number of minima, only a linear fit was carried out on O-C values. Finally, we used the Python PyMC3 package to calculate a new ephemeris based on the MCMC method [9]. The MCMC sampling was performed using 20 walkers, 10000 iterations for each walker, and a 1000 burn-in period. The new ephemeris obtained from Eq. (1):

$$\text{BJD}_{\text{TDB}}(\text{Min.} I) = 2457761.72387(1) + 0.3436673(1)E, \quad (1)$$

where E is the integer number of orbital cycles after the reference mid-eclipse time.

4. Light curve analysis. Light curve analysis of the CSS J003106.8+313347 system has been carried out with the PHOEBE 2.4.7 version and the MCMC approach [10]. The Gaia DR3 temperature was considered as the effective temperature of the secondary component according to the morphology of the light curve. The gravity-darkening coefficients and the bolometric albedo were assumed to be $g_1 = g_2 = 0.32$ [11] and $A_1 = A_2 = 0.5$ [12], respectively. The Castelli, Kurucz [13] method was used to model the stellar atmosphere and the limb darkening coefficients were adopted as a free parameter in the PHOEBE. Since radial velocity studies have not been performed on this system, the main challenge was to estimate the mass ratio of the system. So, we performed q -search for different values of inclination i , and fillout factor f . The acquired value has been used as the initial value of the parameters in the MCMC process. Due to the symmetry of the maxima in the light curve, there was no need to apply starspots for the light curve solution. After applying a proper visual fitting to the light curve with the initial parameters, we used PHOEBE's optimization tool to improve the theoretical fit. Finally, considering a normal Gaussian distribution in the range

Table 2

PHOTOMETRIC SOLUTION OF CSS J003106.8+313347

Parameter	Result
T_1 (K)	5477^{+84}_{-138}
T_2 (K)	5798^{+121}_{-34}
$q = M_2/M_1$	0.699^{+61}_{-73}
$\Omega_1 = \Omega_2$	3.11(13)
i°	$60.6^{+1.2}_{-1.2}$
f	0.322^{+58}_{-53}
l_1/l_{tot}	0.509^{+12}_{-24}
l_2/l_{tot}	0.491^{+12}_{-24}
$r_{1(mean)}$	0.439(12)
$r_{2(mean)}$	0.377(14)
Phase shift	0.044(1)

of solutions for inclination, mass ratio, fillout factor, effective temperature for primary and secondary components, and the luminosity of primary, we extracted the final values of the parameters along with their uncertainties using MCMC method based on the emcee package in PHOEBE [14]. The light curve solution results are listed in Table 2. We did MCMC processing with 48 walkers and 500 iterations for each walker. The corner plots and final synthetic light curve was shown in Fig.2 and Fig.3 respectively. Fig.4 displays the component positions for four different phases of an orbital period. In Fig.4, PHOEBE sets the colors based on the star's surface temperature; therefore, the brighter the color, the higher the temperature; also the connection point of the component stars has a lower temperature due to the gravity darkening [15].

5. Absolute parameters. The Gaia DR3 parallax method was used for estimating absolute parameters [16]. We utilized $V_{max} = 14.88 \pm 0.1$ from the ASAS-SN catalog, the extinction coefficient $A_v = 0.155$ from the Schlafly & Finkbeiner [17] study and the system's distance $d = 1512 \pm 66$ (pc) from Gaia DR3. The absolute magnitude M_v of the system and subsequently the absolute magnitude for the primary and secondary components was calculated by Eq. (2) and (3).

$$M_v = V - 5\log d + 5 - A_v \quad (2)$$

$$M_{v(1,2)} - M_{v(tot)} = -2.5\log \frac{l_{(1,2)}}{l_{(tot)}}. \quad (3)$$

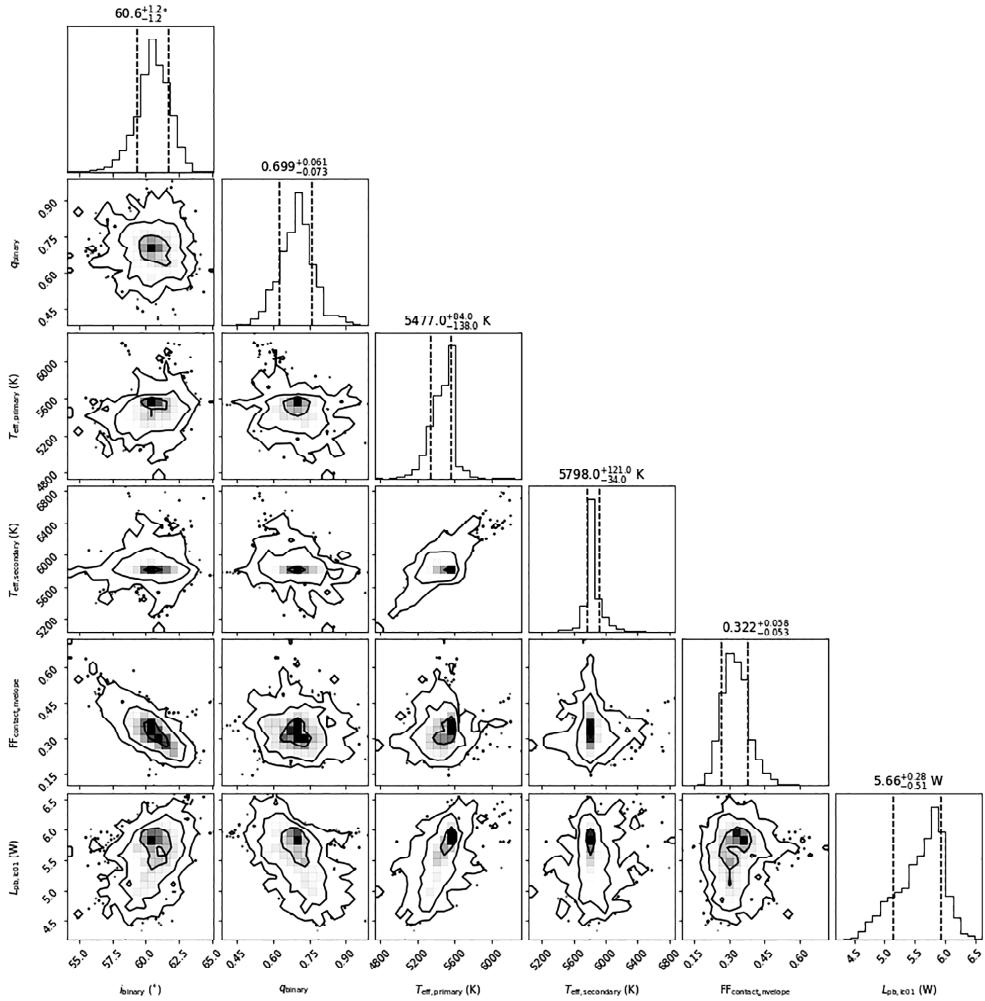


Fig.2. The corner plots of the system were determined by MCMC modeling.

The bolometric magnitude M_{bol} of each component of the binary was obtained by Eq. (4).

$$M_{\text{bol}} = M_v + BC, \quad (4)$$

where the bolometric correction for the primary and secondary components $BC_1 = -0.144 \pm 0.027$ and $BC_2 = -0.077 \pm 0.014$ were derived as a function of the effective temperature of the stars [18]. The luminosity and radius of primary and secondary, $L_{1,2}$, $R_{1,2}$, and separation between the center of mass of the components were calculated by the following Eq. (5), (6) and (7):

$$M_{\text{bol}} - M_{\text{bol}\odot} = -2.5 \log \frac{L}{L_\odot} \quad (5)$$

$$R = \left(\frac{L}{4\pi\sigma T^4} \right)^{1/2} \quad (6)$$

$$a = \frac{R}{r_{mean}}. \quad (7)$$

In addition, having mass ratio from the results of light curve analysis, the mass of each component was obtained by the well-known Kepler's third law Eq. (8). The surface gravity was determined by Eq. (9). All characterized absolute parameters were given in Table 3. It should be noted that the average is used if the absolute parameters' uncertainties have different upper and lower limits.

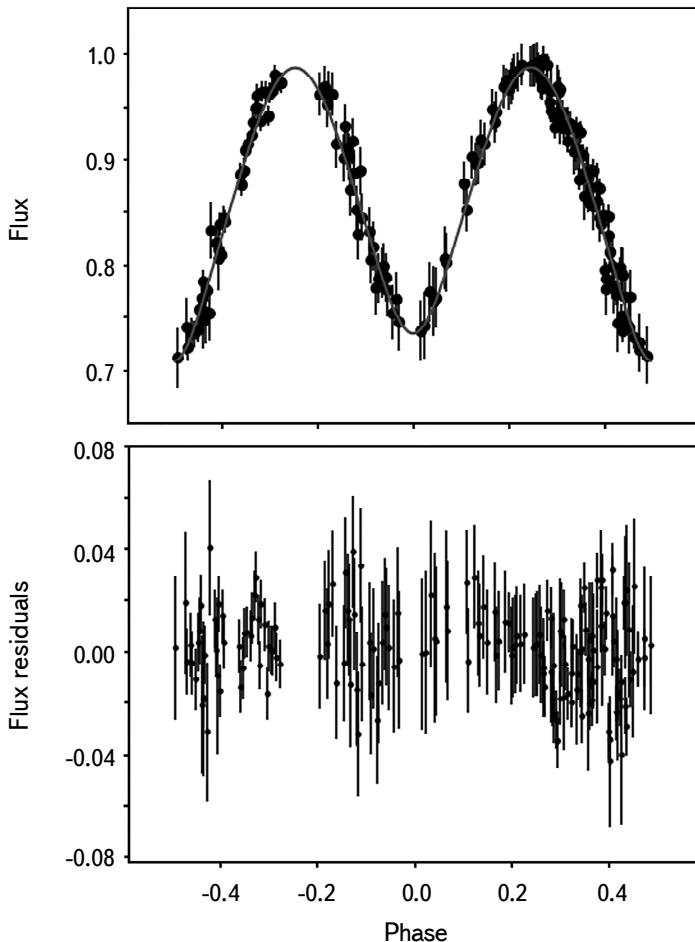


Fig.3. The observed light curve of the system (black dots); and the synthetic light curve was obtained from the light curve solution in the V filter. The orbital phase was retained but the relative flux shifted arbitrarily.

$$\frac{a^3}{G(M_1 + M_2)} = \frac{P^2}{4\pi^2} \quad (8)$$

$$g = G(M/R^2). \quad (9)$$

Table 3

THE ABSOLUTE PARAMETERS OF THE CSS J003106.8+313347
SYSTEM IN THE ORDER OF ESTIMATES OF PARAMETERS

Parameter	Primary	Secondary
M_v (mag.)	4.560(43)	4.600(45)
M_{bol} (mag.)	4.416(70)	4.523(59)
L / L_\odot	1.348(88)	1.221(66)
R / R_\odot	1.292(95)	1.097(60)
a (R_\odot)	2.926(93)	
M/M_\odot	1.675(94)	1.171(176)
$\log g$ (cgs)	4.440(88)	4.426(112)

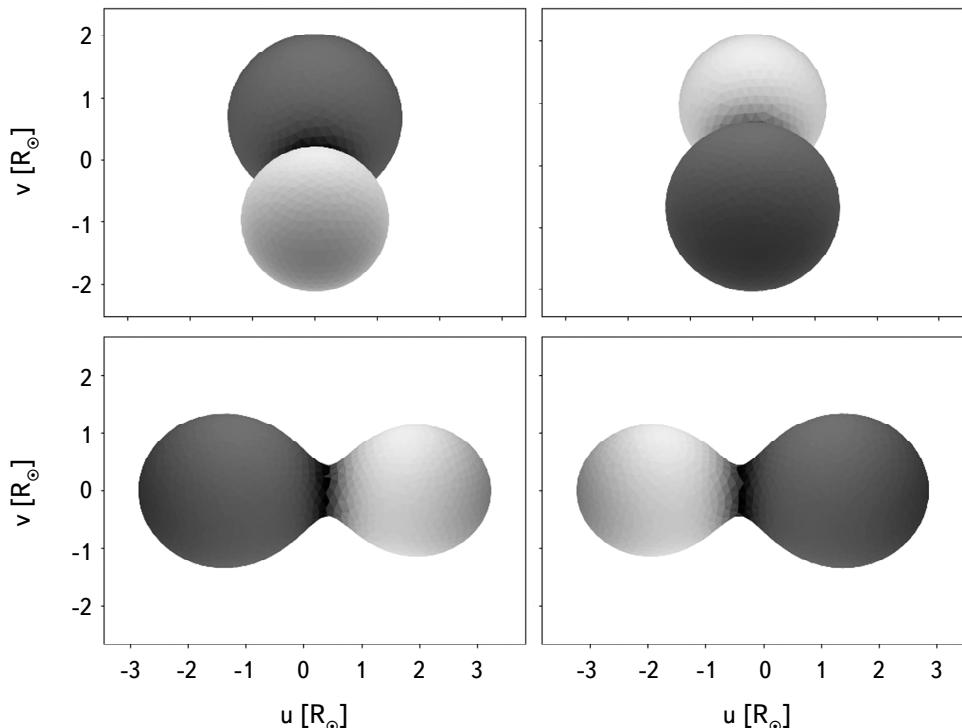


Fig.4. 3D representations of the CSS J003106.8+313347 system based on the light curve solution.

6. Conclusion. The CSS J003106.8+313347 system was observed for two nights at an observatory in southern France. The times of minima were extracted from the observational light curves. The epoch and O-C values were calculated based on the reference ephemeris, and a linear fitting was applied. Therefore, we presented a new ephemeris, and it can be seen that there is an incremental linear fit in the O-C diagram. The light curve analysis of the system was performed using the PHOEBE Python code. Based on the observational parameters and the light curve solution, the absolute parameters of the system were estimated. According to the light curve solution, the secondary star is hotter than the primary star by 321 K. Stars' temperatures represent that the primary and secondary spectral types are G8 and G5, respectively [19]. The position of each of the primary and secondary components, as well as two systems from the literature, AH Mic from the Poro et al. [20] study and NR Cam from the Tavakkoli, Hasanzadeh, & Poro [21] study, has been determined in the HR diagram (Fig.5). The HR diagram shows that the primary component is above the Terminal-Age Main Sequence (TAMS) and the secondary star is between the Zero-Age Main Sequence (ZAMS) and TAMS which is consistent with the binary stars' evolution theories.

The orbital angular momentum of the system is 52.08 ± 0.04 . This result is based on the equation presented by Eker et al. [22] as follows:

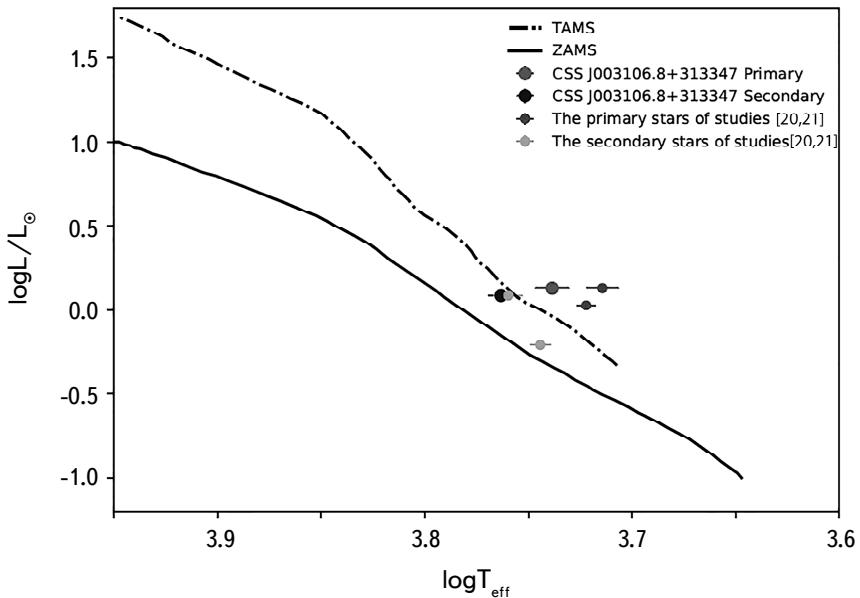


Fig.5. The positions of the primary and secondary components on the HR diagram in which the theoretical ZAMS and TAMS curves are indicated for the CSS J003106.8+313347 system as well as two systems from literature.

$$J_0 = \frac{q}{(1+q)^2} \sqrt[3]{\frac{G^2}{2\pi}} M^5 P, \quad (10)$$

where q is the mass ratio, M is the total mass of the system, P is the orbital period, and G is the gravitational constant. The $\log J_0$ - $\log M$ diagram illustrates the orbital angular momentum of the CSS J003106.8+313347 in a contact binary systems region (Fig.6).

According to the light curve solution and the estimation of the absolute parameters of the CSS J003106.8+313347, it can be concluded that this system is an overcontact binary.

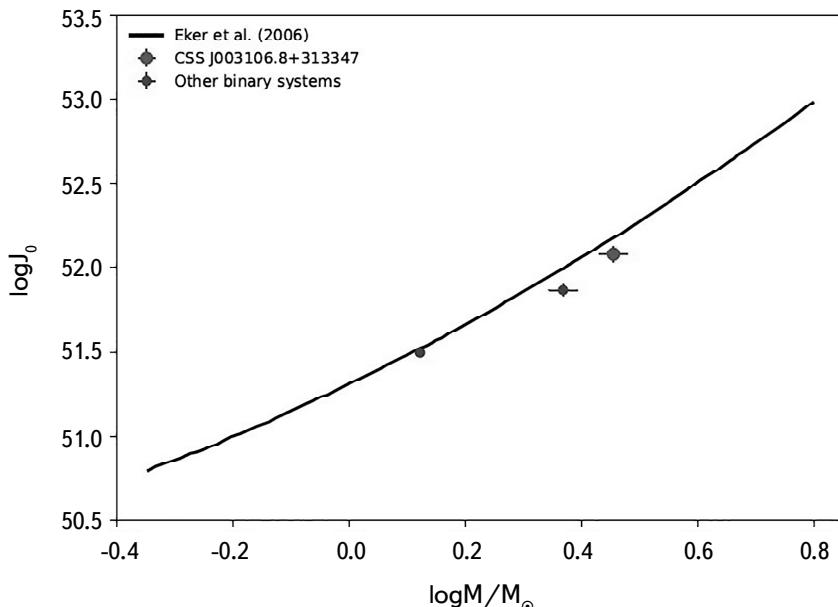


Fig.6. The positions of the CSS J003106.8+313347 on the $\log J_0$ - $\log M$ diagram as well as two contact systems from literature.

Acknowledgments. This manuscript was prepared by the Binary Systems of South and North (BSN) project (<https://bsnp.info/>). We have made use of Gaia DR3 results. The Gaia mission is from the European Space Agency (ESA) (<http://cosmos.esa.int/gaia>), processed by the Gaia Data Processing and Analysis Consortium (DPAC).

¹ Binary Systems of South and North (BSN) Project, Tehran, Iran

² Société Astronomique de France, Paris, France

³ Astronomy Department of the Raderon AI Lab., BC., Burnaby, Canada, e-mail: poroatila@gmail.com

ПЕРВОЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ CSS J003106.8+313347

Э.ПАКИ¹, С.БОДАР², А.ПОРО³

Проведено первое фотометрическое исследование системы CSS J003106.8+313347 типа W Ursae Majoris (W UMa) на основе наземных наблюдений. Из наших наблюдений извлечены времена минимумов и, используя метод Марковской цепи Монте-Карло (MCMC), предложена линейная эфемериды на основе увеличения наклона орбитального периода. Для анализа кривых блеска использовался код PHOEBE Python и метод MCMC. Для анализа данной системы не потребовалось учитывать звездные пятна. Получены отношение масс, фактор заполнения и наклон, равные 0.699, 0.322 и 60°.6 соответственно. Оценены также абсолютные параметры системы с использованием метода параллаксов Gaia DR3. Таким образом, массы, радиусы и светимости составили $M_1 = 1.675$, $M_2 = 1.171$, $R_1 = 1.292$, $R_2 = 1.097$, $L_1 = 1.348$ и $L_2 = 1.221$. Орбитальный момент импульса (J_0) CSS J003106.8+313347 показывает, что эта система находится в области контактных двойных звезд. Положения первичных и вторичных компонентов изображены на диаграмме Герцшпрунга-Рассела (HR).

Ключевые слова: *техника: фотометрия - звезды: двойные: затменные - звезды: индивидуальные (CSS J003106.8+313347)*

REFERENCES

1. *D.H.Bradstreet, E.F.Guinan*, ASPC, **56**, 228, 1994.
2. *S.Qian*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **342**, 1260, 2003. doi:10.1046/j.1365-8711.2003.06627.x.
3. *K.Yakut, P.P.Eggleton*, Astrophys. J., **629**, 1055, 2005. doi:10.1086/431300.
4. *L.Li, F.Zhang, Z.Han et al.*, Astrophys. J., **662**, 596, 2007. doi:10.1086/517909.
5. *Z.Eker, O.Demircan, S.Bilir*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **386**, 1756, 2008. doi:10.1111/j.1365-2966.2008.13155.x.
6. *P.P.Eggleton*, JASS, **29**, 145, 2012. doi:10.5140/JASS.2012.29.2.145.
7. *K.A.Collins, J.F.Kielkopf, K.G.Stassun et al.*, Astron. J., **153**, 77, 2017. doi:10.3847/1538-3881/153/2/77.
8. *T.Jayasinghe, K.Z.Stanek, C.S.Kochanek et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **486**, 1907, 2019. doi:10.1093/mnras/stz844.
9. *J.Salvatier, T.V.Wieckiâ, C.Fonnesbeck*, ascl.soft. ascl:1610.016, 2016.

10. *K.E.Conroy, A.Kochoska, D.Hey et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **250**, 34, 2020. doi:10.3847/1538-4365/abb4e2
11. *L.B.Lucy*, *ZA*, **65**, 89, 1967.
12. *S.M.Ruciński*, *AcA*, **19**, 245, 1969.
13. *F.Castelli, R.L.Kurucz*, *Astron. Astrophys.*, **419**, 725, 2004. doi:10.1051/0004-6361:20040079.
14. *D.W.Hogg, D.Foreman-Mackey*, *Astrophys. J. Suppl.*, **236**, 11, 2018. doi:10.3847/1538-4365/aab76e.
15. *A.Prša, K.E.Conroy, M.Horvat et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **227**, 29, 2016. doi:10.3847/1538-4365/227/2/29.
16. *A.Poro, S.Sarabi, S.Zamanpour*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **510**, 5315, 2022. doi:10.1093/mnras/stab3775.
17. *E.F.Schlaflay, D.P.Finkbeiner*, *Astrophys. J.*, **737**, 103, 2011. doi:10.1088/0004-637X/737/2/103.
18. *P.J.Flower*, *Astrophys. J.*, **469**, 355, 1996. doi:10.1086/177785.
19. *Z.Eker, V.Bakış, S.Bilir et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **479**, 5491, 2018. doi:10.1093/mnras/sty1834.
20. *A.Poro, M.G.Blackford, S.R.Salehian et al.*, *RAA*, **22**, 055020, 2022. doi:10.1088/1674-4527/ac6417.
21. *F.Tavakkoli, A.Hasanzadeh, A.Poro*, *NewA*, **37**, 64, 2015. doi:10.1016/j.newast.2014.12.004.
22. *Z.Eker, O.Demircan, S.Bilir et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **373**, 1483, 2006. doi:10.1111/j.1365-2966.2006.11073.x.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-497

ПОТЕРЯ МАССЫ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ WASP-193 b

И.С.САВАНОВ

Поступила 13 августа 2023
Принята к печати 28 ноября 2023

Представлены результаты анализа проявлений активности звезды WASP-193 спектрального класса F9 с планетой типа супер-нептуна. Газовый гигант WASP-193 b при массе 0.13 массы Юпитера почти в полтора раза больше него по радиусу. Планета имеет низкую плотность $\rho = 0.059 \pm 0.014 \text{ г/см}^3$ (аналогичным объектом является Kepler 51 d, число других таких экзопланет мало). Равновесная температура атмосферы планеты высока - $T_{eq} = 1254 \pm 31 \text{ К}$. Полученные результаты изучения активности звезды использованы для оценки потери вещества атмосферы планеты WASP-193 b по аппроксимационной формуле, соответствующей модели потери атмосферы с ограничением по энергии. Оценки величины потока XUV-фотонов F_{XUV} были установлены по аналитической зависимости, связывающей F_{XUV} и параметр $\log R'_{HK}$ для звезд спектральных классов F - M. Расчеты показали, что потеря вещества атмосферы экзопланеты достаточно велика (даже в случае малой хромосферной активности ее родительской звезды). Диапазон изменений параметра M составляет от $1.8 \cdot 10^{10} \text{ г/с}$ до $4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/с}$ в зависимости от принимаемого уровня потока XUV-фотонов (высокая и низкая активность). Вероятно, что планета интенсивно теряет свою атмосферу. WASP-193 b можно рассматривать в качестве высокоприоритетного кандидата для наблюдений с помощью космических миссий (метрика трансмиссионной спектроскопии TSM для объекта составляет около 600).

Ключевые слова: звезды: активность: планетные системы: атмосферы экзопланет

1. *Введение.* Газовые планеты - гиганты, обращающиеся около ярких близлежащих звезд, являются важными объектами для понимания механизмов формирования планетных систем и их эволюции. Авторы [1] сообщили об открытии планеты типа супер-нептуна WASP-193 b. Эта планета каждые 6.25 сут совершает оборот вокруг звезды спектрального класса F9 V. Обладая массой $M = 0.139 \pm 0.029 M_{Jup}$ и радиусом $R = 1.464 \pm 0.058 R_{Jup}$, WASP-193 b имеет чрезвычайно низкую плотность $\rho = 0.059 \pm 0.014 \text{ г/см}^3$. Обнаружение планеты было независимо подтверждено фотометрическими методами с помощью телескопа TRAPPISTSouth, телескопов SPECULOOS-South и миссии TESS, а также спектроскопическими методами с помощью спектрографов ESO-3.6-m/HARPS и Euler-1.2-m/CORALIE. В совокупности, вследствие значительной глубины транзитов (порядка 1.4%), чрезвычайно низкой плотности, высокой равновесной температуры ($T_{eq} = 1254 \pm 31 \text{ К}$) и значительной инфра-

красной яркости звезды (звездная величина $K_{mag} = 10.7$), WASP-193 b можно рассматривать в качестве высокоприоритетного кандидата для наблюдений с помощью космического телескопа JWST (метрика трансмиссионной спектроскопии (transmission spectroscopy metric) TSM для объекта составляет около 600).

В настоящей работе представлены результаты оценки потери вещества атмосферы планеты WASP-193 b.

2. Звезда планетной системы WASP-193. Звезда WASP-193 известна как TYC 6647-516-1, TIC 49043968, 2MASS J10572385-2959497, APASS 12993266, TOI-6275, UCAC4 301-065411, WISE J105723.80-295949.7. Объект WASP-193 отождествлен с источником Gaia EDR3 5453063823882876032, его параллакс составляет π (mas) = 2.6475 ± 0.0152 . Звезда малоизучена, это тот редкий случай, когда в базе данных Simbad не содержится ни единой ссылки на литературный источник, в котором бы приводились сведения о звезде (кроме каталогов GAIA, TESS и публикации [1]). Так что перечисленные нами ниже свойства звезды приводятся согласно данным, указанными в [1] (табл.1).

Согласно [1], эффективная температура звезды равна 6080 ± 98 K, ускорение силы тяжести $log g = 4.1 \pm 0.1$, радиус $R/R_\odot = 1.235 \pm 0.027$, светимость $L/L_\odot = 1.87 \pm 0.18$ и масса $M/M_\odot = 1.068 \pm 0.066$. Возраст звезды по двум независимым оценкам [1] составляет 4.4 ± 1.9 и 6.6 ± 2.4 млрд. лет, т.е. в любом

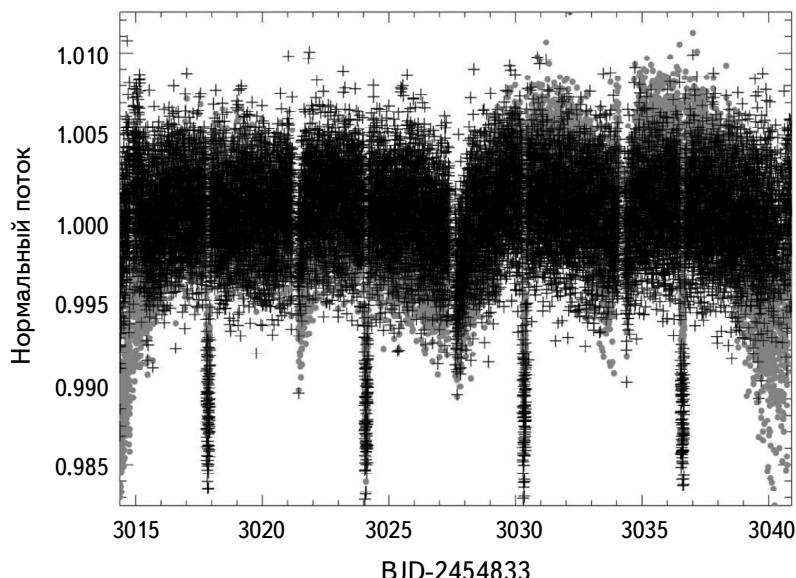


Рис.1. Кривая блеска для WASP-193. Данные приведены для наблюдений в секторе 63. Светлые символы соответствуют данным наблюдений SAP_FLUX, темные символы плюс - PDCSAP_FLUX.

случае звезда не является молодой, скорее ее возраст сопоставим с возрастом Солнца.

В архиве TESS для WASP-193 доступны данные только одного сета наблюдений - 63. Обработка была аналогична проводимой ранее в случае измерений для других объектов из архивов космического телескопа Кеплер и миссии TESS (см., например, [2]). На рис.1 представлена кривая блеска WASP-193 по наблюдениям в секторе 63. Темные символы плюс (+) соответствуют редуцированным PDCSAP_FLUX, светлые символы - данным наблюдений SAP_FLUX. Хорошо заметны транзиты экзопланеты, но качество и продолжительность наблюдений не дают никакой возможности для установления периодической модуляции блеска объекта.

Таким образом, следует признать, что пока мы не располагаем данными о периоде вращения звезды, уровне и циклах ее активности. Исходя из оценок возраста и, возможно, низкого уровня хромосферной активности (см. ниже и в [1]), скорее всего, WASP-193 обладает медленным вращением.

3. Потеря вещества атмосферы WASP-193 b. Как указывалось выше, WASP-193 b является планетой типа газовый гигант с массой порядка $0.139 \pm 0.029 M_{Jup}$ и большой полуосью орбиты 0.0678 ± 0.0014 а.е. Экзопланета типа супер-нептун с течением времени теряет свою гелиево-водородную атмосферу. По оценке в [1] найдено, что планета имеет радиус $R = 1.464 \pm 0.058 R_{Jup}$, что приводит к удивительно низкой плотности планеты $\rho = 0.059 \pm 0.014$ г/см³ (см. верхнюю панель на рис.2 в [1]). Эта чрезвычайно низкая плотность сделала WASP-193 b второй среди уникальных планет такого типа. Другой подобный объект - Kepler 51 d ($\rho = 0.04 \pm 0.01$ г/см³) (плотности обеих планет установлены на уровне 1σ). Падающее на экзопланету излучение ($Sp = 6 \cdot 10^5$ Вт/м²) примерно в 440 раз больше, чем аналогичная величина для Земли. Авторы [1] указывают, что классические модели эволюции облучаемых планет-гигантов не позволяют получить наблюдаемый радиус WASP-193 b. Используя различные модели облученного газового гиганта, они показали, что величина прогнозируемого радиуса может меняться всего от 0.82 до 1.1 радиусов Юпитера. Таким образом, WASP-193 b может быть причислен к подгруппе аномально раздутых, сильно облучаемых газовых гигантов. Для объяснения большой величины радиуса экзопланеты (установленного по наблюдениям) при возрасте планетной системы в несколько миллиардов лет авторы [1] рассмотрели процессы, которые или задерживают охлаждение планеты, или связаны с выделением тепла в недрах планеты и последующей потерей массы атмосферы.

Относительно низкая масса WASP-193 b и высокий уровень излучения центральной звезды могут указывать на то, что планета действительно теряет массу. Если это так, то увеличенный наблюдаемый радиус может быть связан

с испарением материи и его оттоком от планеты. Однако в настоящее время еще нет прямых наблюдательных указаний на потери вещества атмосферы. В качестве альтернативы желательно проведение теоретического моделирования потери массы в случае сильно облучаемых планет, чтобы оценить, является ли отток из атмосферы значительным для WASP-193 b. Авторы [1] вычислили параметр Джинса $\Lambda \propto M_p/T_{eq}R_p$, который может быть использован для идентификации планет с высоким оттоком вещества из атмосферы. Для WASP-193 b ими была найдена величина $\Lambda = 3.7$. Авторами [3] было показано, что значения Λ , меньшие критического значения $\Lambda_T = 15 - 35$, соответствуют значительным потерям вещества атмосферы. Это свидетельствует о том, что потеря атмосферы может быть важна для WASP-193 b. Тем не менее, необходимо проведение детального гидродинамического моделирования, чтобы в полной мере оценить важность процессов эволюции атмосферы WASP-193 b.

Принимая во внимание все имеющиеся ограничения, мы все же выполнили приближенную оценку оттока вещества атмосферы WASP-193 b. Для подсчета такой потери без детального моделирования системы в нашем исследовании использовалась аппроксимационная формула (см., например, [4,5]), называемая в литературе, 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:

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

где ϵ_{XUV} - параметр эффективности нагрева ($\epsilon_{XUV} = 0.2 \pm 0.1$ 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 [3-7].

Основные данные о планете WASP-193 b были взяты из [1]. Кроме того, для вычислений по формуле (1) требуются оценки величины F_{XUV} (потока XUV-фотонов). Для этой цели нами были использованы аналитические зависимости, полученные в [8] и связывающие величину F_{XUV} потока и параметр $\log R'_{HK}$ для звезд спектральных классов от F до M.

Авторы [1] нашли, что показатель звездной активности для WASP-193, измеренный по линиям Ca II H и K - величина $\log R'_{HK}$ равна -5.30 ± 0.07 . На рис.2 приводится диаграмма $\log R'_{HK}$ - показатель цвета ($B - V$). Темный символ - данные для WASP-193 b (с учетом приводимой в [1] погрешности), светлые символы - данные каталога [9]. На рис.2 горизонтальная линия

соответствует значению параметра $\log R'_{HK}$ для Солнца в спокойном состоянии. Можно сделать вывод о том, что уровень хромосферной активности WASP-193 b соответствует величине, характерной для малоактивных звезд с аналогичными показателями цвета ($B - V$). При этом уровень активности ниже солнечной (для Солнца $\log R'_{HK} = -5.021$, см. в [9]).

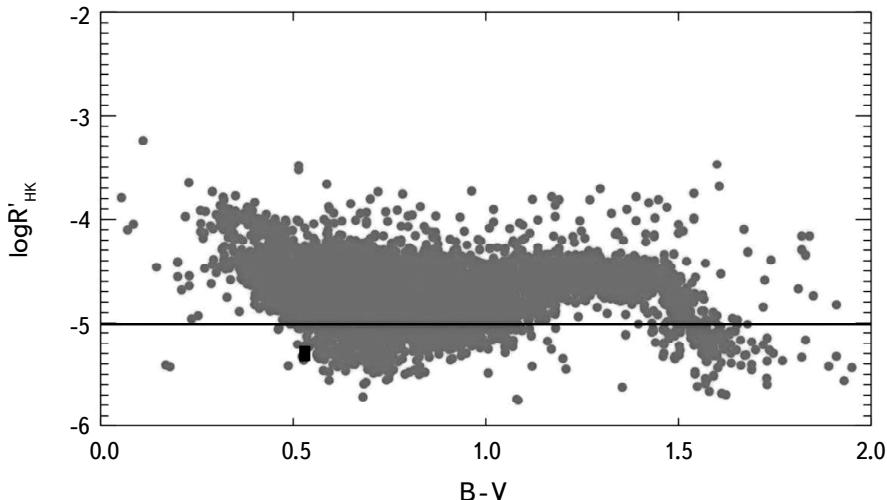


Рис.2. Диаграмма $\log R'_{HK}$ - показатель цвета ($B - V$). Темный символ - данные для WASP-193, светлые символы - данные каталога [9], горизонтальная линия соответствует значению параметра $\log R'_{HK}$ для Солнца в спокойном состоянии (см. текст).

Помимо данных о величине $\log R'_{HK}$ для WASP-193 из [1], мы использовали результаты [10] о распределении величин этого параметра для звезд спектрального класса F. Согласно [10] это распределение имеет три или, скорее всего, два пика (расщепление одного из пиков может быть следствием бинирования данных) с максимумами для величин порядка -4.83 dex у малоактивных звезд и -4.58 dex - у активных. Результат о величине параметра $\log R'_{HK}$ для WASP-193 из [1] требует дальнейшей проверки, хотя не исключено, что звезда является либо действительно крайне малоактивной, либо находится в состоянии своей пониженной активности (следует иметь в виду также отсутствие сведений о возможной циклической переменности хромосферной активности звезды, которая может оказаться на результатах проводимых нами оценок).

Не исключено, что рассматриваемая звезда вследствие своего возраста (по оценкам из [1]) обладает величиной параметра $\log R'_{HK}$, характерной для малоактивных звезд. Тем не менее, с учетом вышесказанного, мы выполнили расчеты для трех значений этого параметра - представленного в [1] и по данным обзора [10].

Расчеты по соотношению (1) показали, что потеря вещества атмосферы экзопланеты \dot{M} достаточно велика (даже в случае малой хромосферной активности ее родительской звезды). Диапазон изменений параметра \dot{M} составляет от $1.8 \cdot 10^{10}$ г/с (по данным [1]) до $1.4 \cdot 10^{11}$ г/с (по данным [10], малоактивный вариант) и $4.3 \cdot 10^{11}$ г/с (по данным [10], высокая активность). В любом случае, следует заключить, что планета интенсивно теряет свою атмосферу. Максимальное значение \dot{M} может достигаться в случае высокой хромосферной активности звезды.

Величина потока XUV-фотонов равна $4.8 \cdot 10^{27}$ эрг/с, $3.7 \cdot 10^{28}$ эрг/с и $1.1 \cdot 10^{29}$ эрг/с (для трех перечисленных выше случаев, соответственно), а величина приливного параметра $K_{tide}(\xi)$ - 0.57. Сравнительно большая величина потери вещества атмосферы планеты, прежде всего, вероятно связана со значительным потоком УФ излучения звезды с эффективной температурой $T_{eff} = 6079$ К и с тем, что большая полуось орбиты составляет всего 0.0678 а.е. Отметим, что мы посчитали достаточным использование аппроксимационной формулы, соответствующей модели потери атмосферы с ограничением по энергии, поскольку нас интересовал ответ на вопрос о порядке величины оттока вещества из атмосферы планеты.

4. Заключение. В статье представлены результаты анализа проявлений активности звезды WASP-193 спектрального класса F9 с планетой типа супер-нептун. Газовый гигант WASP-193 b, обнаруженный в 1200 световых годах от нас, при массе всего 0.13 массы Юпитера почти в полтора раза больше него по радиусу. Планета имеет удивительно низкую плотность $\rho = 0.059 \pm 0.014$ г/см³ (аналогичным объектом является Kepler 51 d, число других таких экзопланет мало). Равновесная температура атмосферы планеты высока - $T_{eq} = 1254 \pm 31$ К.

Полученные результаты изучения активности звезды использованы для оценки потери вещества атмосферы планеты WASP-193 b. В данном 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 $\log R'_{HK}$ для звезд спектральных классов F - M. Расчеты по соотношению (1) показали, что потеря вещества атмосферы экзопланеты достаточно велика (даже в случае малой хромосферной активности ее родительской звезды). Диапазон изменений параметра \dot{M} составляет от $1.8 \cdot 10^{10}$ г/с (по данным [1] о величине параметра $\log R'_{HK}$) до $1.4 \cdot 10^{11}$ г/с (по данным [10], малоактивный вариант) и $4.3 \cdot 10^{11}$ г/с (по данным [10], высокая активность). Следует заключить, что планета интенсивно теряет свою атмосферу. WASP-193 b можно рассматривать в качестве

высокоприоритетного кандидата для наблюдений с помощью космического телескопа JWST (метрика трансмиссионной спектроскопии TSM для объекта составляет около 600 [1]) и заслуживающего в дальнейшем включения в научную программу космической обсерватории Спектр-УФ.

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

MASS LOSS OF THE PLANET WASP-193 b ATMOSPHERE

I.S.SAVANOV

The results of the analysis of the activity manifestations of the star WASP-193 with spectral class F9 with a super-neptune-type planet are presented. The gas giant WASP-193 b with a mass of 0.13 Jupiter's mass is almost one and a half times Jupiter's radius. The planet has a low density of $\rho = 0.059 \pm 0.014 \text{ g/cm}^3$ (a similar object is Kepler 51 d, the number of other exoplanets of this type is small). The equilibrium temperature of the planet's atmosphere is high - $T_{eq} = 1254 \pm 31 \text{ K}$. The obtained results of investigations of the activity of the star were used to estimate the mass loss from the atmosphere of the planet WASP-193 b using an approximation formula corresponding to the energy-limited model. The flux of XUV photons were established by the analytical relation linking F_{XUV} and $\log R'_{HK}$ parameter for stars of spectral classes F - M. Calculations have shown that the mass loss from the exoplanet atmosphere is quite large (even in the case of low chromospheric activity of the star). The range of the parameter \dot{M} is from $1.8 \cdot 10^{10} \text{ g/s}$ to $4.3 \cdot 10^{11} \text{ g/s}$, depending on the received level of the flux of XUV photons (high and low activity). It is likely that the planet is intensively losing its atmosphere. WASP-193 b can be considered as a high-priority candidate for observations using JWST space mission (the transmission spectroscopy metric TSM for the object is about 600).

Keywords: stars: activity: variability: planetary systems: exoplanet atmospheres

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.Barkaoui, F.J.Pozuelos, C.Hellier et al.*, arXiv e-prints, arXiv:2307.08350 2023, 2023.
2. *I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko*, Astron. Lett., **46**, 177, 2020.
3. *L.Fossati, N.V.Erkaev, H.Lammer et al.*, Astron. Astrophys., **598**, A90, 2017.
4. *T.T.Koskinen, P.Lavvas, M.Huang et al.*, Astrophys. J., **929**, 52, 2022.
5. *N.V.Erkaev, Yu.N.Kulikov, H.Lammer et al.*, Astron. Astrophys., **472**, 329, 2007.
6. *E.S.Kalinicheva, V.I.Shematovich, I.S.Savanov*, Astron. Rep., **66**, 1319, 2022.
7. *I.S.Savanov, V.I.Shematovich*, Astrophys. Bull., **76**, 450, 2021.
8. *A.G.Sreejith, L.Fossati, A.Youngblood et al.*, Astron. Astrophys., **644**, A67, 2020.
9. *S.B.Saikia, C.J.Marvin, S.V.Jeffers et al.*, Astron. Astrophys., **616**, A108, 2018.
10. *J.Gomes da Silva, N.C.Santos, V.Adibekyan et al.*, Astron. Astrophys., **646**, A77, 2021.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-505

THE DIGITIZED FIRST BYURAKAN SURVEY DATA BASE. LATE-TYPE STARS CANDIDATES. NEW CONFIRMATIONS. I

K.S.GIGOYAN¹, K.K.GIGOYAN¹, A.SARKISSIAN²,
G.R.KOSTANDYAN¹, M.MEFTAH², S.BEKKI²

Received 17 August 2023

Accepted 28 November 2023

The Digitized First Byurakan Survey (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 UVX-excess (Markarian) galaxies. FBS low-resolution spectral plates have been used for a long time to search and study faint Late-Type Stars (LTS, M-type and C stars) at high Galactic latitudes. A total of 18 lists of the FBS LTS were published between 1990 and 2016. We report newly confirmed C and M giants, and also large amount of M dwarfs based on the Gaia DR3 BP/RP low-resolution spectroscopic data base. Some of the newly confirmed M dwarfs presents binary systems. Some of them are new eclipsing binaries. In our previous studies of the DFBS spectral plates, all were presented as LTS candidates. Gaia high-accuracy astrometric and photometric data and Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) data are used to characterize these new confirmed LTS. TESS phase-dependent light curves show rotational modulations and flares for many new M dwarfs. This confirmations of the large number of completely new objects represents a very significant extension in the census of M giants, faint N-type Asymptotic Giant Branch C stars, CH-type C giants at high Galactic latitudes, and M dwarfs in the solar vicinity. Some objects are located more than 7 kpc from the Galactic plane. Ultimately, we aim to present value-added catalog and update the FBS LTS catalog. Note that a large amount of the blue stellar objects with UVX-excess and numerous of emission line objects were also detected.

Keywords: *catalogs-stars: carbon stars: M-giants: M-dwarfs: surveys: Gaia and TESS data*

1. *Introduction.* Markarian survey (or the First Byurakan Survey-FBS), was the first systematic survey of the extragalactic sky. This objective-prism (op) low-resolution (lr, 1°.5 prism, giving a reciprocal dispersion of 1800 Å /mm near H γ , providing a 3400-6900 Å spectral range) survey was carried out in 1965-1980 by B.E.Markarian and collaborators using the 1 m Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory and resulted in discovery of 1517 UVX-excess galaxies [1]. This survey covers about ~17000 sq. deg. of the Northern sky and part of the Southern sky at high Galactic latitudes. During the observations, Kodak IIF, IIAF, IIaF, and 103aF plates were used. The limiting photographic magnitude is 17°.5-18°.0. The

large spectral range of the FBS is well suited to identify very different objects, and especially cool M-type or C-type (carbon) stars. Visual inspection with a magnification of $\times 15$ (using the magnifying glass before 2007) was used to select slitless spectra showing pronounced absorption bands. C stars can be identified through the presence of the Swan bands of the C_2 molecule at 4737, 5165 and 5636 Å (spectra of N-type Asymptotic Giant Branch (AGB) C stars). Several C stars also show the C_2 band head at 4382 Å (early CH-type C stars). M-type stars can easily be distinguished because of the titanium oxide (TiO) molecule absorption bands at 4584, 4762, 4954, 5167, 5500, and 6200 Å [2]. All FBS spectral plates have now been digitized, resulting in the creation of the Digitized First Byurakan Survey (DFBS) data base [3]. Its images and spectra are available on the DFBS web portal in Trieste (on-line at <https://www.ia2-byurakan.oats.inaf.it>, for details see also the web site at <https://www.aras.am.Dfbs/dfbs.html/>). 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 later [4] (SIMBAD CDS VizieR Catalogue J/MNRAS/489/2030/catv2). All DFBS plates are analyzed with the help of standard analysis softwares FITSView and SAOImage ds9. This visualization allows to detect very red and faint C and M stars candidates close to the detection limit in each DFBS plate (particularly, the range 6500-6900 Å for the faint and late subclasses of the N-type and M-type stars [4]). Candidates of faint N-type C stars and M-type giants, for which very short (wedge-like) spectra in the range ~6500-6900 Å is visible on the DFBS plates, 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 [5]. Several of such candidates could be M dwarfs and giants [6]. In addition, a large number of such faint candidates detected on the DFBS plates, remained to be classified using spectral information [4,6]. To classify faint candidates and to find out the potential of the FBS for LTS, we use Gaia DR3 BP/RP lr spectroscopic data base, which allows us to confirm the spectral types for candidate objects easily. The present work extends significantly our search for LTS candidates. We present data for seven newly confirmed DFBS C stars and several M giants. We also report on a large number of new M dwarfs, confirmed in the Gaia DR3 lr spectroscopic data base. The list of all spectroscopically confirmed LTS candidates, reported as a supplementary (value - added) catalogue to the second edition of the "Revised and Updated Catalogue of The First Byurakan Survey" [4] will be presented in SIMBAD astronomical data base very soon.

This paper (first in this series) is structured as follows. Section 2 introduces the Gaia DR3 lr spectral data base, which is used to validate the spectral types of the DFBS LTS candidates. It presents Gaia DR3 spectra and important physical characteristics for seven confirmed DFBS C stars. We also describe the spectro-

scopic criteria for candidate LTS classification for C or M stars, and photometric criteria, which are used to separate M giants from M dwarfs. Section 3 and 4 present data for a few of DFBS M giants and M dwarfs. Phase dependence light curves are also given for newly confirmed M stars from the modern variability data bases to clarify their variability types. Finally, Section 5 recalls the main results obtained for the LTS candidates and provide concluding remarks and possible future works.

2. *Gaia DR3 spectra. Newly confirmed C stars.* The European Space Agency (ESA) mission Gaia (Gaia Collaboration [7]) has already released three catalogues to the astronomical community, of increasing richness in terms of content, precision, and accuracy. With respect to the previous Gaia Early Data Release 3 (EDR3) [8], Gaia Data Release 3 (Gaia DR3, Gaia Collaboration [9]) 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 lr spectral data are one of the exciting new products in Gaia DR3 (VizieR CDS Catalog I/355/gaiadr3). Time - averaged mean spectra covering the optical to near-infrared wavelength range $\lambda 3300\text{--}10500\text{\AA}$ are published for approximately 220 million objects (CDS Catalog I/355/spectra). Most of these are brighter than $G = 17.65$ mag [10]. M-type stars can be detected very easily in the Gaia DR3 lr spectral data base by the presence of the broad absorption bands of the TiO molecules in the range $6500\text{--}7000\text{\AA}$, $7000\text{--}7500\text{\AA}$, and $8000\text{--}8500\text{\AA}$. C stars display strong Swan bands at 4383, 4737, 5165, and 5636\AA of C_2 molecule. Among the DFBS LTS candidates, confirmed M stars, which show high proper motions in Gaia DR3 data base, are included as M dwarfs in our new DFBS list. For all of them, 2MASS (Two Micron All-Sky Survey) [11] Near-Infrared (NIR) colors are typical for M dwarfs ($J - H < 0.7$ mag and $H - K > 0.15$ mag) and best discriminator of M giants and dwarfs [12,13]. With high-and moderate-resolution spectra, M giants and M dwarfs can be well segregated through the spectral indices using the template-fitting pipeline [14,15].

Our list of all DFBS LTS candidates is cross-matched with the Gaia DR3 BP/RP spectroscopic data base. Table 1 presents DFBS LTS candidates confirmed as C stars; it gives the DFBS Number, the Gaia I/355/gaiadr3 source designation, other association in SIMBAD data base, and our spectral type determination (C-N or C-CH-type).

Fig.1a and b presents Gaia DR3 Catalogue BP/RP lr spectra for objects of Table 1.

Low-resolution CCD spectra for DFBS J004626.12+463720.2 and for DFBS J082310.37-015325.7 in the range $\lambda 3690\text{--}9100\text{\AA}$ were also secured by LAMOST

Table 1

DFBS LTS CANDIDATES CONFIRMED CARBON STARS

DFBS Number	Gaia DR3 source identifier	Other association in SIMBAD data base	Sp. Type
J004626.12+463720.4	389807868829145856		C-CH
J024615.25+484150.9	438564097055438720		C-CH
J082310.36-015325.7	3070045067018279040	ATO J125.7832-01.8905	C-N
J203956.64-063740.4	6908005165297040896		C-CH
J215952.33+315207.9	1897967802114581888		C-CH
J221816.47+290920.0	1897967802114581888		C-N
J234931.72+442531.5	1926136499744257152	TYC 3244-587-1	C-CH

Notes: The object DFBS J024615.25+484150.9 was announced as new early-type CH-carbon star candidate by Gigoyan [6]. The star ATO J125.7832-01.8905 is presented as R Coronae Borealis type variable in Gaia DR3 Catalogue (SIMBAD VizieR Catalog I/358/vclassre). The object TYC 3244-587-1 is known as spectroscopic binary without spectral type information in SIMBAD astronomical database.

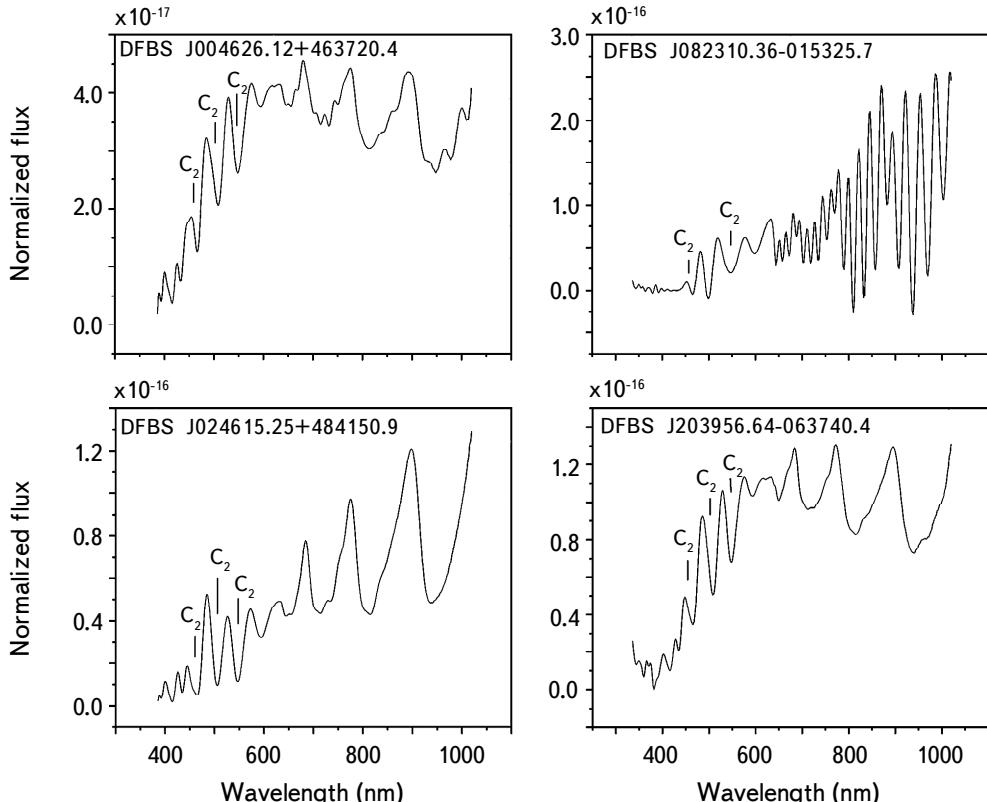


Fig.1a. Gaia DR3 BP/RP Ir spectra for four objects of Table 1 in the 336-1020 nm range. The absorption bands of C_2 molecule in the range 450-570 nm are also indicated.

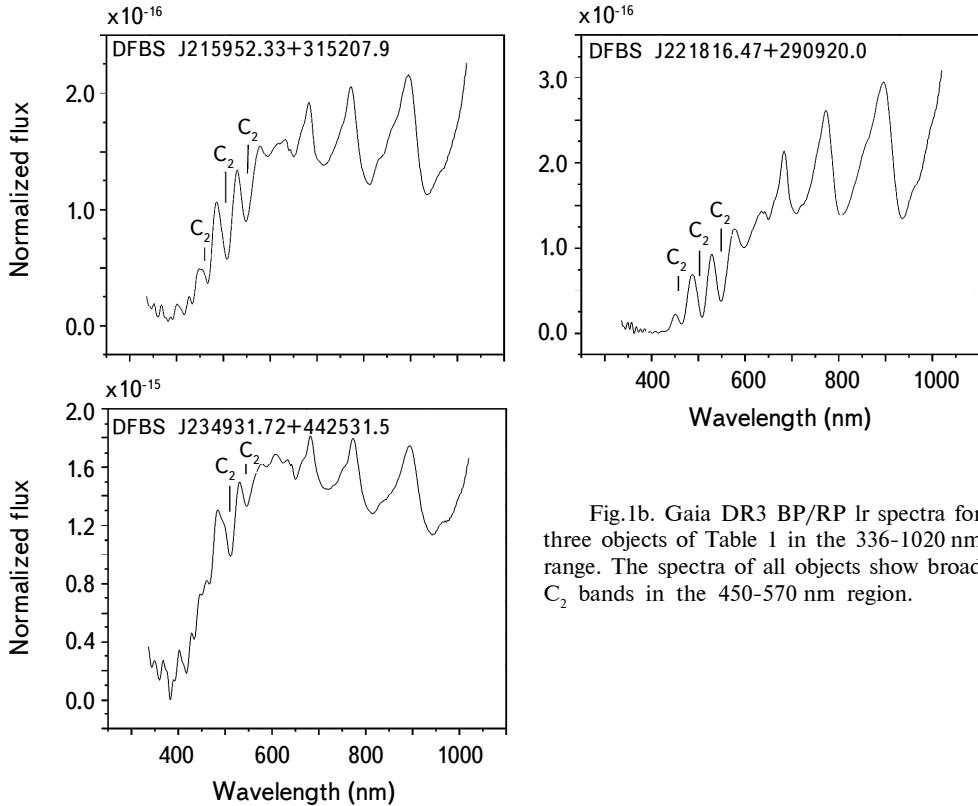


Fig.1b. Gaia DR3 BP/RP Ir spectra for three objects of Table 1 in the 336–1020 nm range. The spectra of all objects show broad C₂ bands in the 450–570 nm region.

(Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope) [16]) observations (LAMOST DR7, spectra is available online at <http://dr7.lamost.org/search/>, also see SIMBAD VizieR catalog V/156/dr7/lrs).

Fig.2 shows the LAMOST CCD spectra for objects DFBS J004626.12+463720.4 (obtained 18 October 2014) and DFBS J082310.36-015325.7 (obtained on the 25 December 2013), they are classified as C stars in LAMOST DR7 data base.

Table 2 presents Gaia DR3 catalogue key data for seven confirmed C stars and their heights above/below the Galactic plane. The distance estimation is based on Gaia DR3 trigonometric parallaxes (absolutely the same values of parallaxes, as presented in Gaia EDR3 catalogue. Therefore, we used the distance information derived from Gaia EDR3 by Bailer-Jones et al. [17].

3. M Giants. M giants are evolved objects with high luminosity $\log L/L_{\odot} \sim 3 \div 4$, which enables their detection at large distances. Therefore, M giant stars are suitable as tracers for discovering and identifying the remnants of stellar streams in the Galactic Halo. Among the DFBS LTS candidates cross-correlated in the Gaia DR3 lr spectroscopic data base, we found numerous of M giants and mass-losing AGB M stars. Some of these stars are new discoveries.

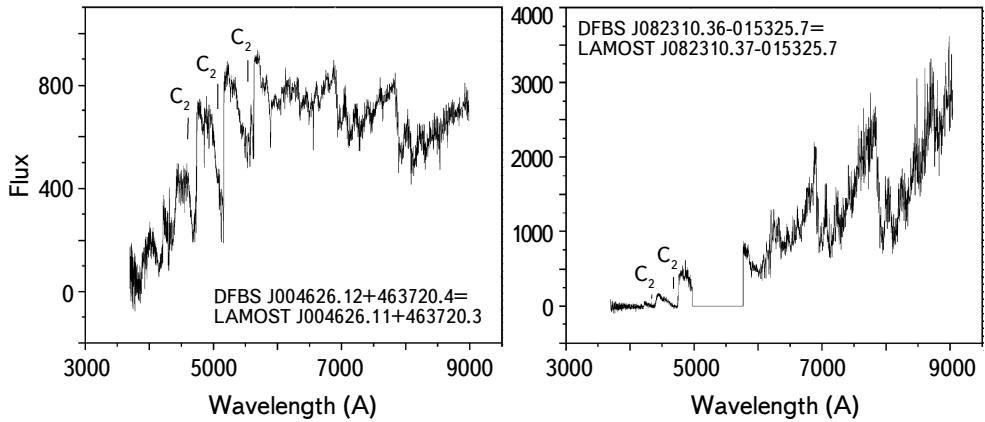


Fig.2. LAMOST Ir CCD spectra in the $\lambda 3690 - 9100\text{\AA}$ range for candidate objects DFBS J004626.12+463720.4 and DFBS J082310.36-015325.7. The C_2 molecule absorption band-heads are also indicated.

Table 2

SOME IMPORTANT GAIA DR3 DATA FOR SEVEN NEW C STARS

DFBS Number	G-band mag	BP-RP Color	RV (km/s)	r (pc)	M(G) mag	Z (pc)
J004626.12+463720.4	14.68	1.53	-247.70(± 3.14)	9783(± 1500)	-0.50(± 0.3)	-2737(± 400)
J024615.25+484150.9	14.28	2.17	-137.35(± 2.57)	6642(± 800)	-0.2(± 0.07)	-1147(± 150)
J082310.36-015325.7	14.19	2.63	+210.10(± 0.87)	11560(± 900)	-1.1(± 0.1)	3833(± 300)
J203956.64-063740.4	13.57	1.58	-283.63(± 0.47)	9035(± 1000)	-1.2(± 0.8)	-4117(± 291)
J215952.33+315207.9	13.18	1.76	-491.45(± 0.43)	11289(± 1600)	-2.1(± 0.4)	-3534(± 500)
J221816.47+290920.0	13.17	2.32	-110.71(± 0.31)	13505(± 1500)	-2.5(± 0.4)	-5239(± 600)
J234931.72+442531.5	10.64	1.49	-13.93(± 1.91)	1658(± 35)	-0.4(± 0.1)	-486(± 10)

Others are IRAS Point Sources Catalogue (PSC) [18] sources but whose spectral types are unknown. A significant part of the newly confirmed M giants are associated with the Gaia Long-Period Variable Stars (Gaia DR3 Part 4. Variability, VizieR CDS Catalog I/358/vlpv).

Table 3 presents Gaia DR3 catalogue important data for some LTSS candidates, confirmed as M giants in the data base I/355/spectra; it gives the DFBS Number, Gaia DR3 designation, Gaia DR3 broad-band G-magnitudes, and other associations in SIMBAD data base. Fig.3a and b presents Gaia DR3 BP/RP Ir spectra for four objects of Table 3 in range 336-1020 nm.

Table 4 presents Gaia EDR3 catalogue important data for six confirmed M giants and their heights above/below the Galactic plane (in analogy with newly confirmed C stars in Table 2).

Table 3

GAIA DR3 DATA FOR 6 DFBS CONFIRMED M GIANTS

DFBS number	Gaia DR3 source name	Gaia DR3 G mag	Gaia DR3 BP-RP color	Other association in SIMBAD data base
J004002.24+445225.2	38820725477589632	12.213	2.346	
J034913.32+390916.9	223984228113842816	12.169	5.158	IRAS 03458+3900
J080119.40+345809.3	905739784466468736	12.419	2.689	ATO J120.3309+34.9692++
J175041.20+6915.23.0	1637841351188506880	12.981	2.202	2MASS J17504123+6915223++
J202649.55-081608.9	6905944371269703680	12.795	3.268	NSNS 17120433+
J220305.66+424407.5	1960158241368482432	11.610	5.445	IRAS 22010+4229+++

Notes: (+) In SIMBAD Data Base these objects are noted as Long-Period Variables. (++) These objects are noted as Long-Period Variable Candidates. (+++) Mira Variable. In SIMBAD data base there are no spectral type information for these objects Table 3.

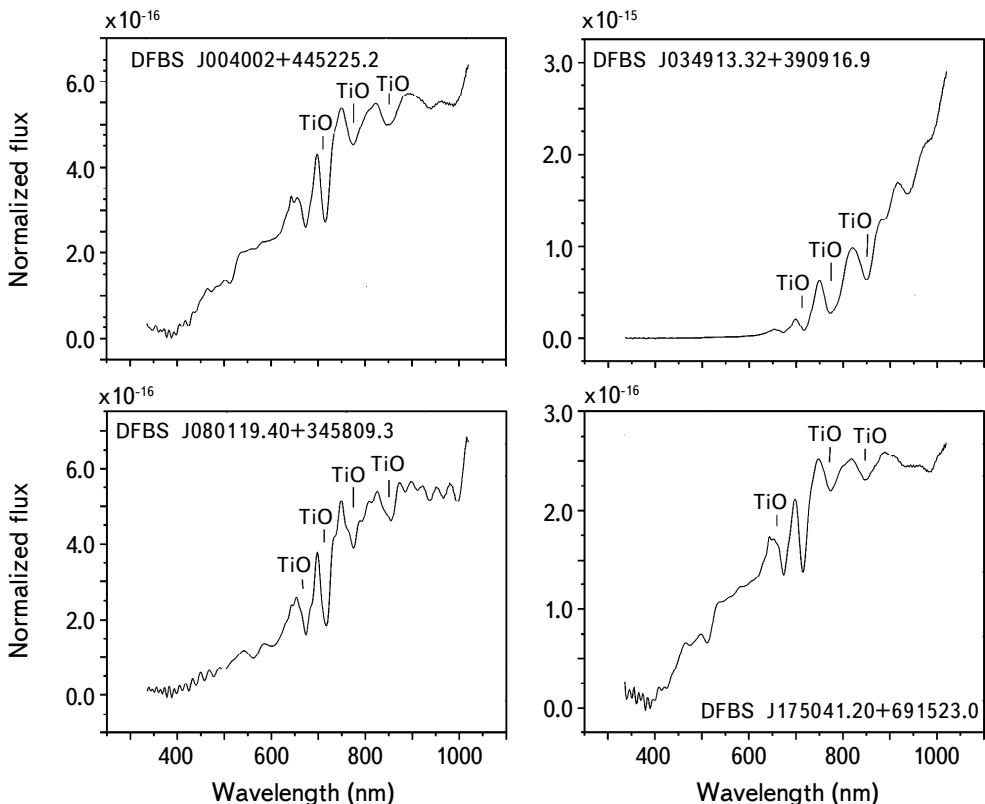


Fig.3a. Gaia DR3 BP/RP Ir spectra for four objects of Table 3 in the 336-1020 nm range. The spectra of all objects show broad absorption bands of TiO molecule.

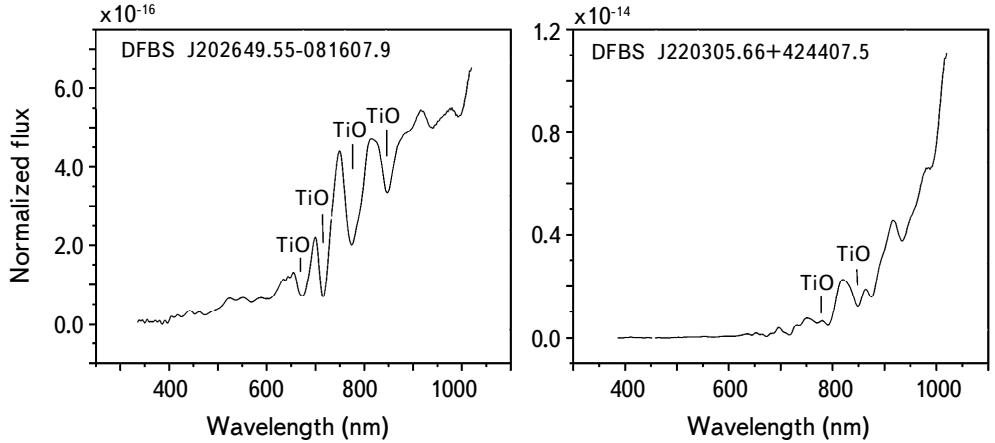


Fig.3b. Gaia DR3 BP/RP lr spectra for two objects of Table 3 in the 336-1020 nm range. The spectra show broad absorption bands of TiO molecule.

Table 4

SOME IMPORTANT GAIA DATA FOR 6 M GIANTS

DFBS Number	RV (km/s)	r (pc)	M(G)	Z (pc)
J004002.24+445225.2	-83.00(± 0.30)	6591(± 700)	-1.90(± 0.2)	-2031(± 200)
J034913.32+390916.9	-61.73(± 0.56)	2551(± 400)	-0.12(± 0.1)	-522(± 50)
J080119.40+345809.3	+56.32(± 0.72)	7147(± 1000)	-1.87(± 0.2)	3432(± 400)
J175041.20+6915.23.0	-93.80(± 0.58)	14844(± 2500)	-2.87(± 0.32)	7555(± 1000)
J202649.55-081608.9	+72.30(± 0.79)	7451(± 1100)	-1.57(± 0.3)	-3141(± 400)
J220305.66+424407.5		2985(± 500)	-0.76(± 0.3)	-524(± 100)

Fig.4 shows ASAS-SN [19,20] light curve for M giant DFBS J220305.66+424407.5.

We examine visually the Spectral Energy Distribution (SED) for two objects Table 4. Fig.5 illustrates SEDs for two objects of Table 4. Both objects exhibit excess of infrared radiation (IR) at longer wavelengths indicating the existence of the dust envelopes around them.

4. M Dwarfs. M dwarfs are the most common stars in the Galaxy [21,22]. They dominate the stellar populations by number, but have a very low mass range $0.075 M_{\odot} \div 0.5 M_{\odot}$ and effective temperature T_{eff} less than 4000 K [23]. M dwarfs have become of central interest for astronomy in the last decades, notably for their application to exoplanet research [24]. For a given Gaia DR3 BP/RP lr spectra, there are no luminosity criteria to distinguish M giants from dwarfs among the

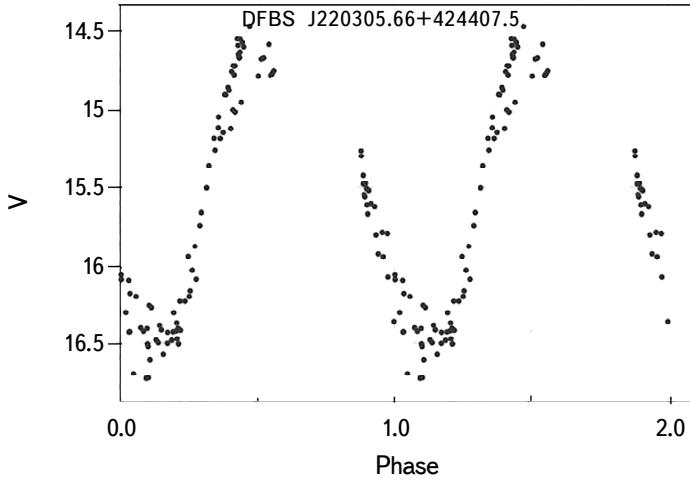


Fig.4. ASAS-SN phased light curve for DFBS J220305.66+424407.5 (ASASSN-V J220305.54+424407.4, on-line access via <https://asas-sn.osu.edu/variables/>) classified as a Mira variable in SIMBAD data base. This object is a SR variable with $P = 365.647$ days, Ampl. = 1.84 mag and $V_{\text{mean}} = 15.66$ mag.

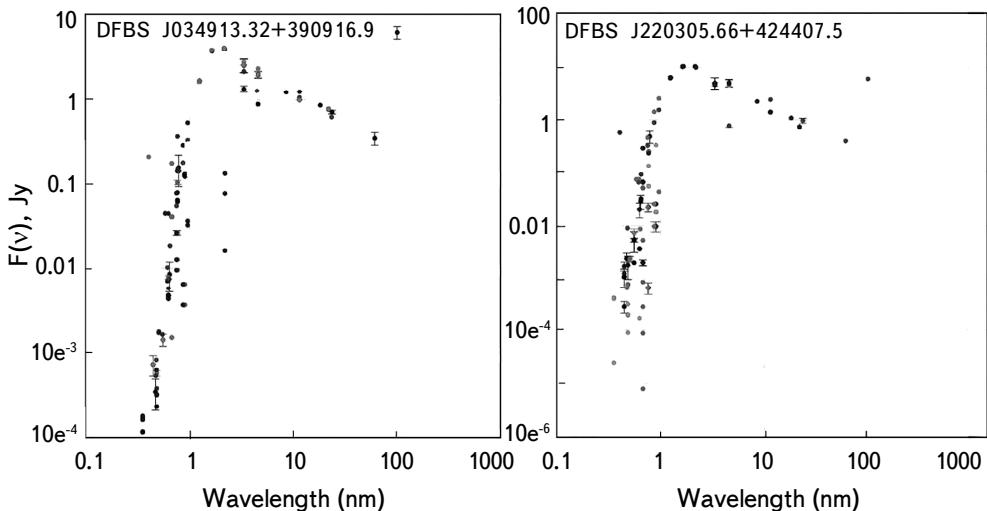


Fig.5. SEDs for two DFBS M giants built in VizieR data base using Gaia EDR3, POSSII-I, POSSII-I, POSSII-F, POSSII-J, Johnson-B, SDSS u, g, r, i, z, 2MASS J, H, Ks, WISE W1, W2, W3, and W4 photometric data (for more detail see <https://vizier.cds.unistra.fr/vizier/sed/>).

confirmed candidates. We classify LTS candidates as M dwarfs based on the presence of the broad absorption bands of TiO molecule in the 6500-7000 Å, 7000-7400 Å, and 7600-8000 Å ranges [25], and based also on their high proper motions in Gaia DR3 catalogue. For all of them, 2MASS NIR colors are typical for M dwarfs [12,13]. Most of the DFBS LTS candidates, in the Gaia DR3 lr spectroscopic data base, are M dwarfs.

Table 5

TESS INPUT CATALOGUE DATA FOR SOME DFBS M DWARFS

DFBS Number	TIC Identifier	M / M_{\odot}	L / L_{\odot}	T_{eff} (K)	R (pc)	2MASS $J-H$	2MASS $H-K$
J091007.09+405214.3(A) (B)	9273155			3687	94.78(± 0.48)	0.619	0.204
	801617198			3687	94.78(± 0.48)		
J112124.87+394106.1	17933144	0.523(± 0.02)	0.049(± 0.011)	3752	80.44(± 0.23)	0.618	0.223
J134015.46+354901.5	105657755	0.536(± 0.02)	0.039(± 0.009)	3488	103.32(± 0.41)	0.607	0.217
J172758.96+170919.2(A) (B)	394020934	0.458(± 0.02)	0.032(± 0.007)	3589	89.26(± 0.26)	0.608	0.247
	394020936	0.382(± 0.02)	0.020(± 0.005)	3466	89.16(± 0.33)	0.609	0.231
J222100.82-065620.2	38378875	0.635(± 0.02)	0.06(± 0.015)	3545	109.41(± 0.76)	0.590	0.233

Note. More details for objects DFBS J091007.09+405214.3 (A), (B) and DFBS J172758.96+170919.2 (A) (B) see below.

Table 5 presents TESS Input Catalogue (TIC, version 8.2 [26,27], CDS VizieR Catalogue IV/39/tic8.2) important data for a few new DFBS M dwarfs, confirmed spectroscopically in Gaia DR3 data base.

Gaia DR3 Catalogue, Gaia Catalogue of Nearby Stars (GCNS, Gaia Collaboration [28], VizieR Catalogue J/A+A/649/A6/table1c) and also TESS Catalogues indicate 2 objects in 5 arcsec search radius around positions of DFBS J091007.09+40524.3 and DFBS J172758.96+170919.2 (consequently we noted A-bright and B-faint objects which have practically the same parallaxes in these data bases). There are no 2MASS JHK photometric data for DFBS J091007.09+

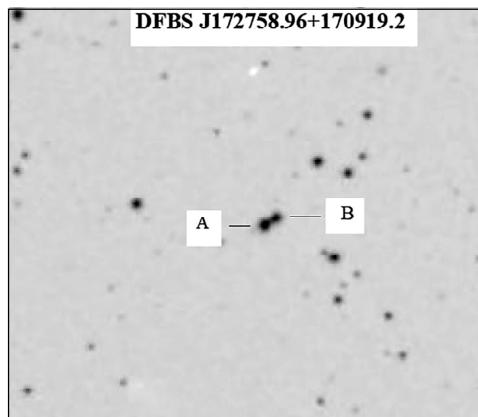


Fig.6. POSS2 I-image of dwarf M star DFBS J172758.96+170919.2 (primary star-A) and close companion (B) that we view as a binary system. Angular separation is 4.0 arcsec on I-image. Field is $5' \times 5'$.

405214.3(B). Gaia DR3 $\text{BP} - \text{RP} = 2.248$ mag and 2.329 mag for A and B objects respectively. Such colors are also typical for dwarf M stars. With the help of the data visualization software SAOImage ds9, we search POSS2 I-band images for possible companions. On DSS2 I-chart the image of DFBS J091007.09+405214.3 is elongated, indicating the presence of two very close objects. In the case of DFBS J172758.96+170919.2, two objects (A and B, Gaia $\text{BP} - \text{RP} = 2.241$ mag for A and $\text{BP} - \text{RP} = 2.437$ mag for B) are relatively well separated from each other. Fig.6 illustrate the POSS2 I-band image of the star DFBS J172758.96+170919.2 A and its close companion B. The close companion is TIC 394020936, $T_{\text{eff}} = 3466$ K, $M = 0.382 M_{\odot}$, $L = 0.01999 L_{\odot}$, $r = 89.16$ pc. Both objects are at the same distance (Table 5). DFBS J172758.96 +170919.2 A and B components (Fig.6) are established as a M dwarf + M dwarf binary in Gaia BP/RP spectral data base. Most probably, DFBS J091007.09+ 405214.3 is also a pair of M dwarf + M dwarf at a distance $r = 94.78$ pc. High-angular resolution CCD image is necessary to resolve the second and faint component of DFBS J091007.09+405214.3.

Fig.7 illustrates the Gaia DR3 spectra for A and B components of DFBSJ 172758.96+170919.2

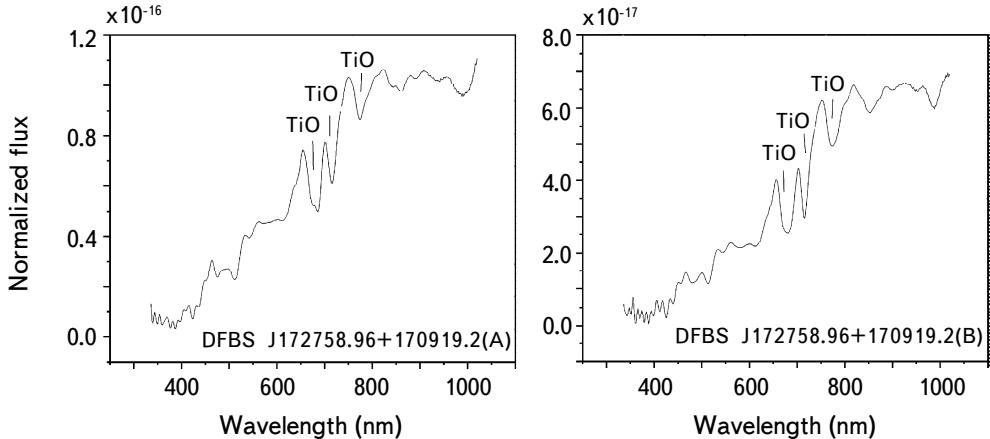


Fig.7. Gaia DR3 BP/RP Ir spectra for DFBS J172758.96+170919.2 A and B in the 336-1020 nm range. Spectra of both objects show strong TiO absorption bands. Both are M dwarfs.

SEDs for only two confirmed M dwarfs, namely DFBS J125402.01+284056.2 and DFBS J162107.91+355637.7 are presented in Fig.8. In the SEDs of these objects, the excess IR radiation is clearly visible after $10 \mu\text{m}$ (in WISE W3 and W4 passbands).

Fig.9 and 10 show TESS light curves consequently for dwarf stars DFBS J161046.38+ 385809.1 and DFBS J222100.82-065620.3. We download the Presearch Data Conditioning Simple Aperture Photometry (PDC-SAP) light curves from the

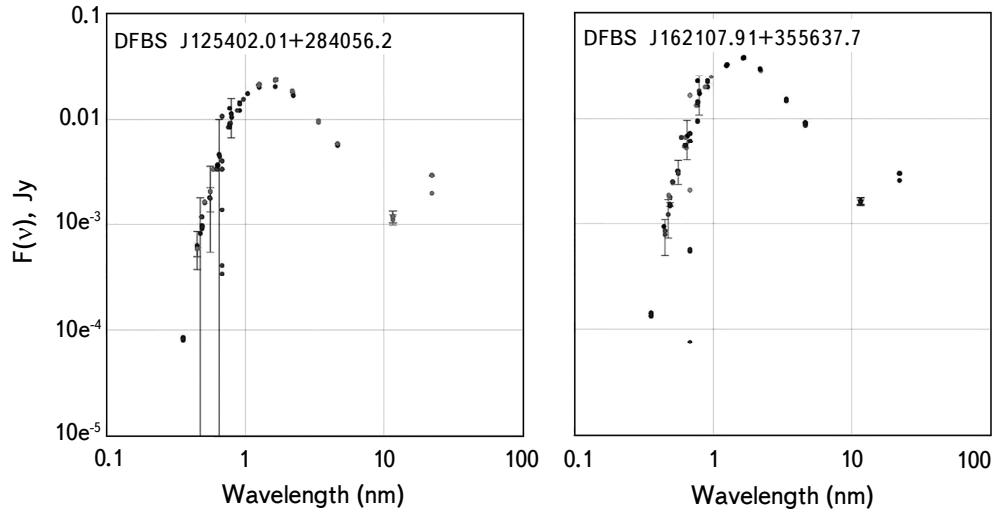


Fig.8. SED for two DFBS M dwarfs confirmed in Gaia DR3 lr spectroscopic data base and built in Vizier data base using the same catalogue data, as in Fig.6.

Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST). We then used *lightkurve* (<http://docs.lightkurve.org/>) to download the target pixel files (TPFs) and analyze light curves for new confirmed M dwarfs noted above.

Fig.10 illustrate TESS phased light curve for dwarf M star DFBS J222100.82-065620.3.

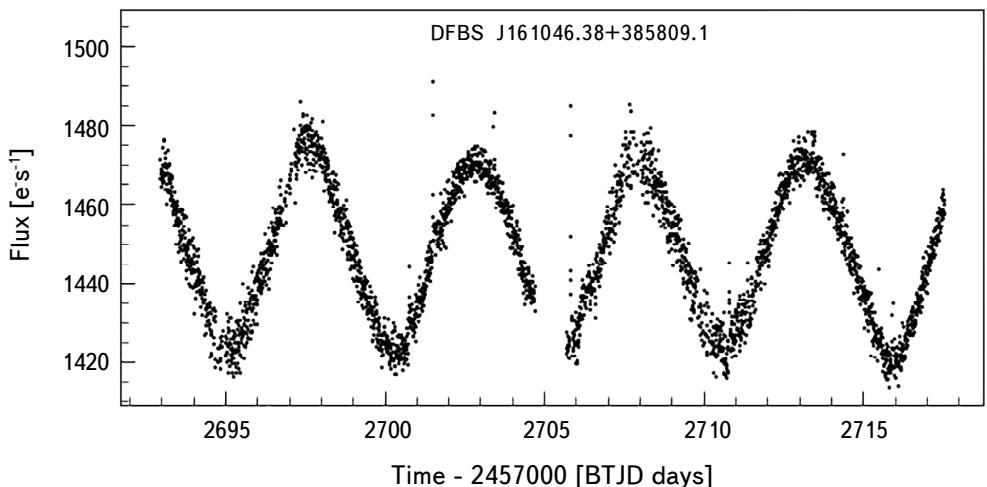


Fig.9. TESS light curve for M Dwarf DFBS J161046.38+385809.1 showing very clear rotational modulation with period $P = 5.2$ day (TIC number is 310531531, $T_{\text{eff}} = 3412$ K, $M = 0.529 M_{\odot}$, $L = 0.03463 L_{\odot}$, $r = 79.06$ pc and $V = 15.4$ mag).

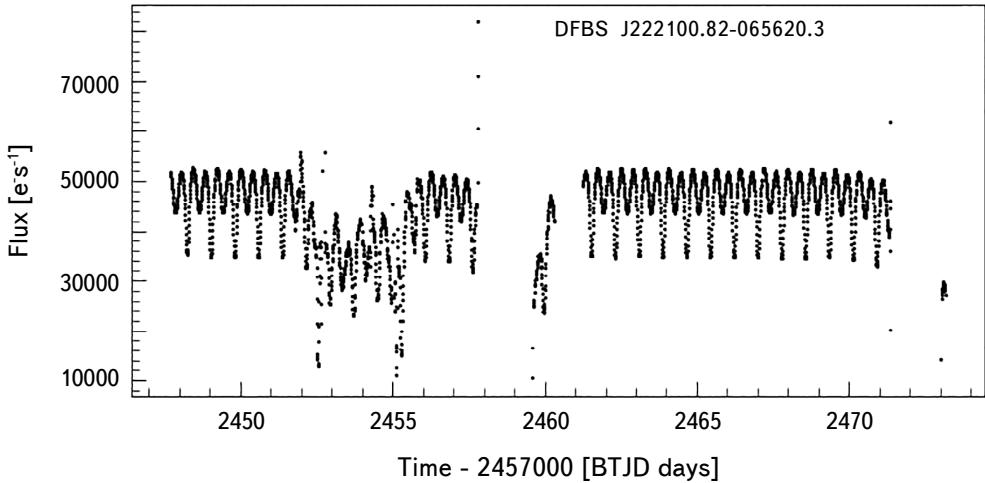


Fig.10. TESS phased light curve (not very good) for M dwarf DFBS J222100.82-065620.3 (TIC 38378875) that we classify as EA(Algol-type) eclipsing binary ($P=0.76$ d, Ampl. = 0.2 mag) where the primary and secondary eclipses are clearly visible.

5. Summary and future works. In this study we have significantly extended the previous FBS survey for LTS search. Discoveries are important, but it is very important to characterize newly confirmed objects. In order to gain more information on the LTS candidates, selected on the DFBS plates, we check Gaia DR3 BP/RP lr spectroscopic database to confirm the spectral types of the faint objects. Despite the fact, that it is a low-resolution spectroscopic data base, it represents a good opportunity for spectral type determination. In this paper, first in this series, we present some preliminary but very important results and report newly confirmed CH type, N-type carbon stars and M giants. Some of them are more than 7 kpc above the Galactic plane and have high radial velocities. We also report on a large number of new M dwarfs confirmed in the Gaia DR3 lr spectral database. All these faint objects were presented as LTS candidates in DFBS database before the present study. The object DFBS J172758.03+170918.0 is found to be a binary system (M dwarf + M dwarf) at a distance 89.2 pc. TESS phased light curve for M dwarf DFBS J222100.82-065620.3 (TIC 38378875) shows, that this object is EA-type eclipsing binary with period $P=0.76$ d and Ampl. = 0.2 mag. Many M dwarfs show extra flux in the IR range, this is characteristic of the circumstellar dust which mark certain stages in the life of planetary systems (protoplanetary disc, and final stage is a debris disc [29,30]). TESS light curve for M dwarf DFBS J161046.38+385809.1 shows very clear rotational modulation with period $P=5.2$ d, $M=0.529M_{\odot}$, $L=0.03463L_{\odot}$, $r=79.06$ pc and $V=15.4$ mag. It is likely that DFBS J161046.38+385809 is a rapid rotator.

This paper reports essentially on preliminary results, second paper will include the value-added DFBS LTS catalogue and will certainly be on the statistical analysis of the newly confirmed C, M giants and M dwarfs, and their color-absolute magnitude diagrams and distribution in our Galaxy. A study of the new M dwarfs flares, their multiwavelength properties, stellar activity, ages, and rotational rates, is now in progress, and the results will appear soon in the second part of this serie.

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 Two Micron All-Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center, funded by NASA and NSF. We used LAMOST telescope spectra. The LAMOST is a National Major Scientific project build by the Chinese Academy of Sciences. This paper included data collected by the TESS mission, which are publicly available from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST).

We thank prof. O.Malkov for helpful comments when the work was in progress. We thank the anonymous referee for the thoughtful comments that greatly improved the clarity of the paper.

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

² Universite de Versailles Saint-Quentin, CNRS/INSU, LATMOS-OPSL, France

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

К.С.ГИГОЯН¹, К.К.ГИГОЯН¹, А.САРКИССИАН², Г.Р.КОСТАНДЯН¹,
М.МЕФТА², С.БЕККИ²

Digitized First Byurakan Survey (DFBS) - это оцифрованная версия Первого Бюраканского обзора (FBS) или Маркаряновского обзора. FBS является первым систематическим внегалактическим обзором. Он был осуществлен Б.Е.Мар-

каряном 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 UVX - избытком, названных галактиками Маркаряна. Пластиинки с результатами спектральных наблюдений низкого разрешения (lr) обзора FBS длительное время использовались для поиска и изучения слабых звезд поздних спектральных типов (LTS, M и C) звезд на высоких галактических широтах. В период с 1990 по 2016гг. были опубликованы 18 списков объектов LTS FBS. В данной работе сообщается о новых подтвержденных С и М-гигантах, а также о большом количестве М-карликов, подтвержденных данными из архива наблюдений Gaia DR3 BP/RP (спектры низкого разрешения). Часть новых подтвержденных М-карликов представляет собой двойные системы, а часть этих двойных систем является новыми затменными двойными. В наших предыдущих исследованиях спектральных данных DFBS lr они представлены как кандидаты в LTS. Для характеристики новых подтвержденных LTS используются высокоточные астрометрические и фотометрические данные Gaia и данные спутника Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS). Кривые блеска TESS многих новых М-карликов показывают вращательные модуляции и вспышки. Факт подтверждения большого числа совершенно новых объектов обещает существенно обогатить статистику М-гигантов, слабых AGB C-звезд N-типа, углеродных звезд CH-типа на высоких галактических широтах, а также М-карликов в окрестностях Солнца. Некоторые объекты расположены на расстоянии более 7 кпк от плоскости Галактики. Мы намереваемся представить модернизированный FBS каталог LTS объектов. Кроме того, в работе сообщается об обнаружении большого количества голубых звездных объектов с UVX-избытком, а также большого количества объектов с эмиссионными линиями.

Ключевые слова: каталоги-звезды: углеродные звезды: М-гиганты: М-карлики: обзоры данные *Gaia* и *TESS*

REFERENCES

1. *B.E. Markarian, V.A. Lipovetski, J.A. Stepanian et al.*, Soobshcheniya Spetsialnoi Astrofizicheskoy 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, A.M. Mickaelian, G.R. Kostandyan*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **489**, 2030, 2019.

5. *K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.M.Mickaelian et al.*, Astron. Astrophys., **544**, A95, 2012.
6. *K.S.Gigoyan*, Communications of BAO, **69**, 90, 2022.
7. Gaia Collaboration, *T.Prusti, J.H.J.Dr.Brujne, A.G.A.Brown et al.*, Astron. Astrophys., **595**, A1G, 2016.
8. Gaia Collaboration, *A.G.A.Brown, A.Vallenari, T.Prusti et al.*, Astron. Astrophys., **649**, A1, 2021.
9. Gaia Collaboration, *A.Vallenari, A.G.A.Brown, T.Prusti et al.*, Astron. Astrophys., **674**, A1, 2023.
10. *F.De Angeli, M.Weiler, M.Montegriffo et al.*, Astron. Astrophys., **674**, A2, 2023.
11. *M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al.*, Astron. J., **131**, 1163, 2006.
12. *M.S.Bessell, J.M.Brett*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **100**, 1134, 1988.
13. *M.S.Bessell*, Astron. J., **101**, 662, 1991.
14. *J.Zhong, S.Lepine, J.Li et al.*, Research in Astron. Astrophys., **15**, 1154, 2015.
15. *J.Li, M.C.Smith, J.Zhong et al.*, Astrophys. J., **823**, 59, 2016.
16. *X-Q.Cui, Y.-H.Zhao, Y.-Q.Chu et al.*, Research in Astron. Astrophys., **12**, 1197, 2012.
17. *C.A.Bailer-Jones, J.Rybicki, M.Fouesneau et al.*, Astron. J., **161**, 147 2021.
18. *M.Moshir, G.Copan, G.Conrow et al.*, IRAS Faint Source Catalogue, NASA, VizieR Online Catalogue II/156A, Version 2.0, 1990.
19. *B.J.Shappee, J.L.Prieto, D.Grupe et al.*, Astrophys. J., **788**, 48, 2014.
20. *T.Jayasinghe, C.B.Kochanek, K.Z.Stenek*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **477**, 3145, 2018.
21. *J.Bochanski, S.J.Hawley, K.R.Covey et al.*, Astron. J., **139**, 2689, 2010.
22. *T.J.Henry, W.C.Jao, J.G.Winters et al.*, Astron. J., **155**, 265, 2018.
23. *X.Delfosse, T.Forveille, D.Segransan et al.*, Astron. Astrophys., **364**, 217, 2000.
24. *J.C.Tarter, P.R.Backus, R.L.Mancinelli et al.*, Astrobiology, **7**, 30, 2007.
25. *O.R.Gray, C.J.Corbally*, "Stellar Spectral Classification", Princeton University Press, 2009.
26. *M.Paegert, K.G.Stassun, K.A.Collins et al.*, ArXiv:2108.04778, 2021.
27. *K.G.Stassun, R.J.Oelkers, M.Paegert et al.*, Astron. J., **158**, 138, 2019.
28. Gaia Collaboration, *R.L.Smart, L.M.Sarro, J.Rybicki et al.*, Astron. Astrophys., **649**, A6, 2021.
29. *P.Luppe, A.V.Krivov, M.Booth et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **499**, 3932, 2020.
30. *I.A.Sgro, I.Song*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **508**, 3084, 2021.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-521

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГРУППЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД ВОЛЬФА-РАЙЕ. I. WN ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ

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

Поступила 1 сентября 2023
Принята к печати 28 ноября 2023

Фотометрические и спектральные наблюдения 11-ти звезд Вольфа-Райе WN последовательности выполнялись в АФИФ в 2021-2022гг. На основе проведенных наблюдений получены оценки блеска объектов в фильтрах BVRC и абсолютные потоки излучения в эмиссионных линиях. Изменения блеска в пределах $0^m.1 - 0^m.15$ зарегистрированы в звездах WR 1, WR 120, WR 151, WR 152. Изменения эмиссионных потоков обнаружены в спектрах нескольких объектов: WR 120, WR 128, WR 145.

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

1. *Введение.* Звезды Вольфа-Райе образуются в процессе эволюции массивных О-звезд, которые теряют свои водородные оболочки, покидая Главную последовательность (ГП). Остаточные ядра начинают сжиматься, вызывая в недрах звезды последовательность ядерных реакций, в процессе которых формируются тяжелые химические элементы. Широкие эмиссионные линии, наблюдаемые в спектрах WR звезд, формируются в зонах плотного высокоскоростного звездного ветра [1].

Стадия WR является промежуточным этапом на эволюционном пути массивных звезд к их конечному состоянию нейтронной звезды или черной дыры. Некоторые очень массивные звезды приобретают WR-характеристики еще на стадии ГП, поэтому их оболочки могут содержать некоторое количество водорода [2]. Звезды Вольфа-Райе играют важную роль в эволюции: во-первых, они обогащают межзвездную среду тяжелыми элементами, такими как He, C, N, во-вторых, они рассматриваются как предшественники сверхновых и как возможные источники рентгеновских вспышек [3-6]. Существуют три основные категории звезд WR: WN, WC и WO, содержащие соответственно избытки азота, углерода и кислорода в их спектрах. Считается, что последовательность WN является результатом цикла CNO (сгорание H),

тогда как звезды последовательностей WC и WO образуются в результате тройного альфа-процесса.

Значительная часть звезд WR - двойные системы. В так называемой "системе встречных ветров" (CWB) формируются симметричные ударные волны [7,8]. В этом случае переменность профилей эмиссионных линий может носить периодический характер и быть связана с орбитальным движением звездных компонентов. Наблюдаемая фотометрическая переменность звезд WR может быть вызвана орбитальным движением компонентов и/или флюктуациями поглощения вдоль луча зрения из-за неоднородности пылевого компонента. Кроме того, спектральная переменность в ряде случаев связана с изменением характеристик звездного ветра [9]. В звездах WR типа CIR (Co-rotating Interaction Regions) наблюдается появление крупномасштабных деталей, накладывающихся на крылья профилей широких эмиссионных линий [10,11].

Физические свойства звезд WR изучаются в широком диапазоне длин волн [12-16]. В то же время по многим объектам существует дефицит экспериментальных данных. В связи с этим мы инициировали фотометрические и спектральные наблюдения со средним разрешением в поисках спектральной и фотометрической активности группы звезд WR. В программу наблюдений включены объекты умеренной яркости, относящиеся к последовательностям WN, WC и WO. Большинство из них слабее 10^m в фильтре V. В данной статье рассматриваются результаты, полученные для звезд WN последовательности. Результаты, полученные для WC и WO звезд, будут опубликованы позднее.

Список объектов, описание наблюдений и обработки данных приведены в разделе 2. В разделе 3 представлены следующие результаты: оценки BV Rc, потоков излучения в эмиссионных линиях и эквивалентных ширин профилей линий. Обсуждение полученных данных представлено в разделе 3.

2. Наблюдения и обработка данных. Спектральные наблюдения проводились в 2021-2022гг. на 0.7-м телескопе АЗГ-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 (2184 x 1472, 6.8 мкм). Наблюдения выполнялись в двух спектральных диапазонах: 4300-5300 Å и 6400-7400 Å с дисперсией 1.1 Å / пиксель. Калибровка шкалы длин волн проводилась с помощью лампы, в спектре которой представлены эмиссионные линии Не-Не-Ar. Для обработки спектрограмм применялась стандартная процедура: вычитание темного изображения (dark image) и поправка за атмосферное поглощение. Для каждой WR-звезды подбиралась наиболее близкая к ней стандартная звезда с известным

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЪЕКТОВ

Название объекта	Sp	α (2000) h m s	δ (2000) о ' "	Другое название
WR1	WN4	00 43 28	64 45 35	HD 4004
WR 2	WN2b	01 05 23	60 25 19	HD 6327
WR 3	WN3ha	01 38 56	58 09 22	HD 9974
WR 120	WN7	18 41 00	-04 26 14	TH14-4
WR 128	WN4(H)+OB?	19 48 32	18 12 03	HD 187282
WR 141	WN5+O5V-III	20 21 31	36 55 12	HD 193928
WR 145	WN7o/CE+?	20 32 06	40 48 29	EM*AS 422
WR 148	WN8H+B3IV/BH	20 41 :21	52 35 12	HD 197406
WR 151	WN4+OV	22 09 33	57 44 30	CX Сеп
WR 152	WN3(h)	22 16 24	55 37 36	HD 211564
WR 153	WN6o/O6	22 18 45	56 07 36	HD 211853

распределением энергии из каталога [17]. Учет атмосферного поглощения выполнялся независимо для объекта и стандарта. Коэффициенты прозрачности P_λ были получены для обсерватории - места расположения телескопа АЗТ-8. Исправленный спектр стандартной звезды использовался для кривой спектральной чувствительности аппаратуры и, с учетом разности экспозиций, для калибровки спектра исследуемого объекта в энергетических единицах.

Фотометрические наблюдения проводились на 1-м телескопе Carl Zeiss Jena, расположенном на Тянь-Шаньской Астрофизической обсерватории (ТШАО) АФИФ. Использовался набор фильтров Astrodon BVRC и две ПЗС-камеры: ПЗС Alta F16M (4096×4096 , 9μ) использовалась до ноября 2021г. и была заменена на ПЗС ApogeeU9000D9. Поле зрения составляло $20' \times 20'$, а угловой масштаб изображения - $0.38''/\text{пиксель}$. К сожалению, в середине 2022г. фотометрические наблюдения были прерваны на 3 месяца из-за проблем с ПЗС-камерой. Первичная обработка изображений состояла из стандартных операций со служебными файлами Bias, Dark и Flat. Измерения изображений проводились с использованием стандартных пакетов программ IRAF и MaximDL-6. Стандартами служили близкие к объекту по яркости звезды поля с известными значениями BVRC. Уравнения для перевода инструментальных оценок блеска в стандартную систему BVRC были получены при наблюдениях стандартных площадок [18].

3. *Полученные результаты.* В нашу программу исследований было включено 18 звезд WR: WN (11), WC (6) и WO (1) последовательностей, большинство объектов слабее 10^m (в фильтре V), некоторые из них плохо изучены. В данной статье рассматриваются результаты, полученные для звезд

WN последовательности. Наблюдения проводились в 2021-2022гг. В табл.2 приведены результаты фотометрических наблюдений звезд WN. В первом столбце указано название объекта, его классификация и яркость в фильтрах B и V из астрономической базы данных SIMBAD. Последующие столбцы содержат даты, юлианские даты и значения BV Rc.

Таблица 2

ОЦЕНКИ БЛЕСКА ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД WN

Название объекта	Дата наблюдений	JD-2400000	B	V	Rc
1	2	3	4	5	6
WR 1 WN4 B=10.72 V=10.14 [19]	2022-01-21	59601.10	10.47±0.05	10.32±0.05	10.35±0.06
	2022-01-27	59607.08	10.46±0.05	10.32±0.05	10.35±0.06
	2022-02-04	59615.06	10.39±0.05	10.21±0.02	10.28±0.06
WR 2 WN2b B=11.49 V=11.33 [20]	2021-11-21	59540.20	11.44±0.07	11.38±0.06	10.98±0.05
	2021-12-01	59550.17	11.43±0.08	11.38±0.07	10.98±0.05
	2021-12-09	59558.18	11.43±0.07	11.38±0.07	10.98±0.06
	2021-12-20	59578.13	11.44±0.07	11.37±0.07	10.97±0.06
	2022-01-21	59601.12	11.43±0.08	11.38±0.08	10.99±0.05
	2022-01-31	59607.09	11.43±0.07	11.37±0.09	10.97±0.07
	2022-02-04	59615.08	11.43±0.08	11.37±0.05	10.99±0.05
	2022-10-31	59884.37	11.44±0.08	11.38±0.08	10.96±0.07
WR 3 WN3ha B=10.71 V=10.69 [21]	2021-11-22	59541.27	10.80±0.04	10.70±0.05	10.54±0.02
	2021-12-01	59550.18	10.80±0.04	10.71±0.05	10.65±0.09
	2021-12-09	59558.24	10.81±0.04	10.71±0.05	10.63±0.09
	2021-12-29	59578.14	10.80±0.04	10.70±0.05	10.53±0.02
	2022-01-27	59607.10	10.81±0.04	10.71±0.06	10.55±0.02
	2022-01-31	59611.10	10.81±0.04	10.71±0.05	10.54±0.03
	2022-02-04	59615.09	10.80±0.04	10.68±0.05	10.66±0.09
WR 120 WN7 B=12.93 V=11.67 [22]	2021-06-18	59380.32	12.25±0.04	11.85±0.04	11.27±0.07
	2021-07-23	59419.20	12.38±0.03	11.90±0.07	11.37±0.07
	2021-07-31	59427.16	12.34±0.04	11.90±0.04	11.37±0.08
	2021-08-06	59433.17	12.32±0.03	11.89±0.05	11.33±0.06
	2021-08-10	59437.31	12.35±0.03	11.91±0.05	11.28±0.06
	2022-04-15	59685.36	12.41±0.03	11.87±0.07	11.40±0.09
	2022-04-28	59698.33	12.39±0.03	11.86±0.07	11.43±0.09
	2022-05-23	59719.39	12.39±0.04	11.87±0.07	11.43±0.09
WR 128 WN4+OB B=10.49, V=10.54 [21]	2021-09-04	59462.15	10.40±0.03	10.46±0.02	10.56±0.04
	2021-09-06	59464.28	10.40±0.02	10.47±0.02	10.56±0.04
	2022-06-05	59736.25	10.42±0.02	10.49±0.01	10.61±0.03
WR 141 WN5+O5V-III B=10.60 V=9.78 [21]	2021-07-24	59420.41	10.58±0.04	9.84±0.03	9.11±0.01
	2021-09-03	59461.39	10.59±0.04	9.84±0.05	9.14±0.01
	2021-10-07	59495.11	10.56±0.05	9.85±0.04	9.08±0.01
	2021-11-09	59528.10	10.54±0.03	9.84±0.01	9.03±0.06
	2022-11-10	59894.05	10.58±0.02	9.86±0.02	9.07±0.04

Таблица 2 (Окончание)

1	2	3	4	5	6
WR 145 WN7/O7 B=13.46 V=11.83 [23]	2021-07-25	59421.29	13.61±0.11	11.86±0.08	10.58±0.08
	2021-08-10	59437.33	13.65±0.11	11.94±0.10	10.46±0.11
	2021-09-03	59461.32	13.64±0.13	11.93±0.11	10.44±0.10
	2021-10-07	59495.14	13.65±0.11	11.86±0.07	10.40±0.10
WR 148 WN8H+B3IV/BH B=10.87 V=10.30 [21]	2021-08-10	59437.37	10.86±0.04	10.24±0.06	9.85±0.06
	2021-09-03	59461.33	10.85±0.04	10.23±0.05	9.69±0.03
	2022-11-01	59885.34	10.78±0.05	10.17±0.06	9.62±0.03
WR 151 WN4+OV B=12.95 V=12.078 [20]	2021-10-12	59500.23	12.8±0.06	12.08±0.06	11.31±0.01
	2021-11-05	59524.13	12.76±0.06	12.06±0.05	11.32±0.04
	2021-11-12	59540.04	12.92±0.07	12.09±0.06	11.32±0.01
	2021-12-01	59550.09	12.80±0.06	12.09±0.05	11.31±0.10
	2021-12-29	59578.08	12.81±0.06	12.19±0.07	11.31±0.01
	2022-01-31	59607.04	12.75±0.05	12.12±0.06	11.25±0.01
WR 152 WN3(h) B=11.72 V=11.61 [20]	2021-10-12	59500.25	11.51±0.10	11.79±0.05	11.36±0.03
	2021-11-05	59524.14	11.52±0.09	11.81±0.05	11.38±0.05
	2021-11-21	59540.05	11.50±0.10	11.75±0.09	11.27±0.09
	2021-12-01	59550.12	11.51±0.10	11.76±0.09	11.27±0.09
	2021-12-29	59578.09	11.51±0.10	11.79±0.06	11.36±0.05
	2022-01-14	59594.07	11.52±0.08	11.85±0.05	11.37±0.04
	2022-01-21	59601.07	11.58±0.03	11.80±0.06	11.37±0.04
	2022-11-01	59885.05	11.62±0.04	11.80±0.05	11.36±0.05
	2022-12-02	59916.05	11.62±0.05	11.81±0.05	11.40±0.05
WR 153 WN 6+O6 B=9.39 V=9.01 [21]	2021-10-12	59500.27	9.43±0.01	9.00±0.02	8.83±0.01
	2021-11-05	59524.15	9.38±0.03	8.96±0.00	8.85±0.01
	2021-11-21	59540.07	9.42±0.02	9.00±0.01	8.89±0.01
	2021-12-29	59578.12	9.44±0.02	9.02±0.01	8.91±0.02
	2022-01-31	59607.03	9.38±0.01	8.96±0.02	8.44±0.03
	2022-12-02	59916.04	9.40±0.02	9.00±0.02	8.89±0.01

WR 1 (HD 4004). Звезда принадлежит к последовательности WN4. В ряде работ отмечена переменность ее блеска и профилей эмиссионных линий. Фотометрический период $P=16.9$ дня был получен из наблюдений 2004г. [24]. В спектре WR 1 неоднократно наблюдались дополнительные эмиссионные пики, смещающиеся вдоль широкого профиля эмиссионных линий [25,26]. Впечатляющие изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий (~50%) в течение ночи были зарегистрированы в работе [26]. Исследования на предмет двойственности объекта дали отрицательный результат. Поэтому источником спектральной переменной считается вращающийся звездный ветер, неоднородная структура которого создает дополнительные выбросы фрагментов вещества [27].

Во время наших наблюдений были зарегистрированы изменения блеска до 0^{m.1} в фильтрах B и V. Сравнение наших фотометрических результатов

с данными каталога [22] показало, что в 2021-2022гг. WR 1 стал на 0^m.3 ярче в фильтре В и на 0^m.25 слабее в фильтре V (табл.2). В спектре WR 1 присутствуют эмиссионные линии НI, НeII, NIV и NV. В табл.3 приведены значения их потоков в шкале 10⁻¹² эрг/см² с и эквивалентные ширины в ангстремах. Точность определения этих параметров составляет 10-15%. В основном наблюдаемые изменения потоков эмиссионных линий и эквивалентных ширин в спектре этого объекта не превышают 20%.

Таблица 3

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 1

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.12.01		2021.12.10		2022.02.01		2022.09.02		2022.10.06	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4540	HeII			8.0	30	8.8	28				
4619	NIII			14	53	16	52				
4685	HeII			92	420	104	385				
4859	HeII			8.5	35	10	34				
4945	NV			3.3	13	2.5	8.2				
5411	HeII			18	71	19	58				
6560	HeII	32	126					35	126	29	138
6583	HeII	4.8	20					5.1	16.2	4.3	22
7109	NIV	46	208					50	220	38	229

WR 2 (HD 6327). Объект относится к WN-классу и отличается низким темпом потери массы и высокой температурой. Эмиссионные линии имеют необычную форму. Для объяснения структуры эмиссионных профилей рассматривались следующие варианты: наличие второго компонента, быстрое вращение звезды и сильное магнитное поле [28,29]. По нашим данным (табл.2) блеск звезды в 2021-2022гг. был стабильным. Результаты спектральных наблюдений представлены в табл.4. Абсолютные потоки излучения выражены в шкале 10⁻¹² эрг/см² с, эквивалентные ширины - в ангстремах. Точность определения параметров составляет 10-15%.

WR 3 (HD 9974). Это одна из самых ярких звезд ранней последовательности WN. В ее спектре присутствуют эмиссионные и абсорбционные линии НI, иными словами, атмосфера содержит некоторое количество водорода, и звезда относится к типу WN3ha [30]. Двойственная природа этого объекта не подтверждена, следовательно, водород присутствует в самой атмосфере WR 3 [31]. Однако это не согласуется со стандартными эволюционными треками для WR-звезд. Возможно, что быстрое вращение звезды, пониженная металличность Z и низкая скорость потери массы приводят к тому, что водород из верхних слоев атмосферы смешивается с гелием и азотом из нижних слоев,

Таблица 4

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 2**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.12.01		2021.12.10		2021.12.29		2022.09.02		2022.10.06		2022.10.12	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4540	HeII			2.0	13							2.1	16
4685	HeII			24	161	24	167					20	166
4859	HeII			1.3	8.5	1.1	8.1					1.7	14
4945	NV			0.7	4.7	0.7	5.1					1.7	14
5411	HeII			4.4	34	4.4	32					4.4	38
6560	HeII	5.0	52					6.3	55	6.1	64		
7109	NIV	1.2	13					1.3	18	1.3	21		

в результате чего все эти элементы оказываются вместе в атмосфере [31]. Во время наших наблюдений яркость объекта и потоки эмиссионных линий в его спектре были достаточно стабильны. В табл.5 приведены значения потоков излучения в эмиссионных линиях в шкале 10^{-12} эрг/см² с и эквивалентные ширины в ангстремах. Точность определения этих параметров составляет 10-15%.

Таблица 5

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR3**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.12.01		2021.12.10		2021.12.29		2022.09.01		2022.09.02		2022.10.06		2022.10.12	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4540	HeII			0.6	2.2									0.6	2.4
4620	NV			7.8	26	7.7	26	9.3	28					7.5	30
4685	HeII			15	62	17	69	15	57					12	55
4859	HeII+HI			0.3	1.4	0.4	1.7	0.3	1.3					0.3	1.5
4940	NV			0.8	3.3	0.8	3.4	0.8	2.9					0.7	3.4
5411	HeII			1.6	8.1	1.6	8.2	1.7	7.9					1.5	8.3
6560	HeII+HI	3.7	31							3.6	22	4.0	32		

WR 120. Этот объект принадлежит последовательности WN7. Его фотометрическая переменность с амплитудой 0^m.042 и периодом 6 дней была зарегистрирована в работе [32]. Отмечена спектральная переменность типа CIR, наблюдалось появление крупномасштабных деталей, наложенных на широкие профили эмиссионных линий ($\sigma \sim 7-8\%$) [33].

Наши фотометрические данные показали колебания блеска звезды в пределах 0^m.15 (табл.2). По сравнению с данными каталога [22] блеск объекта

в 2021-2022гг. повысился на 0^m.6 в фильтре В и уменьшился на 0^m.25 в фильтре V. Потоки в эмиссионных линиях в шкале 10⁻¹² эрг/см² с и эквивалентные ширины WR 120 для синей и красной областей спектра приведены в табл.6 и 6а. Точность определения этих параметров составляет 10-15%. Наблюдаются волнообразные изменения потоков с амплитудой ~20-25%.

Таблица 6

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 120**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.06.13		2021.07.25		2022.05.08		2022.06.29		2022.09.01	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4514	NIII	1.2	27	0.5	13	0.4	11	0.4	12		
4540	HeII	1.2	27	1.2	23	0.9	23	0.9	25	0.9	26
4640	NIII	2.3	54	2.1	57	2.3	54	2.1	58	2.1	53
4686	HeII	2.5	64	2.5	67	2.4	56	2.4	67	2.3	59
4859	HeII	0.4	10	0.4	11	0.3	7.5	0.4	9.4	0.4	8.6
4933-4944	NV	0.4	10	0.3	8.3	0.3	7.9	0.4	9.5	0.4	8.8
5411	HeII	1.0	16	1.1	18	1.0	17	0.9	18	1.0	17

Таблица 6а

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В "КРАСНОМ" ДИАПАЗОНЕ ДЛИН
ВОЛН В СПЕКТРЕ WR 120**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.06.29		2021.07.31		2021.08.07		2022.04.28		2022.05.07		2022.06.04		2022.06.26		2022.09.02	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
6560	HeII	2.3	27	2.9	38	2.8	33	2.6	36	2.2	26	1.7	31	1.9	28	2.2	28
6683	HeII	3.0	37	2.5	31	3.4	41	3.2	43	3.2	40	2.0	34	2.1	30	2.9	37
7065	HeI	2.8	33	2.1	26			2.2	25	2.1	24	1.4	26	1.1	24	2.2	28
7109+	NIV	4.3	47	4.1	46	5.2	50	3.5	40	3.5	42	2.3	42	1.7	43	2.3	28
7122	NIV	0.3	2.2	0.4	5.0			0.4	4.4	0.2	4.0	0.30	3.6	0.2	3.3	0.4	6.0
7177	NIV																

WR 128. Этот объект принадлежит последовательности WN4. Зарегистрированы флуктуации блеска малой амплитуды и ~2-3% изменения интенсивности эмиссионных линий. Предполагается, что источником переменности является неоднородная структура звездного ветра. Поиски лучевых скоростей, подтверждающих двойную природу объекта, не дали результатов [34]. В процессе наших наблюдений яркость объекта была достаточно стабильной. Абсолютные потоки в эмиссионных линиях в шкале 10⁻¹² эрг/см² с приведены в табл.7 и 7а. Точность определения этих параметров составляет 10-15%.

Таблица 7

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ
В СПЕКТРЕ WR 128

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.06.13		2021.07.25		2021.08.10		2022.07.15		2022.07.15	
		Fabs	EW								
4514+4540	HeII	2.6	10	3.	9.1			2.5	9.1	2.6	8.7
4640	NIII	6.7	22	7.25	21			5.8	19	6.4	21
4686	HeII	26	96	26	90	29	96	24	83	24	80
4859	HeII	3.1	6.3	3.1	11	3.0	11	3.1	12	3.2	10
4933+4944	NV	1.7	7.6	1.7	6.3	1.8	6.7	1.7	6.6	1.9	7.5
5411	HeII	4.4	19	3.8	25	3.6	14	3.5	15	4.1	14

Таблица 7а

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В "КРАСНОМ" ДИАПАЗОНЕ ДЛИН
ВОЛН В СПЕКТРЕ WR 128

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.06.20		2021.06.30		2021.07.08		2022.06.26		2022.07.21	
		Fabs	EW								
6560	HeII	10	66	9.7	58	9.9	63	10	62	10	61
6683	HeII	0.4	3.0	0.5	3.5	0.5	3.6	0.4	2.5	0.5	3.4
7122	NIV			7.1	57	7.1	60	6.4	56	7.0	65

WR 141 (HD 193928). Эта двойная звездная система принадлежит последовательности WN5+O5. Первые орбитальные параметры были определены по измерениям лучевых скоростей эмиссионных линий NV, 4604 и HeII, 4684 Å [35]. Позднее были получены оценки периода $P = 21.64$ дня, наклонения орбиты и масс компонентов [36]. Новое значение орбитального периода системы: $P = 21.68$ дня получено в работе [32].

Данные наших фотометрических наблюдений приведены в табл.2. В 2021г. значительных колебаний блеска объекта обнаружено не было. Результаты спектральных наблюдений приводятся в табл.8 и 8а. Эмиссионные потоки выражены в шкале 10^{-12} эрг/см² с, точность определения этих параметров составляет 10-15%. В спектре WR 128 отмечается постепенное уменьшение потоков в эмиссионных линиях к концу 2022г., при этом эквивалентные ширины линий изменились незначительно.

WR 145. Это двойная система гибридного типа WN7o/CE + O [37,38]. Период обращения компонентов составляет 22.544 дня [38]. Объект является источником сильного рентгеновского излучения. Причем основная его доля

Таблица 8

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 141**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.07.25		2021.08.10		2021.09.07		2022.07.15		2022.10.13	
		Fabs	EW								
4514-4540	NIII	5.8	18			6.9	22			4.0	22
4640	NIII	11	34			13	42	11	39	7.5	46
4686	HeII	45	136	49	154	48	141	39	145	25	152
4859	HeII	4.6	14	5.7	18	5.6	16	4.4	15	3.4	18
4933-4944	NV	2.3	7.1	2.6	6.7	2.8	8.0	1.7	5.9	1.4	8.0
5411	HeII	14	30	14	31			13	29	9.3	38

Таблица 8а

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В "КРАСНОМ" ДИАПАЗОНЕ ДЛИН
ВОЛН В СПЕКТРЕ WR 141**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.06.20		2021.06.30		2021.07.08		2021.08.17		2022.07.21		2022.07.25		2022.10.10		2022.11.01		2022.11.13	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
6560	HeII	34	64	35	67	42	66	37	69	37	65	37	64	30	68	30	64	30	62
6683	HeII	5.7	10	5.8	11	6.5	13	7.2	15	7.3	14	7.4	13	6.6	12	6.3	12	6.0	12
7122	NIV, HeII	60	93	64	120	61	117	65	120	58	105	58	106	53	103	46	110	45	105

приходит от О-звезды [39]. Мэсси и Гроув [40] провели исследования, чтобы определить, где именно формируются линии NIV и CIV: в двух разных звездах или в объекте "переходного" типа WN/WC. Было доказано, что данные эмиссионные линии возникают в одном объекте.

Сравнение наших фотометрических результатов с данными каталога [23] показало, что блеск объекта в 2021г. стал слабее на 0^m.2 в фильтре B и на 0^m.1 в фильтре V. Потоки в эмиссионных линиях в шкале 10^{-12} эрг/см² с и эквивалентные ширины в спектре WR 145 для синей и красной областей спектра приведены в табл.9 и 9а. Точность определения этих параметров составляет 15-20%. Существенное уменьшение эмиссионных потоков зарегистрировано в 2022г., но эквивалентные ширины изменились незначительно (табл.9 и 9а).

WR 148. Этот объект относится к типу WN8h+B3IV/BH. Согласно измерениям лучевой скорости, его орбитальный период составляет 4.317 дня [41,42]. Есть предположение, что спутником зезды WR является компактный

Таблица 9

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 145**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.07.25		2021.08.10		2022.07.15		2022.07.15		2022.10.12	
		Fabs	EW								
4540	HeII					0.29	21	0.29	21	0.28	20
4640	NIII	1.14	67	0.95	66	0.92	60	0.96	60	1.10	60
4685	HeII	1.34	67	1.40	67	1.04	68	1.05	66	1.08	58
4859						0.25	14	0.26	15	0.26	13
5411	HeII	0.88	16	0.90	13	0.70	12	0.66	11	0.64	12
5801+5811	CIII			6.25	60						

Таблица 9а

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В "КРАСНОМ" ДИАПАЗОНЕ ДЛИН
ВОЛН В СПЕКТРЕ WR 145**

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.07.24		2021.08.17		2022.07.20		2022.09.02		2022.10.06	
		Fabs	EW								
6560	HeII	3.4	23	3.3	24	3.1	23	2.9	26	2.6	23
6683	HeII	1.6	11	1.6	10	1.4	10	1.2	10	1.2	10
7065	HeI	11	64	11	70	9.5	66	8.1	61	7.9	60
7109+7122	NIV										

объект или черная дыра. В табл.10 и 10а приведены значения абсолютных потоков в эмиссионных линиях и эквивалентные ширины. Потоки выражены в шкале 10^{-12} эрг/см² с. Точность определения этих параметров составляет 15-20%. Изменения потоков в эмиссионных линиях не выходят за пределы ошибок измерений.

Таблица 10

**ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 148**

л(ъ)	Ионы	2021.07.25		2022.07.16		2022.07.17		2022.09.01		2022.10.13	
		Fabs	EW								
4634+4640	NIII	2.2	9.0	3.5	15	3.5	15	3.5	15	3.4	16
4685	HeII	5.3	16	6.3	26	6.3	26	6.1	26	5.7	28
4859	HeII	1.2	3.9	1.2	5.2	1.1	4.6	1.1	4.7	1.0	4.9
5411	HeII	0.7	2.1	0.8	3.1	0.8	2.9	0.7	2.8	0.8	3.7

Таблица 10а

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ В СПЕКТРЕ WR 148

WR 151. Эта двойная система состоит из звезд O5V и WN5 [43]. Орбитальный период $P=2.12691$ день был определен по лучевым скоростям компонентов [43]. Во время главного затмения, когда впереди располагается

Таблица 11

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 151

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.08.10		2021.09.07		2022.07.25		2022.10.12	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4640	NIII					0.7	25		
4686	HeII	3.1	78	2.9	99	3.0	100	3.2	82
4859	HeII	0.4	12	0.4	10.3	0.3	10	0.4	9.7
4933									
4944	NV			0.2	4.9	0.2	5.5	0.2	6.5
5411	HeII	1.0	21	1.1	19			0.9	16

Таблица 11а

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В "КРАСНОМ" ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН В СПЕКТРЕ WR 151

звезда WR, яркость меняется незначительно, на 0^m.1. Во время наших наблюдений колебания блеска звезды составляли 0^m.15 в фильтрах B и V. Значения абсолютных потоков в шкале 10⁻¹² эрг/см² с и эквивалентные ширины эмиссионных линий приведены в табл.11 и 11а. Точность определения этих параметров составляет 15-20%. Изменения эмиссионных потоков регистрировались в пределах 20%.

WR 152 (HD 211564). Звезда принадлежит к типу WN3h. Она окружена двойной газовой оболочкой. Внутренняя зона имеет диаметр около 17', а внешняя - 36'. Оболочки, судя по химическому составу, в основном состоят из межзвездного газа [44].

В процессе наших наблюдений регистрировались изменения блеска в пределах $0^m.1$ (табл.2). Эти изменения могут быть вызваны колебаниями поглощения в оболочках. По сравнению с данными каталога [20] блеск объекта в 2021-2022гг. вырос на $0^m.2$ в фильтре В и ослабел на $0^m.15$ в фильтре V. В табл.12 и 12а приведены значения абсолютных потоков в эмиссионных линиях и эквивалентные ширины. Потоки выражены в шкале 10^{-12} эрг/см 2 с. Точность определения этих параметров составляет 10-15%.

Таблица 12

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 152

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.08.10		2022.07.16		2022.07.17		2022.10.12	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4540						1.0	10		
4620	He II			3.2	29	3.0	30	3.3	30
4686	He II	10	107	9.8	92	9.6	92	10	98
4859	He II	1.0	11	1.0	10	1.0	11	1.0	9.7
4933–4944	N V	0.5	6.0	0.5	5.2	0.4	5.2	0.5	4.8
5411	He II	1.4	15	1.3	15	1.3	17	1.3	14

Таблица 12а

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В "КРАСНОМ" ДИАПАЗОНЕ ДЛИН- ВОЛН В СПЕКТРЕ WR 152

WR 153 (GP Сер). Объект состоит из двух пар звезд (WR+O и WR+O). Кривая блеска имеет два орбитальных периода: 6.68 дня и 3.46 дня. В первой паре звезда класса O имеет большую массу, а во второй паре более массивен компонент WR [45]. Результаты наших наблюдений - значения абсолютных потоков в шкале 10^{-12} эрг/см² и эквивалентные ширины эмиссионных линий приведены в табл.13. Точность определения этих параметров составляет 15-20%. По нашим данным существенных изменений фотометрических и спектральных параметров этой звезды не обнаружено.

Таблица 13

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ WR 153

$\lambda(\text{\AA})$	Ионы	2021.08.17		2021.11.28		2021.12.01		2022.07.17		2022.07.18		2022.07.21		2022.10.12		2022.10.13		2022.11.12	
		Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW	Fabs	EW
4540	HeII							7.5	7.1					7.6	6.0	7.3	7.0		
4640	NIII							17	17					15	16	14	15		
4686	HeII							61	55					61	58	65	70		
4859	HeII							2.1	2.1					2.4	2.2	1.9	2.3		
4933																			
4944	NV							4.0	4.0					4.3	3.9	4.4	5.7		
5411	HeII							10	8.4					8.9	8.6	9.0	9.0	9.0	9.0
6560	HeII	16	20	17	20	16	20			17	20	19	23					20	26

Фрагменты спектрограмм исследуемых звезд WN последовательности приведены на рис.1.

4. Обсуждение результатов. Проведены фотометрические и спектральные наблюдения группы звезд Вольфа-Райе WN-последовательности. Были зарегистрированы изменения блеска объектов WR 1 ($\Delta V = 0^m.1$), WR 120, WR 151 ($\Delta B = 0^m.15$, $\Delta V = 0^m.15$), WR 152 ($\Delta B = 0^m.1$). Наши результаты сравнивались с данными, полученными в 2000-2014гг. в фильтрах B и V в каталогах [19-23]. Зарегистрировано увеличение блеска WR 1 и WR 152 на $\sim 0^m.2 - 0^m.3$ в фильтре B и на $0^m.1 - 0^m.15$ в фильтре V. Для WR 120 получены значительные расхождения с каталожными данными ($\Delta B = 0^m.5$).

Спектральные наблюдения в основном выполнялись со спектральным разрешением 1.1 Å /пиксель, поэтому исследование профилей эмиссионных линий не проводилось. Основной целью проекта было определение потоков излучения в эмиссионных линиях. Для большинства исследованных звезд наблюдавшиеся изменения потоков в эмиссионных линиях не выходили за пределы ошибок измерений. Довольно высокие значения погрешностей

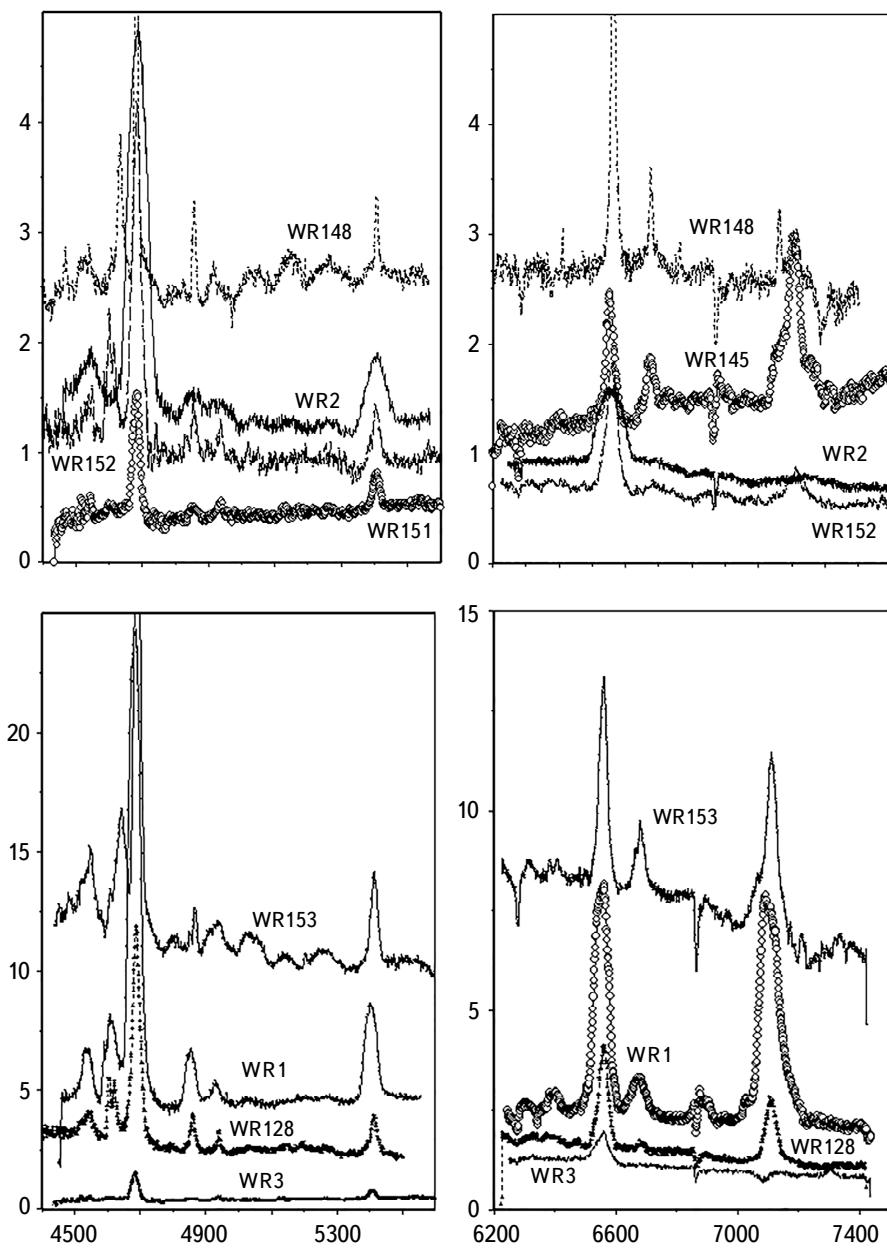


Рис.1. Спектрограммы звезд WN последовательности. Ось X - шкала длин волн, ось Y - потоки излучения в шкале 10^{-12} эрг/см 2 с Å.

(15-20%) обусловлены тем, что в ряде объектов (WR148, WR 151) спектр буквально заполнен множеством слабых эмиссионных линий, и определить истинный уровень непрерывного спектра довольно трудно. Широкие крылья

эмиссионных линий в другой группе звезд (WR145, WR154) также сокращают участки свободного континуума и приводят к большим ошибкам при определении потоков излучения. В спектре WR 120 зарегистрированы значительные волнобразные вариации потоков в эмиссионных линиях (до 30%). В спектрах WR 128 и WR 145 изменения потоков в эмиссионных линиях ненамного превышают диапазон ошибок, но четко прослеживается тенденция их ослабления в конце 2022г. К сожалению, наши спектральные и фотометрические наблюдения проводились не синхронно, так как соответствующие телескопы расположены в разных обсерваториях с разными погодными условиями. Это затрудняет выбор источников переменности: изменения поглощения на луче зрения, увеличение плотности звездного ветра, флюктуация скорости потери массы или горячие пятна на поверхности звезды. Один из включенных в нашу программу объектов, WR 120, вошел в список одиночных звезд с переменностью типа CIR. Быстро вращающееся ядро такой звезды взаимодействует со структурой движущегося ветра, образуя зоны совместного вращения, в которых формируются закрученные спиральные неоднородности. Эволюция быстро вращающегося ядра связана с возможным коллапсом звезды на стадии до сверхновой и с мягкими гамма-всплесками. В ходе наших наблюдений были зарегистрированы нерегулярные колебания блеска объекта и потоков излучения в линиях. К звездам типа WR с переменностью CIR относится также объект WR 1.

Более подробное обсуждение результатов будет выполнено во второй части данной работы.

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

PHOTOMETRIC AND SPECTRAL STUDY OF THE GROUP OF GALACTIC WOLF-RAYET STARS. I. WN SEQUENCE

L.N.KONDRATYEVA, I.V.REVA, E.K.DENISSYUK,
S.A.SHOMSHEKOVA, G.K.AIMANOVA

Photometric and spectral observations of 11 W-R stars were carried out at the FAI in 2021-2022. The studied group included representatives of the WN, WC,

and WO sequences. Based on the observations estimates of the brightness of objects in the B V Rc filters and absolute fluxes of radiation in the emission lines were obtained. Changes in brightness within $0^m.1 - 0^m.15$ were detected in the stars WR 1, WR 120, WR 151, and WR 152. Changes in the emission fluxes were detected in the spectra of several objects: WR 120, WR 128, and WR 145.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Groh, G.Meynet, C.Georgy et al.*, Astron. Astrophys., **558A**, 131, 2013.
2. *S.Marchenko, A.Moffat, P.Crowther et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **353**, 153, 2004.
3. *S.Woosley, A.Heger*, Astrophys. J., **637**, 914, 2006.
4. *D.Vanbeveren, N.Mennekens*, Astron. Astrophys., **636**, 99, 2020.
5. *C.-Ch.Yoon*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **470**, 3970, 2017.
6. *J.Callingham, P.Tuthill, B.Pope et al.*, Nature Astron., **3**, 82, 2019.
7. *J.Thomas, N.Richardson, J.Eldridge et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **504**, 5221, 2021.
8. *S.Desforges, N.St-Louis, A.-N.Chen et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **465**, 1227, 2017.
9. *G.Grafener, S.Owocki, L.Grassitelli et al.*, Astron. Astrophys., **608A**, 34, 2017.
10. *N.St-Louis, P.Tremblay et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **474**, 1886, 2018.
11. *E.Aldoretta, N.St-Louis, N.Richardson et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **460**, 3407, 2016.
12. *T.Shenar, D.Sablowski, G.Hainich et al.*, Astron. Astrophys., **627**, 151, 2019.
13. *K.Dsilva, T.Shenar, H.Sana et al.*, Astron. Astrophys., **641**, A26, 2020.
14. *F.Tramper, S.Straal, D.Sanayal et al.*, Astron. Astrophys., **581A**, 110, 2015.
15. *S.Lepine, A.Moffat*, Astrophys. J., **514**, 909, 1990.
16. *P.Crowther, G.Ratel, J.Bestenlehner*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **521**, 585, 2023.
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.
19. *N.Kharchenko, A.Piskunov, S.Roser et al.*, Astron. Nachr., **325**, 740, 2004.
20. *E.Hog, C.Fabricius, V.Makarov et al.*, Astron. Astrophys., **355**, L27, 2000.
21. *J.Ducati*, 2002yCat, 1322.
22. *N.Zacharias, C.Finch, T.Girard et al.*, 2012yCat, 1322, 201, 2012.
23. *S.Caballero-Nieves, E.Nestan, D.Gies et al.*, Astron. J., **147**, 40, 2019.

24. *A.-N.Chené, N.St-Louis, A.Moffat et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **484**, 5834, 2019.
25. *T.Morel, L.Georgiev, Y.Grosdidier et al.*, Astron. Astrophys., **349**, 457, 1999.
26. *A.Niedzielski*, Astron. Astrophys., **360**, 227, 2000.
27. *A.Flores, G.Koenigsberger, O.Cardona et al.*, Astron. J., **133**, 2859, 2007.
28. *W-R.Hamann, G.Grafener, A.Liermann*, Astron. Astrophys., **457**, 1015, 2006.
29. *A.-N.Chene, N.St-Louis, A.Moffat et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **484**, 5834, 2019.
30. *P.Masset, P.Conti*, Astrophys. J., **244**, 173, 1981.
31. *S.Marchenko, A.Moffat, P.Crowther et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **353**, 153, 2004.
32. *S.Marchenko, A.Moffat, K. van der Hucht et al.*, Astron. Astrophys., **331**, 1022, 1998.
33. *N.St-Louis, A.-N.Chené, O.Schnuzz et al.*, Astrophys. J., **698**, 1951, 2009.
34. *I.Antokhin, A.Cherepashchuk*, PAZh, **11**, 838, 1985.
35. *W.Hiltner*, Astrophys. J., **101**, 356, 1945.
36. *A.Grandchamps, A.Moffat*, IAUS, **143**, 258, 1991.
37. *H.Demers, A.Moffat, S.Marchenko et al.*, Astrophys. J., **577**, 409, 2002
38. *V.Muntean, A.Moffat, A.-N.Chene et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **399**, 1977, 2009
39. *G.Rauw, Y.Nazé, N.Wright et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 221, 2015.
40. *P.Massey, K.Grove*, Astrophys. J., **344**, 870, 1989.
41. *A.Moffat, W.Seggewiss*, Astron. Astrophys., **86**, 87, 1980.
42. *L.Drissen, R.Lamontagne, A.Moffat et al.*, Astrophys. J., **304**, 188, 1986.
43. *K.Hutton, A.Henden, D.Terrell*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **121**, 708, 2009.
44. *C.Cappa, J.Vasquez et al.*, RMxAC, **33**, 142, 2008.
45. *K.Panov, W.Seggewiss*, Astron. Astrophys., **227**, 117, 1990.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-539

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ HD133880 (Si)

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 25 сентября 2023

Принята к печати 28 ноября 2023

Проведено моделирование магнитного поля звезды HD133880 при предположении структуры магнитного поля описываемого двумя теоретическими магнитными диполями. Сравнение результата с тем, что получалось ранее при использовании представления фазовой зависимости $B_\phi(\Phi)$ путем дипольно + квадруполью + октупольного расширения структуры показывает, что эта схема приводит только к формальному описанию фазовой зависимости, а члены разложения не несут физического смысла.

Ключевые слова: *магнитное поле: моделирование: звезда HD133880*

1. *Введение.* По мере получения новых, более точных данных для магнитных звезд, стало возможным пересмотреть, уточнить их параметры и свойства. Иногда новые данные приводят к результатам, совершенно противоположным более ранним. Наша задача в данном случае - пересмотреть модель магнитного поля HD133880 в связи с появлением новых, более точных измерений продольных величин B_ϕ магнитного поля в разных фазах Φ периода вращения.

2. *Первое исследование магнитной структуры звезды HD133880.* Исследование выполнено в работе [1], где получено 12 измерений продольного магнитного поля B_ϕ в разных фазах, сделанных с Н β анализатором Зеемана со средней ошибкой $\sigma = 165$ Гс. HD133880 это Si-звезда с температурой 12000 К. Автор отмечает несинусоидальную форму фазовой зависимости, вследствие чего приходит к предположению о не дипольной структуре магнитного поля. Объясняя такую форму фазовой зависимости, он предполагает, что любое произвольное статическое, безвихревое распределение магнитного поля можно представить как суперпозицию мультиполей, и таким образом определить крупномасштабную структуру поля в терминах диполя, квадруполя и октуполя. При такой модели оценивается напряженность полярного поля (B_d , B_q , B_{oct}) каждого мультиполя. В результате получена модель звезды HD133880, воспроизводящая наблюдаемую магнитную кривую, при предположении системы коллинеарных "диполь + квадруполь". Особенность модели

состоит в том, что она математически описывает форму фазовой зависимости $B\varphi(\Phi)$ и может дать предварительное представление о поверхностном распределении магнитного поля, но не имеет физического смысла и не указывает на источник магнитного поля. Точно так же в случае модели центрального диполя фазовую зависимость математически можно описать синусоидой. На основании полученных величин $Bd = -8125 \text{ Гс}$, $Bq = -10900 \text{ Гс}$ (реально таких величин ни внутри, ни на поверхности звезды нет) автор приходит к выводу, что квадрупольный компонент поля в 1.3 раза сильнее, чем дипольный компонент, морфология поля отличается от морфологии простой дипольной конфигурации и локальная напряженность поля может быть значительно больше, чем наблюдаемое эффективное поле. Разные авторы в дальнейшем чаще всего использовали дипольно + квадрупольную или дипольно-квадрупольно-октупольную модель. Параметры (Bd , Bq , $Boct$) имеют размерность магнитного поля, но не имеют физического смысла (как увидим далее), потому что ни внутри объема звезд, ни на поверхности таких величин поля нет. На основе этого результата было решено, что преобладающее распределение магнитного поля по поверхности звезды является квадрупольным, поэтому вариации среднего поверхностного поля Bs не являются синусоидальными (в разд. 4, 5 приводится критика этого результата). В тот же самый период времени осуществляется моделирование структур магнитных полей звезд при предположении, что по своей природе она соответствует структуре магнитного диполя [2,3]. Имеет смысл вспомнить замечание Паркера, что вышедшее за пределы звезды магнитное поле стремится перейти в самое низкое энергетическое состояние, принимая замкнутую форму диполя [4]. Данная методика дала много примеров звезд, у которых внутри их объема находятся один или несколько фрагментов, имеющих разное направление магнитного поля и создающих сложное суммарное распределение магнитного поля на поверхности. Таким путем, в отличие от (Bd , Bq , $Boct$) представления, можно получить такие основные параметры, как среднее поверхностное магнитное поле Bs , величину магнитного поля в магнитных полюсах Bp , наклон оси (или осей) диполя к плоскости экватора вращения α , а также сферические координаты λ и δ магнитных монополей, расстояние диполя от центра звезды ΔA и расстояние каждого монополя от центра Δa .

3. *Последующие исследования звезды HD133880.* Моделирование выполнено в работе [5]. Здесь измерения круговой поляризации были выполнены с помощью метода многолинейчатого анализа LSD [6]. Этот процесс позволяет рассчитать (промоделировать) усредненные Стокс I и V-профили с гораздо более высокими значениями S/N, чем при использовании отдельных линий. LSD метод объединяет информацию по существу от всех

металлических и Не-линий в спектре. Структура магнитного поля на поверхности в этой работе снова описывалась мультипольным разложением наблюдаемых изменений продольного B_e и поверхностного B_s полей с фазой вращения (как в [1]). Построение геометрии магнитного поля выполнялось по программе [7]. Фазовая зависимость среднего поверхностного поля $B_s(\Phi)$ получена на основании измерений в 6-ти фазах, причем величины B_s были оценены по магнитному уширению спектральных линий. Средняя величина среднего поверхностного магнитного поля оказалась $B_s = 15 \text{ кГс}$. Заметим, что наша модельная оценка оказалась равной $B_s = 5.3 \text{ кГс}$ в работе [8] и $B_s = 4020 \text{ Гс}$ (в разд. 6). Фазовая зависимость $B_s(\Phi)$ в модели [5] изменяется в пределах 10000 - 20000 Гс, в то время как наш модельный результат $B_p = -9037 \div +4950 \text{ Гс}$ (см. далее разд. 6). Оценка величин B_d , B_q и B_{oct} осуществляется итеративным способом. В результате оказалось, что $B_d = -9600 \text{ Гс}$, $B_q = 23200 \text{ Гс}$, $B_{oct} = 1900 \text{ Гс}$. Напомним, что мультипольная модель имеет только описательный характер, причем величины B_d , B_q , B_{oct} практически не имеют физического смысла, хотя имеют размерность магнитного поля. Таких величин магнитного поля нет ни в объеме звезды, ни на поверхности. Рассмотрев величины B_d , B_q , B_{oct} , авторы пришли к выводу, что полученная простая осесимметричная модель магнитного поля определяется преимущественно квадрупольной компонентой, которая в первом приближении описывает вариации магнитного поля. Этот вывод подтверждает такой же результат в работе [1] (в разд. 4, 5 приводится критика этого результата). Забегая вперед, отмечаем, что модели [8,9] звезды HD133880 показывают, что общая топология крупномасштабного поля лучше описывается асимметричным диполем, а не осесимметричным квадруполем. В результате в работе [9] был сделан вывод: преимущественно квадрупольные топологии магнитного поля, которые утверждались ранее, не существуют в реальных звездах. Далее мы покажем также, что моделирование в [9] привело к другим параметрам, по сравнению с [5], а именно, максимальное локальное поле $B_p = 12000 \text{ Гс}$ на отрицательном полюсе, среднее поле $B_s = 4400 \text{ Гс}$, что в 3 раза слабее, чем в случае квадрупольной модели [5]. Таким образом появились данные, которые не поддерживают (D+Q+O) методику моделирования магнитных полей Ар-звезд (см. разд. 4, 5).

4. Наше первое моделирование звезды HD133880. Работа [8] выполнена на основании 12 измерений, выполненных по линиям водорода в работе [1]. Модель строилась с помощью нашей стандартной методики, разработанной в [2,3] и предполагающей, что источником магнитного поля внутри звезды является магнитный диполь. Таким образом, (D+Q+O) модели магнитного поля коренным образом отличаются от нашего дипольного

представления внутренней структуры. В отличие от формального математического описания фазовой зависимости $Be(\Phi)$ в случае (D+Q+O)-модели, наша "дипольная" модель основывается на использовании конкретного внутреннего источника магнитного поля с его определенными физическими параметрами [10-12]. Предположение, что структура магнитного поля Ар-звезд соответствует структуре теоретического магнитного диполя поддерживалось многими исследователями в течение всего времени изучения магнитных Ар-звезд. Варьируя положение, ориентацию диполя внутри объема звезды, величину поля магнитных зарядов, можно получить среднюю искомую зависимость $Be(\Phi)$ или $Bs(\Phi)$ в разных фазах периода вращения звезды. К сожалению, в данной работе использовано только 12 измерений, выполненных по линиям водорода в работе [1]. Столь малое количество измерений не позволяет получить достаточно уверенную модель, поэтому можно принять результат моделирования только как первое приближение. В нашем случае магнитное поле звезды хорошо аппроксимируется смещением центра диполя на величину $\Delta A = -0.1 R_*$ вдоль оси (и слегка поперек) в сторону отрицательного монополя. Расстояние между монополями принято стандартным $\Delta A = 0.2 R_*$ (это средняя величина, которая реально наблюдается у магнитных звезд). Ось диполя наклонена на угол $\alpha = 16^\circ$ к плоскости экватора вращения. Величина среднего поверхностного магнитного поля получилась $Bs = 5301 \text{ Гс}$, поле на магнитных полюсах $Bp = -16150, + 4203 \text{ Гс}$. Средняя ошибка измерений Be составляет $\sigma = \pm 165 \text{ Гс}$, при этом различие наблюдаемых величин Be с модельными находится в пределах 3σ . Сразу отмечаем, что наша величина Bs отличается от результата [5] более чем в 3 раза, как и в работе [9]. Это существенный признак не реальности дипольно-квадрупольной модели. Кроме того, в отличие от величин $Bd, Bq, Bost$, магнитное поле на магнитных полюсах Bp в случае дипольной структуры реально существует. Таким образом, предположив наличие в звезде одного магнитного диполя, мы получаем полную картину свойств магнитного поля, в отличие от ранее предполагавшейся дипольно-квадрупольной схемы [1,5]. Дипольная магнитная структура внутри звезды полностью определяет поверхностное распределение магнитного поля (рисунки см. в [8]). Опыт наших многолетних исследований показывает, что общая конфигурация магнитного поля Ар-звезд обычно определяется одним или несколькими намагниченными фрагментами внутри объема звезды, структура каждого из которых близка к структуре теоретического магнитного диполя. Эти фрагменты могут быть расположены в любом месте объема звезды, но чаще вблизи центра, где большее плотность, что естественно. Разные варианты происходят в результате разных условий в начальных фазах формирования магнитных протозвезд [8].

5. *Моделирование звезды HD133880 в работе [9].* Исследование выполнено на основании новых измерений магнитного поля, сделанных этими авторами. Оказалось, что фазовые зависимости $Be(\Phi)$ в работах [1,9] существенно различаются по форме, что может быть обусловлено не только значительно меньшей точностью измерений в первом случае, но также тем, что магнитное поле измерялось по линиям водорода, тогда как в [9] это было сделано по линиям металлов. Новые спектры получены с HARPSpol поляриметром [13,14] и спектрометром HARPS на ESO 3.6-м телескопе, позволяющие получать четыре параметра Стокса в отдельных спектральных линиях с разрешением 110000. В результате средние продольные величины магнитного поля Be имеют очень малую среднюю ошибку $\sigma = \pm 60$ Гс ($\sigma = 165$ Гс в первом случае), поэтому в данном исследовании оказалось возможным использовать несравнимо более надежную фазовую зависимость $Be(\Phi)$ по 45 измерениям (рис.1), чем это было сделано в предыдущих работах. В статье [9] магнитное поле Be и распределение химических элементов по поверхности оценивалось путем моделирования спектральных линий Si, Cr и Fe по методу, описанному в [15]. В то же время заметим, что магнитное поле, измеренное по линиям водорода, имеет преимущество в том, что оно не зависит от распределения химических элементов по поверхности. Второй метод, несомненно, имеет такой недостаток. В работах [1,5] утверждалось, что звезда обладает необычным, преимущественно квадрупольным, очень сильным поверхностным магнитным полем. В противоположность такому результату, в работе [9] у HD133880 на основании непосредственного измерения магнитного поля в разных фазах периода вращения обнаружена гораздо более слабая его величина, а структура

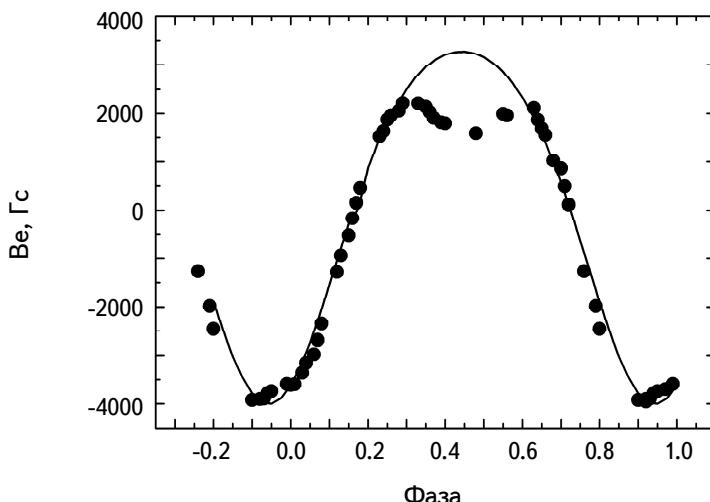


Рис.1. Фазовая зависимость $Be(\Phi)$ звезды HD133880. Точки - измеренные данные, линия - модель.

в первом приближении напоминает смещенный магнитный диполь, а не квадруполь (такой же результат получен в нашей работе [8]). В результате авторы работы [9] постепенно приходят к "дипольной" схеме, которую мы используем с 1977г. [2]. Но топология поля HD133880, к сожалению, снова описывается выстроенным в одну линию диполем и квадруполем (как и в предыдущих работах). Напоминаем, что наш результат, описанный в разд. 4, и основанный на предположении в звезде одного магнитного диполя, позволил получить полную картину свойств магнитного поля, в отличие от дипольно-квадрупольной схемы.

Авторы работы [9] приходят к выводу, что интерпретация профилей Стокса V указывает на наличие асимметричной геометрии магнитного поля HD133880 на поверхности, где наблюдается большая область слабого положительного поля и небольшая зона сильного отрицательного поля (см. далее рис.4). Зона с отрицательным полем, в свою очередь, состоит из двух отдельных высококонтрастных магнитных особенностей с несколько различной ориентацией поля (далее будет показано, что наша дипольная модель (разд. 6) демонстрирует наличие одного сильного магнитного пятна в том же месте поверхности). Другой результат состоит в том, что получено максимальное локальное магнитное поле $B_p = -12000$ Гс на отрицательном полюсе, среднее поле $B_s = 4440$ Гс, что в 3 раза слабее, чем в случае квадрупольной модели предыдущих исследований. Новые результаты показывают также, что общая топология крупномасштабного поля лучше описывается искаженным, асимметричным диполем, а не осесимметричным квадруполем (как и в разд. 4). Полученные карты распределения магнитного поля по поверхности HD133880 заметно отличаются от тех, которые получаются при предположении квадрупольной модели, при этом дипольный компонент доминирует в топологии звездного поля, внося 65-70% от общей энергии магнитного поля. Напомним, что квадрупольные модели дают дипольный компонент в 2.6-3.5 раза меньший вклад в общую магнитную энергию. Итак, предложенные ранее модели топологии квадрупольного поля HD133880 не согласуются с результатами моделирования наблюдаемых профилей поляризации металлических линий в работе [9] (а также с результатом в разд. 4). На основании исследования звезды HD133880 авторы работы [9] делают фундаментальный вывод, что преимущественно квадрупольные топологии магнитного поля, которые предполагались до этого в значительном числе звезд, вероятно, не существуют в реальных звездах. Этот действительно фундаментальный вывод делается тогда, когда уже за прошедшие 40 лет с помощью "дипольной" методики моделирования [2] были изучены структуры более сотни магнитных звезд, и не было случая, который противоречил бы предположению дипольного

характера магнитных структур даже тогда, когда звезда содержит внутри себя несколько намагниченных фрагментов. Тем не менее, авторы работы [9] продолжают настаивать на том, что предположение магнитного поля со структурой "наклонный диполь + квадруполь" может обеспечить удовлетворительное описание магнитных полей Ар-звезд и может быть полезным для грубого анализа больших звездных выборок. Это тогда, когда каталог величин B_s содержит 120 звезд [16].

6. Второй вариант модели HD133880. Наше моделирование получено на основании новых измерений [9]. Форма фазовой зависимости $Be(\Phi)$ значительно отличается от той, которая получается по данным [1]. Тем не менее, нам интересно было в первую очередь получить именно однодипольную модель HD133880 по этим данным, чтобы сравнить с нашим предыдущим результатом в [8], а также проверить мнение, высказанное в [9], что общая топология крупномасштабного поля лучше описывается искаженным, асимметричным диполем. Решение найдено нашим стандартным методом [2,3], предполагающим, что источником магнитного поля является магнитный диполь. При разных входных параметрах осуществляется ряд последовательных приближений до тех пор, пока различия Be между наблюдаемыми и модельными величинами во всех фазах Φ станут меньше 3σ . Табл.1 содержит координаты монополей, причем один монополь находится на расстоянии от центра $\Delta a = 0.2$, а второй в центре (примерно как в разд. 4). Ось диполя находится в плоскости экватора вращения ($\alpha = 0$), хотя в предыдущем варианте она наклонена на угол $\alpha = 16^\circ$. На рис.1 приведены наблюдаемая (точки) и модельная зависимости (линия) звезды HD133880. В пределах ошибок в некоторых фазах ($\Phi = 0 \div 0.3$ и $0.65 \div 0.90$) совпадение оказалось удовлетворительным, но в положительном и отрицательном максимумах фазовые зависимости расходятся. Следовательно, структура магнитного поля сложнее, чем при предположении одного смещенного вдоль оси диполя. Параметры магнитного поля приведены в табл.3 в строке "1 диполь (наш 2)". По сравнению с предыдущей нашей моделью величина B_s оказывается на 15% меньше. Но различие B_s с результатом [5] оказывается более 3-х раз! Это показатель отсутствия физической основы для дипольно-квадрупольной модели.

Таблица 1

1 ДИПОЛЬ, КООРДИНАТЫ МОНОПОЛЕЙ

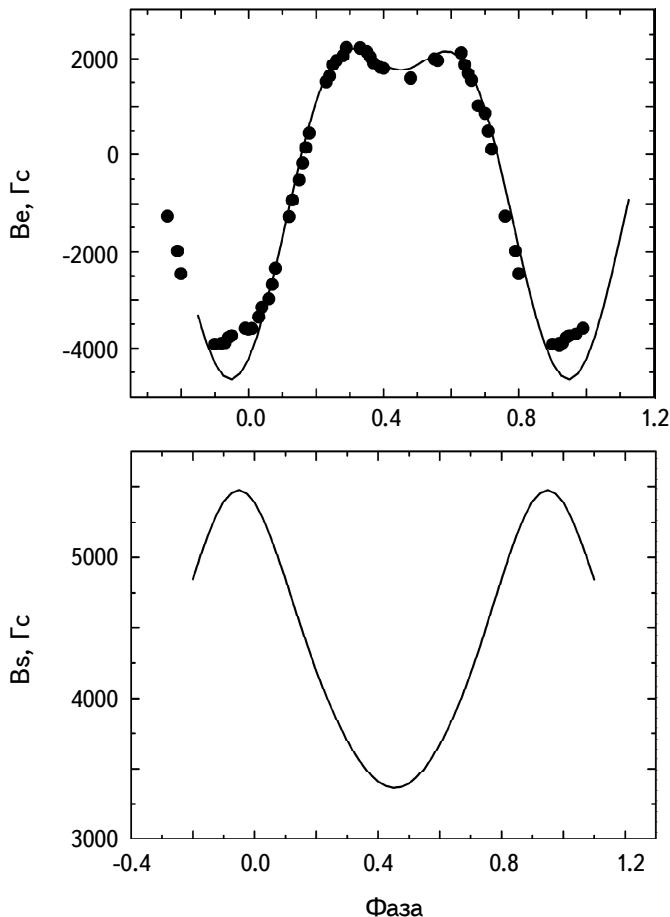
	Долгота, градус	Широта, градус	Δa , R_*
Первый монополь	337	0	0.2
Второй монополь	157	-0	0.0

Таблица 2

2 ДИПОЛЯ, КООРДИНАТЫ МОНОПОЛЕЙ

	Долгота, градус	Широта, градус
1 диполь	337 100	1 -1
2 диполь	157 212	1 -1

В следующем варианте мы исследовали модель с двумя диполями. Методом последовательных приближений удалось достичь лучших результатов, чем в предыдущем случае. Наблюдаемая и модельная фазовые зависимости показаны на рис.2а, координаты монополей даны в табл.2. Совпадение во многих фазах

Рис.2. Модельная зависимость $B_s(\Phi)$.

удовлетворительное, в пределах 3σ , но модельная зависимость $B_e(\Phi)$ в фазах $\Phi = 0.9 - 1.0$ заметно отличается от наблюдаемой. На рис.2б показана модельная фазовая зависимость $B_s(\Phi)$. Среднее поверхностное поле изменяется в пределах $B_s = 3364 \div 5477$ Гс. Для сравнения "дипольно-квадрупольная" модель [5] дает нереальные значения величины $B_s = 10000 \div 20000$ Гс. Схема расположения диполей в двухдипольной модели приведена на рис.3. Области 1, 2 и 3 имеют максимальную напряженность магнитного поля на поверхности, причем область

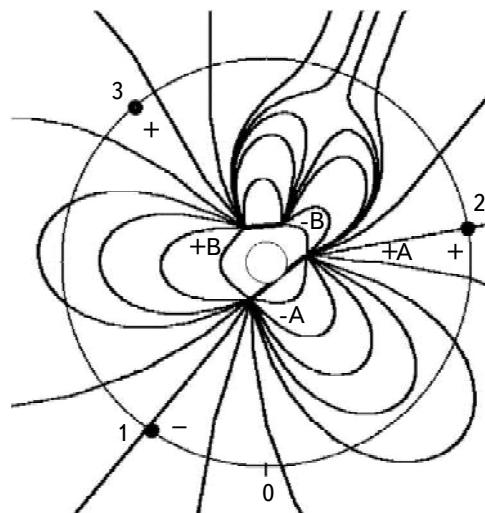


Рис.3. Силовые линии двухдипольной модели. Черные полукружки - магнитные полюса на поверхности звезды. А - первый диполь, В - второй диполь.

1 отрицательного знака, а 2 и 3 - положительного, они совершенно определенно проявляются на зависимости $B_e(\Phi)$ рис.2а и Меркаторской карте рис.4. Таким образом, в глобусах работы [9] хорошо заметен максимум напряженности отрицательной полярности, но отсутствуют хорошо заметные на Меркаторской карте максимумы на $\Phi = 0.3$ и 0.6 , хотя беспорядочно расположенные магнитные пятна там заметны. Модель показывает, что магнитные заряды находятся в одной плоскости, совпадающей с плоскостью экватора вращения ($\alpha = 0^\circ$). Напомним, что малая величина α у магнитных звезд - типичное их свойство, связанное с условиями формирования. Величина магнитного заряда обоих диполей одинаковая. Величины среднего поверхностного магнитного поля B_s и поля на магнитных полюсах B_p , а также α и $\Delta\alpha$, приведены в табл.3 в строке "2 диполя". Величины B_s и B_p несколько меньше, чем в предыдущем случае, но одного порядка.

Вернемся к рис.2а. Казалось, что для того, чтобы описать деталь на отрицательном максимуме, надо ввести еще один, третий диполь. Однако попытки применения третьего диполя не привели к желаемому результату.

Таблица 3

**СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ
РАЗНЫХ МОДЕЛЯХ**

Вариант	B_s , Гс	B_p , Гс	α , градус	Δa , R_*
Bailey (D+Q+O)	15200	нет	нет	нет
Kochukhov, диполь	4400	-12000 +нет	нет	нет
1 диполь (наш 1)	5302	-16150 +4203	16	0.16-0.04
1 диполь (наш 2)	4608	-9581 +5233	0	0.20 0.00
2 диполя (наш 3)	4020	-9037 +4950 +4725	0	0.20 0.20

Не были найдены ни положение, ни ориентация третьего диполя, при которых был бы получен хотя бы качественный положительный результат. Влияние третьего диполя во всех случаях отрицательно сказывается на форме всей модельной фазовой зависимости, она значительно уширяется, особенно в области отрицательной полуволны. Применение модели из двух диполей на поверхности звезды вблизи отрицательного максимума приводит к такому же эффекту. Таким образом, не найдено никаких признаков двойного магнитного пятна, который виден на глобусах в [9], ни признаков наличия резкой детали в фазах 0.9-1.0. Казалось, чтобы создать наблюдаемую деформацию $B_e(\Phi)$, необходимо на поверхности звезды поместить диполь с осью, перпендикулярной поверхности и магнитным полем положительной полярности

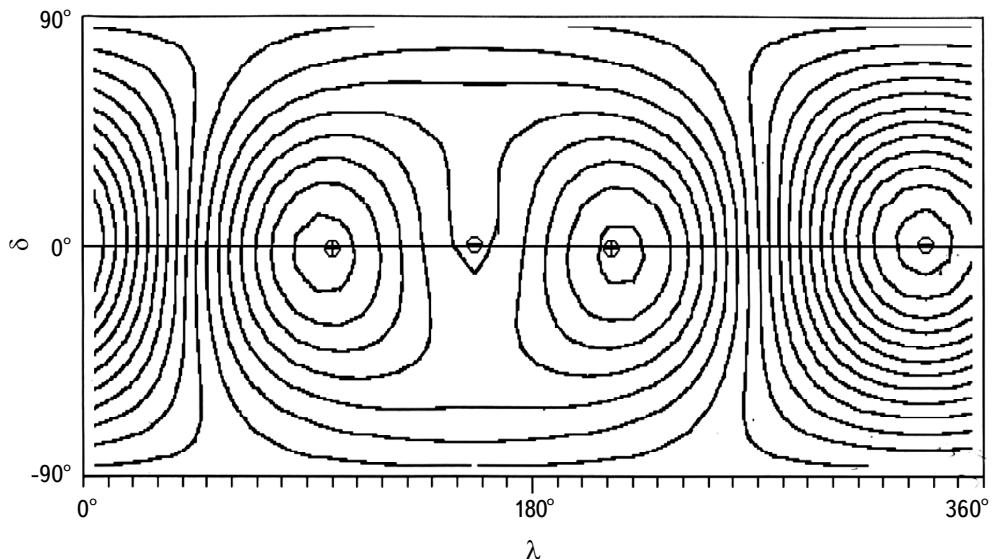


Рис.4. Меркаторская карта распределения магнитного поля по поверхности (двухдипольный вариант).

в фазе центра отрицательной полуволны. При таком варианте мы действительно получаем пик в нужном нам направлении, но этот пик "размазан" по большому диапазону фаз. Дело в том, что рассматриваемая особенность магнитного поля, проявляющаяся в центре отрицательного максимума, видна только в фазах 0.9-1.0, хотя она должна быть заметна в течение полупериода. Это не луч света перпендикулярно поверхности. Даже теоретическая точка влияет на наблюдаемую фазовую зависимость в течение полупериода, а не только в фазах $\Phi = 0.9 - 1.0$. Отсюда делаем вывод, что рассматриваемый эффект, скорее всего, происходит вследствие методической ошибки при измерениях магнитного поля и неравномерного распределения химических элементов по поверхности [17].

7. Обсуждение. Итак, HD133880 звезда Si-типа имеет структуру магнитного поля, в одном случае описываемую одним смешенным вдоль оси диполем (разд. 4), в другом - двумя магнитными диполями (разд. 6). Двухдипольная структура не единичный случай, известны еще другие такие же объекты, например 16 звезд с двухдипольными структурами, промоделированные нами, приводятся в [18]. Проблема состоит в том, какой вариант правильный. Дело в том, что магнитное поле B_e , измеренное по линиям водорода, правильнее описывает распределение поля по поверхности, так как не зависит от влияния неравномерного распределения химических элементов по поверхности. Поэтому, несмотря на малое количество "водородных" измерений в [1], результат моделирования следует считать достаточно вероятным. Но при малом количестве измерений невозможно обнаружить детали на зависимости $B_e(\Phi)$, если они есть. На рис.1 хорошо видны два максимума на $\Phi = 0.3$ и 0.6 , которые определяют наличие двух диполей. С другой стороны, несмотря на высокую точность измерений в [9], влияние искажающего неравномерного распределения металлов на результат измерения B_e тоже нельзя исключать [17]. Поэтому вопрос о реальной структуре магнитного поля HD133880 остается открытым. Конкретно, для решения возникшей проблемы необходимы дополнительные измерения B_e по линиям водорода.

Рассмотрим табл.2, в которой показаны величины B_p , B_s , α и Δa для всех рассмотренных выше вариантов, если они определялись (таких данных в работе [1] нет). Интересно, что, несмотря на разные входные данные, "дипольные" модели приводят к величине B_s примерно одного порядка величины, в то время как (D+Q+O) модель [5] сильно отличается вследствие неверной модели.

На рис.2б, модельная зависимость $B_s(\Phi)$ изменяется от 3364 до 5476 Гс, хотя в модели (D+Q+Oct) [5] это происходит в пределах 10000-20000 Гс. В работе [9], этот факт тоже отмечается. Физического смысла в этих величинах (B_d , B_q , B_{oct}) нет, отчасти они указывают вес каждого мультиполя. Иногда

величины Q+Oct могут указывать на "недипольность" магнитной структуры, но в табл.3 у звезд HD2453 192678 члены (Q+Oct) не равны нулю, хотя модели у них соответствуют центральному диполю. В работах [1,5,7] высказано мнение, что преобладающее распределение магнитного поля по поверхности звезды является квадрупольным, поэтому вариации среднего поверхностного поля B_s не являются синусоидальными. Результаты неверные, если исходить из дипольного представления. Модель [9] звезды HD133880 показывает, что общая топология крупномасштабного поля лучше описывается искаженным, асимметричным диполем, а не осесимметричным квадруполем. Предложенные ранее модели топологии квадрупольного поля HD133880 не согласуются с наблюдаемыми профилями поляризации металлических линий в работе [9].

В результате в [9] делается фундаментальный вывод, что преимущественно квадрупольные топологии магнитного поля, которые предполагались до этого у значительного числа звезд, вероятно, не существуют в реальных звездах. Очевидно, что наше представление о дипольных структурах магнитного поля в этот период времени многими авторами не воспринималось.

Практика показывает [12,19], что структуры магнитных полей внутри и на поверхности Ар-звезд достаточно хорошо описываются применением моделей теоретических диполей, даже если в звезде два или три намагниченных фрагмента. Исследование эволюции магнитных полей Ар-звезд приводит к предположению, что в случае сложных начальных протозвездных магнитных структур, они постепенно формируются в простые полоидальные формы, которые с достаточным приближением описываются теоретическим магнитным диполем. Паркер замечает [4], что магнитное поле вокруг звезды стремится перейти в самое низкое энергетическое состояние, принимая замкнутую форму диполя. В начальных сложных структурах мелкомасштабная фракция быстро исчезает вследствие омической диссипации и натяжения силовых линий. В результате остается крупный, долго живущий полоидальный фрагмент, который достаточно хорошо описывается теоретическим магнитным диполем [8,19].

Проблема мелкой детали в центре отрицательного максимума зависимости $Be(\Phi)$ достаточно интересна. При объяснении дефекта в отрицательном максимуме кривой $Be(\Phi)$ применение модели третьего диполя не привело к объяснению этого дефекта. Не были найдены ни положение, ни ориентация третьего диполя, при которых был бы получен хотя бы качественный положительный результат. Сделан вывод, что рассматриваемый эффект, скорее всего, происходит вследствие методической ошибки при измерениях магнитного поля и содержания химического элемента. Возраст HD133880 в работе [9] оценен по принадлежности к скоплению Upper Centaurus Lupus association $\log t=7.2$ и является неверным. Наша оценка $\log t=8.4$ лет [20], поэтому столь мелкая магнитная деталь должна была бы уже разрушиться посредством

омической диссипации и натяжения силовых линий. Предельный возраст звезд Si-типа находится около $\log t = 8.4 - 8.7$ лет. Звезда находится в средней части полосы Главной последовательности и потратила уже около 50% времени жизни на Главной последовательности. Ни в одной звезде, имеющей такой возраст, столь мелких деталей еще не наблюдалось.

Таким образом, источником магнитного поля в звезде является магнитный диполь, даже тогда, когда в звезде несколько намагниченных фрагментов. В многодипольных звездах диполи обращены разными знаками всегда, как это мы наблюдаем в разд. 6. Предполагается, что такие конфигурации формируются в начальной фазе магнитной протозвезды. Структуры с диполями, направленными одинаковыми знаками друг другу, неустойчивы.

Топографическая карта распределения магнитного поля (рис.4) с его векторным характером на поверхности звезды строится последовательно по всем элементам матрицы [3]. Вектор магнитного поля в каждом элементе матрицы равен сумме векторов от положительного и отрицательного монополей. Элементы матрицы определяются обычными сферическими координатами по долготе и широте звезды. Вектора магнитного поля, спроецированные на луч зрения, взвешиваются в каждом элементе их проекцией на видимой полусфере и затем интегрируются по всей видимой полусфере. Получается B_s в каждой фазе Φ . Многочисленные результаты моделирования показывают, что приближение дипольного источника магнитного поля очень хорошо описывает фазовую зависимость $B_e(\Phi)$, структуру магнитного поля на поверхности, если магнитное поле измерено по линиям водорода, который равномерно распределен по поверхности. Измерения $B_e(\Phi)$, выполненные по линиям металлов, иногда приводят к заметным ошибкам. Таким образом, описанный кратко метод моделирования имеет прочную физическую основу,

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ РАЗНЫХ МОДЕЛЯХ

HD	B_d , Гс	B_q , Гс	B_{ost} , Гс	B_s , Гс	B_s (LM), Гс	B_p , Гс
2453	-5000	-600	+1800	3750	3737	±6560
12288	-10100	-2800	+4200	8100	7879	+9700 -15800
65339	-16700	-11200	+5700	13700	12840	+6029 -91870
126515	-13700	-17700	-5200	13000	12322	+45800 -11100
318107	+23700	-23600	+8300	15000	13307	+33568 -19460
187474	-7700	-1600	+1000	5500	5317	+6300 -11600
188041	+5600	-1200	-1000	3600	3663	+4850 -7400
192678	+4900	+1300	+2300	4700	4668	±7300
200311	+12800	+3800	+800	8500	8568	+18520 -11420

Примечание: Жирные цифры - максимальные величины.

в отличие от (B_d , B_q , B_{oct})-метода.

Распределения $Be(\Phi)$ в работах [5,7] и других аналогичных исследованиях моделируются с помощью коллинеарных диполей, линейного квадруполя и линейного октуполя, при которых сила магнитного поля на полюсах предполагается B_d , B_q , B_{oct} , соответственно. Считалось, что такое представление, хотя и не точное, дает удовлетворительное описание наблюдаемых структур магнитного поля. В табл.4 приводятся величины B_d , B_q , B_{oct} для нескольких звезд из работы [7]. В этой же таблице приведены средние поверхностные значения B_s , полученные нами [16] из моделей, и B_s (LM), которые получаются непосредственно из измерений расщепленных зеемановских компонентов [21,22]. Они достаточно хорошо соответствуют друг другу, что подтверждает правильность тех и других. Сравнение показывает, что между величинами (B_d , B_q , B_{oct}) и B_s нет ничего общего. Жирными цифрами отмечены максимальные значения. В этой же таблице приведены величины магнитного поля на магнитных полюсах B_p , полученные из модели [17], где нет ничего общего между параметрами (B_d , B_q , B_{oct}) и B_p . Напомним, что это просто некоторые параметры, пропорциональные весу каждого многочлена рассматриваемого разложения. Мало того, такая методика не способна описать многодипольную структуру (в таблице таких звезд нет).

Автор благодарит А.Ф.Назаренко за помощь в вычислениях рис.3.

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

STRUCTURE OF THE MAGNETIC FIELD OF THE STAR HD133880 (Si)

Yu.V.GLAGOLEVSKIY

The magnetic field of the star HD133880 is modeled under the assumption of the structure of the magnetic field in the form of a theoretical magnetic dipole. Comparison of the result with what was obtained earlier when using the representation of the phase dependence of $Be(\Phi)$ by dipole + quadrupole + octupole expansion of the structures shows that this scheme leads only to a formal description of the phase dependence, and the expansion coefficients do not have physical meaning.

Keywords: *magnetic field: modeling: star HD133880*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.D.Landstreet*, *Astrophys. J.*, **352**, L5, 1990.
2. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, G.Scholz*, in *Stellar magnetic fields*, Moskow, 1977, p.67.
3. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, **56**, 25, 2003.
4. *Е.Паркер*, Космические магнитные поля, Москва, Мир, Том.1, 1982.
5. *J.D.Bailey et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **423**, 328, 2012.
6. *Donati et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **291**, 658, 1997.
7. *J.D.Landstreet, G.Mathys*, *Astron. Astrophys.*, **359**, 213, 2000.
8. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **69**(3), 247, 2014.
9. *O.Kochukhov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **605**, A13, 2017.
10. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **73**(2), 115, 2018.
11. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **75**(4), 440, 2020.
12. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **66**(2), 144, 2011.
13. *F.Shik et al.*, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, **437**, 237, 2011.
14. *N.Piskunov et al.*, *The Messenger*, **143**, 7, 2011.
15. *O.Kochukhov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **565**, A83, 2014.
16. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **74**(1), 66, 2019.
17. *Yu.V.Glagolevskij, V.D.Bychkov*, *Astrophys. Bull.*, **76**(2), 125, 2023.
18. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **59**(3), 321, 2016.
19. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **71**(1), 43, 2016.
20. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.* 2023, in press.
21. *G.Mathys, T.Lanz*, *Astron. Astrophys.*, **256**, 169, 1992.
22. *G.Mathys et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **123**, 353, 1997.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-555

ПЕРИОДИЧНОСТЬ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК АКТИВНЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ОБНАРУЖЕННЫХ TESS

А.А.АКОПЯН

Поступила 8 ноября 2023

По данным орбитальной обсерватории TESS проведено исследование наиболее активных вспыхивающих звезд, показавших по 100 и более вспышек за период с июля 2018 по октябрь 2020гг. Основными направлениями исследования были: а) анализ кривых блеска, определение периодов осевых вращений, выявление физических особенностей у отдельных звезд, б) определение параметров периодической/циклической переменности частоты вспышек вспыхивающих звезд, обусловленной осевыми/орбитальными вращениями. Были получены соответствующие периоды функции частоты вспышек и проведено сравнение с периодами вращения звезд. Периоды функций частоты вспышек оказались близкими к периодам осевых вращений звезд. Построены теоретические распределения вспышек по фазам, которые сравняны с аналогичным наблюдаемым распределением вспышек при данном периоде. Для всех без исключения звезд сравнение с помощью критерия χ^2 свидетельствует в пользу периодичности частоты вспышек. Предположено, что распределение пятен по долготе вспыхивающих звезд можно представить угловым распределением фон Мизеса, параметры которой определяются через соответствующие параметры функции частоты вспышек. Подробно обсуждена двойственность звезды CD-56 1032.

Ключевые слова: *вспыхивающие звезды: частота вспышек: периодическая переменность: двойная звезда CD-56 1032: распределение фон Мизеса*

1. *Введение.* За последнее время благодаря космическим телескопам "Кеплер" и TESS, предназначенных для поиска и обнаружения экзопланет, резко возрос интерес к вспыхивающим звездам и родственным объектам. Уникальные наблюдательные характеристики этих телескопов позволили получить совершенно новые по своим характеристикам данные о переменных звездах и переменных явлениях почти всех типов, в том числе о вспыхивающих звездах и вспышечных явлениях. В случае вспыхивающих звезд эти данные позволяют: а) получить кривую блеска на протяжении достаточно долгого времени, что в принципе позволяет исследовать изменение вспышечной активности в цикле звездной активности (аналогично циклу солнечной активности), б) оценить период вращения, запятнанность звезд и, соответственно, размеры и энергетические характеристики активных областей, в) обнаружить дифференциальное вращение, миграцию активных областей и

исследовать их взаимосвязь со вспышечной активностью, г) исследовать периодическую/циклическую переменность наблюдаемой частоты вспышек активных вспыхивающих звезд.

Периодическая переменность наблюдаемой частоты вспышек может быть обусловлена реальным изменением вспышечной активности звезды в течение цикла звездной активности и/или эффектами, связанными: а) с изменением видимости активных областей вспышек из-за осевого или орбитального вращения звезды, б) неравномерным распределением яркости на поверхности звезды.

Исходя из этого можно предположить, что частота вспышек вследствие периодического осевого или орбитального вращения звезды модулируется с периодом, равным периоду осевого или орбитального вращения. В данной работе проверено наличие возможной периодичности частоты вспышек наиболее активных из недавно опубликованного списка [1] вспыхивающих звезд, обнаруженных обсерваторией TESS.

Ранее такая работа была выполнена для вспыхивающих звезд, обнаруженных обсерваторией "Кеплер" [2]. Данные обсерватории TESS позволяют уверенно обнаружить вспышки с продолжительностью ~ 10 мин и больше, в то время как для обсерватории "Кеплер" продолжительность обнаруженных вспышек на порядок выше. В результате, при прочих равных условиях, число вспышек зарегистрированных обсерваторией TESS, больше, особенно если учитывать, что наблюдения TESS охватывают почти всю небесную сферу с лучшим пространственным разрешением.

В работе [1] был проведен поиск и подробный статистический анализ характеристик звездных вспышек, зарегистрированных TESS с июля 2018 по октябрь 2020гг. Было обнаружено 60810 вспышек на 13478 звездах из данных секторов наблюдений 1-30 TESS и определены параметры вспышек.

Из этих звезд для данной работы были отобраны наиболее часто (100 и более зарегистрированных вспышек) вспыхнувшие звезды. В табл.1 приведены: название звезд по каталогу TIC (TESS Input Catalogue), количество вспышек n , координаты RA, DE, расстояние по каталогу Gaia DR3, собственные движения pmRA, pmDE в м.у.с/г (mas/y) по каталогу Gaia DR3, обозначение звезды в базе SIMBAD. Как видно, кроме близких по своему типу к обычным вспыхивающим звездам, в список попали также две звезды с рентгеновским излучением, одна звезда с EUV излучением и даже кандидат в классическую Новую звезду.

Для выполнения поставленных задач анализированы кривые блеска этих звезд, в частности, определены периоды их осевых вращений.

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

	TIC	<i>n</i>	RA	DE	D, pk	pmRA	pmDE	Обозначение в базе SIMBAD
1	25118964	103	61.93	-68.419762	61.05	58.64	22.39	2MASS J04074372-6825111 - Eruptive Variable
2	141807839	122	92.87	-72.227429	56.89	19.41	63.16	AL 442 - Double or Multiple Star
3	141914082	119	94.62	-72.044877	39.22	-7.91	74.29	V* AO Men - Eruptive Variable
4	141975926	123	95.92	-75.075775				2MASS J06234024-7504327, Low-mass Star
5	150359500	231	96.48	-60.057571		-25.39	110.75	EUVE J0625-60.0 - Eruptive Variable
6	167344043	165	98.67	-69.885098	71.82	18.04	37.88	HD 47875 - Eruptive Variable
7	220432563	114	73.43	-58.606877	30.22	101.11	69.07	2MASS J04534379-5836247 - Eruptive Variable
8	220433363	109	73.38	-55.8603		126.12	76.86	CD-56 1032A - Eruptive Variable
9	220433364	110	73.38	-55.8588		146.27	69.58	CD-56 1032B - Eruptive Variable
10	220473309	166	75.2	-57.2571	26.88	35.20	74.14	CD-57 1054 - Eruptive Variable
11	233745344	104	278.53	64.640801	48.71	-0.73	55.70	RX J1834.1+6438 - Star
12	236778955	104	282.89	57.75762	91.31	30.29	65.36	ASAS J185134+5745.5 - High Proper Motion Star
13	272232401	215	117.3	-76.7018		-101.0	-193.26	L 34-26 - Low-mass Star
14	277298771	113	84.57	-69.392268	52.89	65.35	107.02	[W60] A68 - Low-mass Star
15	358176584	122	107.17	-76.706532		-99.83	106.56	UCAC4 067-005738 - Eruptive Variable
16	359313701	120	268.01	56.607758	28.71	-47.85	56.04	RX J1752.0+5636 - High Proper Motion Star
17	364588501	192	85.4	-76.072828	110.34	37.07	99.53	HD 39150 - Eruptive Variable
18	373431012	112	81.01	-71.159571	56.11	27.04	61.76	HA 120-S 162 - Classical Nova Candidate
19	382258517	122	82.58	-53.9801		47.24	645.45	L 234-26 C - High Proper Motion Star
20	394030788	112	282.2	80.673928	93.78	19.161	70.944	TYC 4595-107-1 - High Proper Motion Star
21	441734910	111	258.25	73.934726	32.112	93.318	-30.333	Eruptive Variable

2. Определение периодов осевого вращения. У девяти из отобранных звезд, в астрономической базе SIMBAD отсутствовали данные об их переменности. С целью определения периодов осевого вращения этих звезд и обеспечения однородности используемых данных, для всех звезд с помощью программных средств Python [3], был проведен периодограммный анализ кривых блеска из базы данных TESS. При этом использовались данные SPOC (Science Processing Operations Center) с двухминутной экспозицией. Периоды осевых вращений звезд были определены с помощью двух взаимодополняющих алгоритмов - BLS (Box-fitting Least Squares) [4] и Ломба-Скаргла (ЛС) [5,6].

BLS - алгоритм предназначен, в частности, для поиска периодических транзитов внесолнечных планет. Он выполняет поиск сигналов, характеризующихся периодическим чередованием двух дискретных уровней, при этом на более низком уровне ("плато") затрачивается гораздо меньше времени. Использование алгоритма BLS в настоящей работе оправдано определенным сходством транзита планеты/планет с перемещением звездных пятен в поле зрения наблюдателя из-за вращения звезды, т.е. в данной задаче "транзитирующими" объектами являются звездные пятна, которые непосредственно связаны с активными областями.

Таблица 2

ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПЕРИОДЫ ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

	TIC	Период, ЛС	Период, BLS	Период, SIMBAD
1	25118964	1.0177	1.0179/0.1375	1.0187
2	141807839	0.8467	0.8468/0.2126	0.8481
3	141914082	2.6672	2.6503/0.1055	2.6730
4	141975926	1.1500	1.1542/0.2686	-
5	150359500	1.0332	1.0336/0.1451	1.033
6	167344043	2.8852	2.8909/0.0796	2.93330, 2.99380, 3.0000
7	220432563	1.1384	1.1384/0.2283	-
8	220433363	0.4279	0.4276/0.1500	0.84891, 0.98, 1.496
9	220433364	0.8551	0.8551/0.1600	0.84891, 0.8543, 4.14
10	220473309	8.8093	8.7439/0.0739	8.6742, 8.729000, 8.60
11	233745344	5.8800	6.1459/0.1790	-
12	236778955	1.0231	1.0237/0.2442	1.023800
13	272232401	2.8147	2.8320/0.1024	2.83050, 2.8330, 2.827000
14	277298771	1.1825	1.1829/0.1860	1.1798
15	358176584	0.9059	0.9045/0.1216	-
16	359313701	1.7892	1.8037/0.1940	-
17	364588501	2.2137	2.2156 /0.1128	2.2800, 1.726000
18	373431012	0.5004	0.4997/0.1601	-
19	382258517	3.1251	3.0818/0.1590	-
20	394030788	3.3221	3.3360/0.1319	-
21	441734910	1.3594	1.3582/0.1399	-

Алгоритм ЛС основан на подборе синусоид для выборок неравномерно распределенных данных с помощью метода наименьших квадратов.

Полученные значения периодов приведены в табл.2. При использовании алгоритма BLS был определен не только период вращения звезды, но и продолжительность P_1 пребывания звезды на нижнем дискретном уровне светимости. Очевидно, что эта величина связана с распределением пятен на поверхности звезды и может служить мерой компактности (концентрации) этого распределения.

В табл.2 рядом с периодом BLS приводится отношение P_1/P . В качестве примера на рис.1 проиллюстрирована процедура определения для звезды TIC 359313701, где в левом верхнем углу периодограмма с выделенным вертикальной линией периодом вращения, справа от нее - фазовая кривая блеска звезды, в средней части рисунка - кривая блеска, под которой виден подвижной бар (отмечен стрелкой), с помощью которой на фазовой диаграмме корректируется значение P_1 . В данном случае $P_1 = 0.35$, $P_1/P = 0.194$.

Как видно из табл.2, существенного отличия между периодами полученными двумя способами, нет.

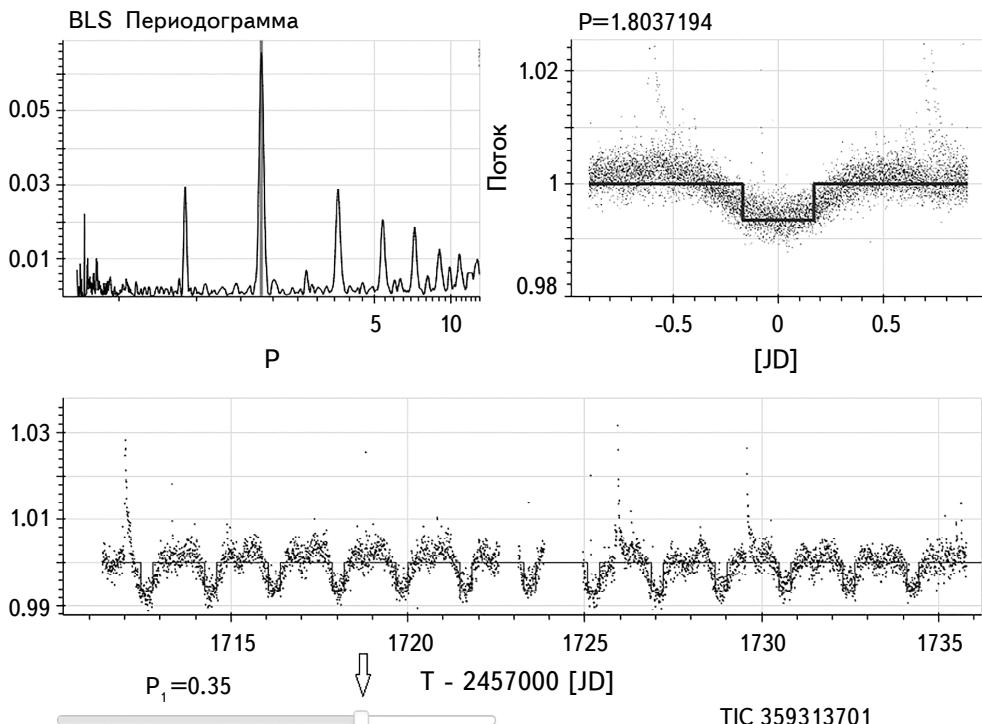


Рис.1. Иллюстрация процедуры определения P_e .

Двойная звезда CD-56 1032. Среди звезд из списка есть двойная звезда CD-56 1032 (TIC 220433363, TIC 220433364), где кривые блеска компонентов (полученные TESS) полностью совпадают, что свидетельствует о том, что TESS регистрировала суммарное излучение двух компонентов. Это хорошо заметно на рис.2, где показано поле детектора излучения, в центре которого видны компоненты двойной звезды.

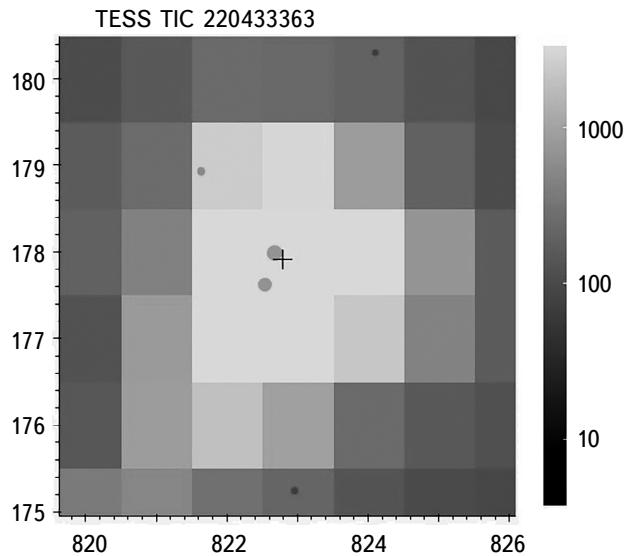


Рис.2. Поле детектора излучения. В центре, около креста компоненты двойной звезды.

Анализ показал, что суммарную кривую блеска можно хорошо аппроксимировать суммой двух синусоид $A_i(1 + \sin(\omega_i t + \varphi_i)) + b_i$, $i = 1, 2$, с приведенными в табл.2 периодами, которые явно выделяются на общей для компонентов периодограмме (рис.3). При этом амплитуда блеска CD-56 1032A (TIC 220433363) должна быть примерно на ~ 1.2 раза больше. На рис.4 приведены расчетные кривые блеска отдельных компонентов и двойной системы в целом.

Можно предположить, что звезда CD-56 1032 является системой из двух вращательных переменных звезд, периоды которых находятся в резонансе 1:2.

3. Определение периодической функции частоты вспышек.

3.1. Использованный подход. В работе базовым является предположение о случайному и независимом характере вспышек, что позволяет рассмотреть последовательность вспышек звезды как случайный пуассоновский процесс [7]. Поскольку в данной работе предполагается, что частота вспышек модулируется периодическим процессом - осевым вращением звезды, то частоту

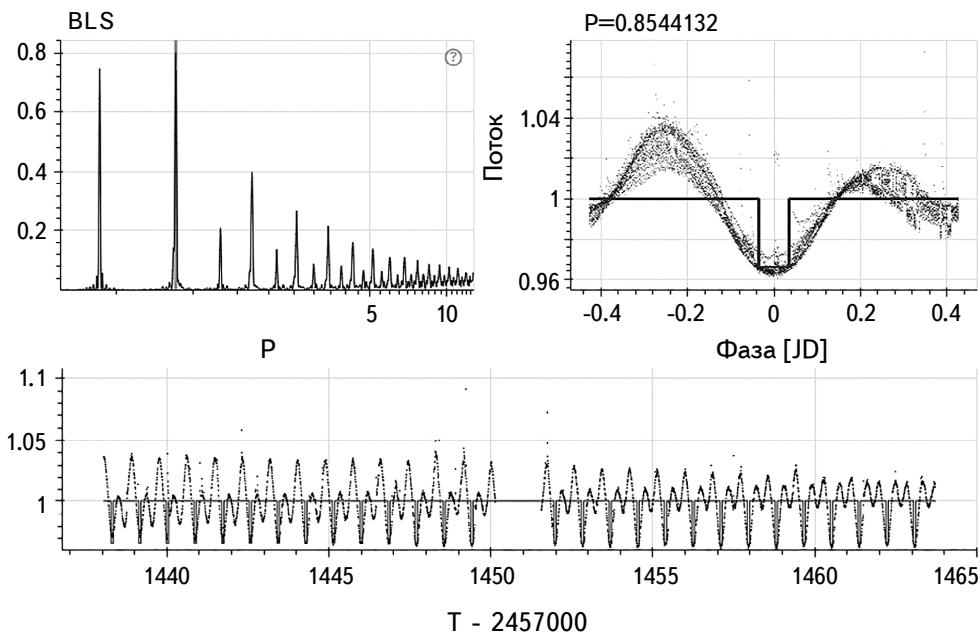


Рис.3. Периодограмма, фазовая кривая и кривая блеска двойной звезды CD-56 1032.

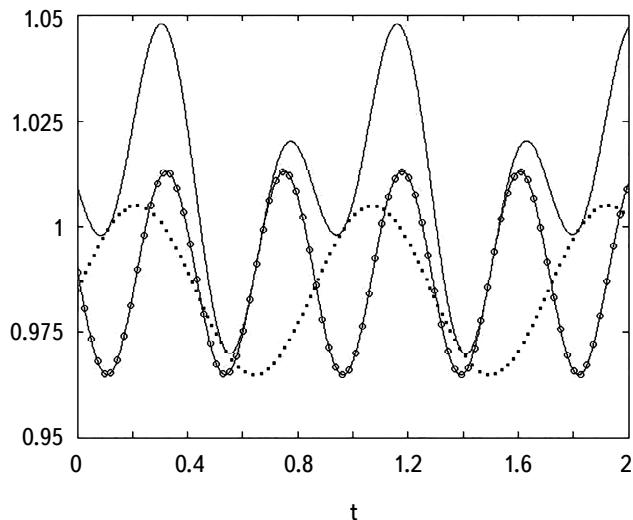


Рис.4. Расчетные кривые блеска первой звезды (линия с кружочками), второй звезды (точки) и системы в целом (сплошная линия). Параметры (A_i , ω_i , ϑ_i , b_i) соответственно равны для первой звезды - (0.024, 14.684, π , 0.4825), для второй - (0.02, 7.35, 0.0, 0.4825).

вспышек целесообразно представить в виде периодической функции от времени, а сам процесс рассмотреть как пуссоновский процесс с периодическим параметром. В качестве периодической функции частоты вспышек/параметра

пуассоновского распределения предлагается использовать функцию:

$$\lambda(t) = \frac{\lambda \exp[k \sin(\omega_0 t + \vartheta)]}{I_0(k)} \quad (k \geq 0, \omega_0 \geq 0, 0 \leq \vartheta \leq 2\pi, \lambda > 0),$$

где k , ω_0 , ϑ , λ - постоянные, а $I_0(k) = \int_0^{2\pi} \exp[k \sin(u)] du$ - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка первого рода. Выбор такой функции обусловлен тем, что в зависимости от значения k обеспечивается разнообразие видов периодической функции.

Если рассмотреть в качестве статистического события реализацию n вспышек в интервале времени $(0, T)$, то функция правдоподобия данного события при пуассоновском процессе с периодическим параметром представляется в виде:

$$e^{-\lambda T/2\pi} \left(\frac{\lambda}{I_0(k)} \right)^n \exp \left[k \sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i + \vartheta) \right],$$

где t_i - моменты вспышек.

Из постановки задачи следует, что значение величины ω_0 должно быть равно или близко к значению циклической частоты осевого вращения звезды, которая считается заданной. В данной задаче в качестве исходных используются значения ω_0 , определенные в предыдущем разделе в результате периодограммного анализа кривых блеска звезд.

Максимизируя функцию правдоподобия [8,9], для заданного значения ω_0 оценки максимального правдоподобия остальных параметров можно получить:

$$\begin{aligned} \hat{\lambda} &= \frac{2\pi n}{T}, \quad \tan(\hat{\vartheta}) = \frac{\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i)}{\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i)}, \\ \frac{d \log I_0(k)}{dk} \Big|_{k=\hat{k}} &= \frac{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i) \right)^2}}{n}. \end{aligned} \quad (1)$$

При этом интервал времени T должен быть кратным искомому периоду $2\pi/\omega_0$, а из множества корней второго уравнения (1) $\hat{\vartheta}$ выбирается по следующему правилу:

$$\hat{\vartheta} = \begin{cases} \hat{\vartheta}, & \text{если } \operatorname{sgn}\left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i)\right) = \operatorname{sgn}\left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i)\right) \\ \hat{\vartheta} + 2\pi, & \text{если } \hat{\vartheta} < 0 \text{ и } \operatorname{sgn}\left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i)\right) = \operatorname{sgn}\left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i)\right) \\ \hat{\vartheta} + \pi, & \text{в остальных случаях.} \end{cases}$$

Заданием ω_0 и определением параметров $\hat{\lambda}$, $\hat{\vartheta}$, \hat{k} функция $\lambda(t)$ определяется полностью. Однако неизбежные ошибки при получении и обработки данных, неопределенности, связанные с статистическим характером задачи, а также физические причины (дифференциальное вращение звезд, миграция

пятым), приводящие к вариациям наблюдаемой частоты вращения, неизбежно приводят к необходимости задаваться не точечным значением ω_0 , а сравнительно узким интервалом значений циклических частот вокруг значения ω_0 . Таким образом, задача сводится к необходимости определить, варьируя значение циклической частоты внутри заданного интервала, то значение ω_0 , которое дает правдоподобную периодическую функцию частоты вспышек и обеспечивает лучшее согласие с наблюдательными данными.

В данной работе мерой правдоподобности является логарифм отношения функций правдоподобий двух пуассоновских процессов: с периодическим параметром (гипотеза H_1) и стационарным (гипотеза H_0), соответственно:

$$\ln L_{H_1/H_0} = k \sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i + \vartheta) - n \ln(I_0(k)).$$

Согласие с наблюдательными данными проверяется сравнением теоретического распределения вспышек по фазам найденной периодической функции с соответствующим наблюдаемым распределением с помощью критерия χ^2 .

Оценку максимального правдоподобия $\omega_0 = \hat{\omega}_0$ можно получить максимизируя сумму $\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i + \vartheta)$ по ω_0 :

$$\sum_{i=1}^n t_i \cos(\omega_0 t_i + \vartheta) \Big|_{\omega_0 = \hat{\omega}_0} = 0. \quad (2)$$

Как видно решение уравнения (2) неоднозначно и зависит от параметра ϑ . Поэтому, для набора первоначальных предполагаемых значений ω_0 , методом последовательных приближений решается система из вышеприведенных уравнений (1), (2), и из полученных решений выбирается то решение, которое обеспечивает лучшее соответствие с наблюдательными данными.

Этот подход был использован ранее в [2,10] для исследования вспыхивающих звезд и звезд солнечного типа с супервспышками.

3.2. Полученные результаты. Применяя предложенный способ, были определены вероятные периодические функции частоты вспышек для всех звезд. В табл.3 приведены: период функции частоты вспышек P_f , параметры функции k , ϑ , отношение максимума функции к минимуму, логарифм отношения правдоподобий $\ln L_{H_1/H_0}$, значение критерия χ^2 . Из данных табл.1 и табл.3 следует, что примерно для 50% звезд, периоды частоты вспышек P_f и осевого вращения звезды P отличаются меньше чем на 2%, максимальное отличие меньше 10%. В табл.4 представлена более подробная статистика отношения P_f/P .

С помощью полученных функций частоты вспышек, построены теоретические распределения вспышек по фазам, которые сравнены с аналогичным наблюдаемым распределением вспышек при данном периоде. Для всех без исключения звезд это сравнение (с помощью критерия χ^2) свидетельствует в пользу периодичности частоты вспышек.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ФУНКЦИИ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК

	TIC	P_f	k	θ	$\lambda_{max}/\lambda_{min}$	$\ln L_{H_1/H_0}$	χ^2
1	25118964	1.0077	0.489	2.075	2.661	5.901	3.155
2	141807839	0.8131	0.324	1.619	1.912	3.142	1.533
3	141914082	2.6545	0.318	3.991	1.889	3.026	1.890
4	141975926	1.1546	0.508	5.579	2.764	7.578	1.131
5	150359500	1.0571	0.398	0.342	2.215	8.870	0.952
6	167344043	2.6624	0.393	2.330	2.191	6.167	4.385
7	220432563	1.1344	0.540	5.396	2.925	7.788	2.834
8	220433363	0.3977	0.392	3.355	2.189	4.067	4.115
9	220433364	0.8423	0.390	3.921	2.181	4.027	1.306
10	220473309	8.2785	0.223	1.539	1.563	2.050	5.357
11	233745344	6.1912	0.261	1.190	1.684	1.743	0.946
12	236778955	0.9956	0.481	3.873	2.619	2.287	5.775
13	272232401	2.5612	0.226	5.171	1.572	2.722	1.568
14	277298771	1.1563	0.434	5.988	2.382	4.776	4.720
15	358176584	0.9208	0.326	2.487	1.920	3.207	2.475
16	359313701	1.7645	0.428	1.244	2.351	5.301	1.985
17	364588501	2.2523	0.274	0.131	1.729	3.548	2.641
18	373431012	0.5097	0.332	4.579	1.941	3.016	2.185
19	382258517	3.2953	0.363	2.238	2.066	3.916	2.470
20	394030788	3.2014	0.324	5.418	1.910	2.876	2.719
21	441734910	1.3591	0.461	1.376	2.513	5.665	1.014

Таблица 4

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТНОШЕНИЯ

Характеристика	Значение
Среднее	1.0148
Медиана	1.0100
Среднеквадратичное отклонение	0.0410
Минимум	0.9484
Максимум	1.0989
Квантиль 25%	0.9838
Квантиль 75%	1.0377

Очевидно, что пуассоновский процесс с малой амплитудой периодической функции сравнительно мало будет отличаться от стационарного процесса и приведет к малым значениям $\ln L_{H_1/H_0}$. Малая амплитуда может быть следствием того, что либо предположение о периодичности не имеет места, либо (в рамках принятого в статье подхода) области вспышечной активности более или менее равномерно распределены по поверхности звезды. Естественно,

возникает вопрос, при каких значениях $\ln L_{H_1/H_0}$ можно уверенно отвергнуть гипотезу о стационарности? Очевидно, что пуассоновский процесс с малой амплитудой периодического параметра сравнительно мало будет отличаться от стационарного процесса и приведет к малым значениям $\ln L_{H_1/H_0}$ (см. рис.4). Малая амплитуда может быть следствием того, что либо предположение о периодичности не имеет места, либо (в рамках принятого в статье подхода) области вспышечной активности более или менее равномерно распределены по поверхности звезды.

В работе [2] было установлено, что гипотезу о стационарности можно уверенно отвергнуть, если логарифм отношения правдоподобий $\ln L_{H_1/H_0} < 3$. К этому результату привело применение критерия сравнения двух пуассоновских процессов - периодического с функцией $\lambda(t)$ и стационарного, приведенного в работе [11], согласно которого стационарность не отвергается, если $\left[\left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i) \right)^2 \right] / 3n \leq 1$.

Со значением $\ln L_{H_1/H_0} < 3$ оказались 5 звезд (на рис.5 отмечены номерами указанными в табл.1.), которые на рис.5 находятся ниже штриховой линии. Однако и в этих случаях наблюдательные данные хорошо согласуются с предположением о периодической частоте вспышек.

Это видно на рис.6, где приводятся функция частоты вспышки в условных

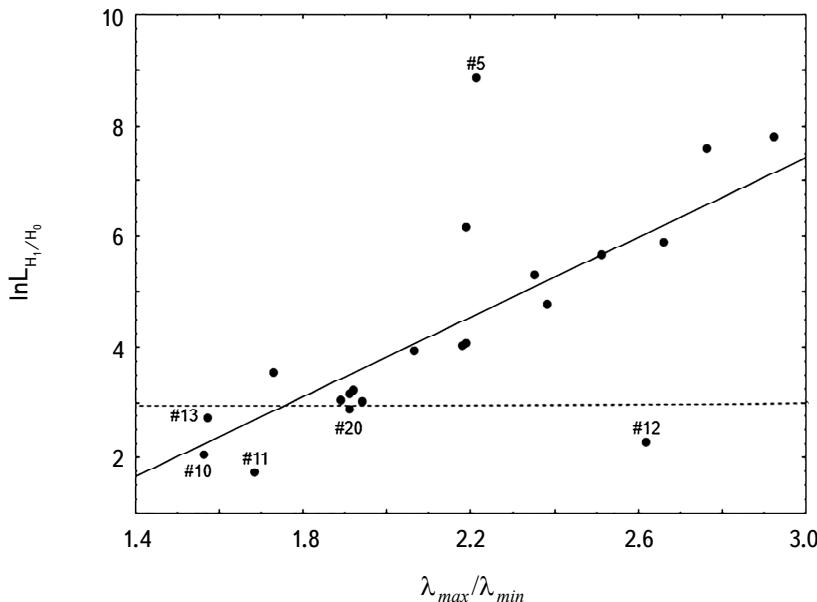


Рис.5. Зависимость отношения правдоподобий $\ln L_{H_1/H_0}$ от $\lambda_{max}/\lambda_{min}$.

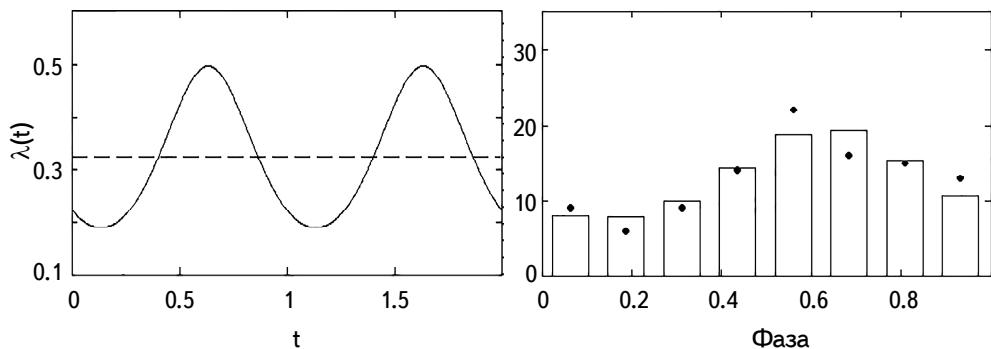


Рис.6. Функция частоты вспышки $\lambda(t)$ в условных единицах (левая панель) и сложенные в единый период теоретические (бары) и наблюдаемые (точки) распределения вспышек по фазам периодической функции звезды TIC 236778955 (правая панель).

единицах относительно среднего значения (штрих-линия) и сложенные в единый период теоретические и наблюдаемые распределения вспышек по фазам периодической функции звезды TIC 236778955 (#12 на рис.5).

На рис.5 положительно, с точки зрения применяемого в статье подхода, выделяется звезда с EUV излучением TIC 150359500 (#5 на рис.5). На рис.7 приведены результаты относительно TIC 150359500. Звезда с EUV излучением, скорее всего, отличается от обычных вспыхивающих звезд и может стать предметом дальнейших исследований. Не исключено, что природа переменности блеска и механизм вспышек у TIC 150359500 могут быть совершенно разными.

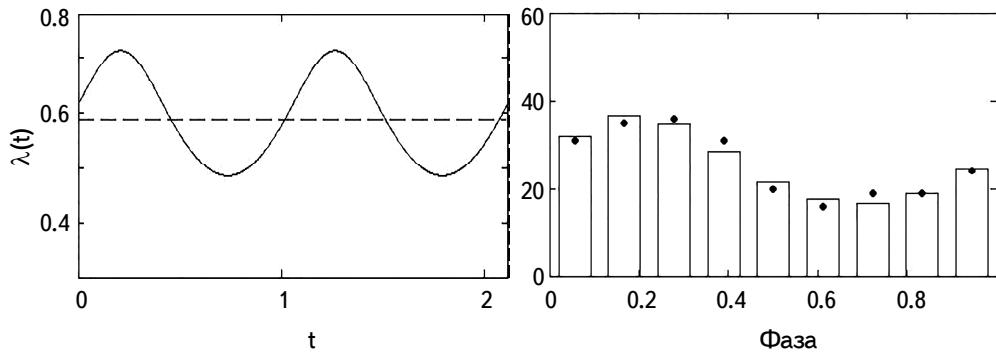


Рис.7. Функция частоты вспышки $\lambda(t)$ в условных единицах (левая панель) и сложенные в единый период теоретические (бары) и наблюдаемые (точки) распределения вспышек по фазам периодической функции звезды TIC 150359500 (правая панель).

Сказанное в равной мере относится и к двум звездам с рентгеновским излучением (TIC 233745344, TIC 359313701), а также LHA 120-S 162 - кандидату в Новую звезду.

3.3. *О связи $P_1/P \sim k$.* Существование зависимости $P_1/P \sim k$ можно заподозрить исходя из следующих соображений.

Во-первых, обе величины представляют собой своеобразную меру компактности /концентрации распределения связанных с ними физических величин. В случае P_1/P это компактность распределения звездных пятен и групп пятен, ответственных за периодическое изменение блеска звезды, а в случае k - мера концентрации частот вокруг моды функции частоты вспышек, которая при больших k стремится к δ -функции.

Во-вторых, согласно [12] размер звездных пятен положительно коррелирует со вспышечной активностью. В данной работе такая корреляция должна проявляться как зависимость $\lambda(t) \sim A(t)$, где $A(t)$ - величина запятненности проекции полусферы звезды обращенной к наблюдателю в момент времени t . Эта же величина, совместно с функцией пространственного распределения пятен на поверхности звезды, по существу определяет периодическую кривую блеска.

Из вышесказанного неизбежно следует, что величины P_1/P , k должны коррелировать. Действительно, из результатов, полученных в предыдущих разделах (см. табл.2, 3), следует существование положительной значимой корреляции $P_1/P \sim k$ (рис.8).

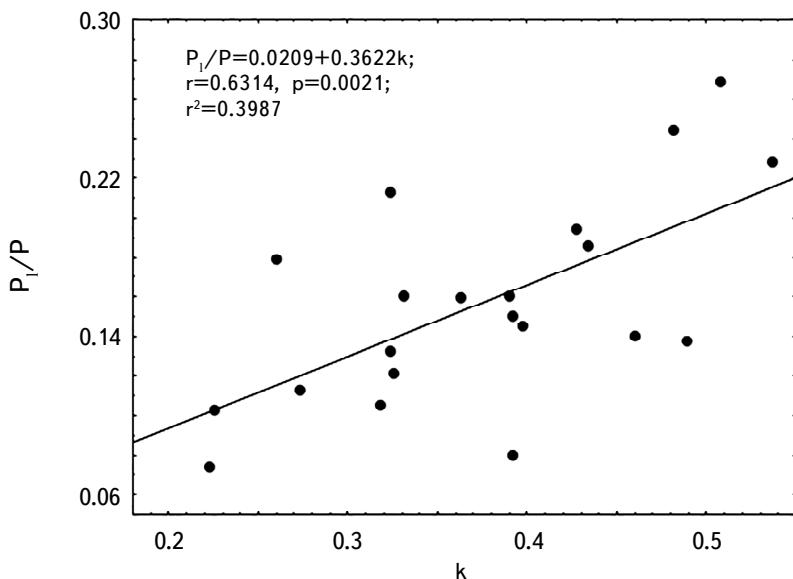
Необходимо отметить, что продолжительность P_1 меньше временного интервала от момента полного восхода (для земного наблюдателя) доминирующей группы пятен до начала ее заката. Это следствие совместного действия двух краевых эффектов, геометрического - уменьшение видимой площади поверхности пятен на краях звезды из-за проецирования полусферы на плоскость и физического - из-за потемнения к краю диска звезды. Эти эффекты влияют также на частоту регистрируемых вспышек.

Полученные результаты подсказывают о возможном пути дальнейших исследований. Нетрудно заметить, что функция $\lambda(t)$, предложенная в качестве периодической функции частоты вспышек, по существу совпадает с функцией плотности распределения фон Мизеса (известное также как круговое нормальное распределение или распределение Тихонова), широко применяемое при статистической обработке угловых (круговых) данных:

$$M(x|\mu, k) = \frac{\exp[k \cos(x-\mu)]}{2\pi I_0(k)},$$

где μ - среднее (одновременно мода и медиана) распределения, k - мера концентрации, $1/k$ - дисперсия, $1 - I_1(k)/I_0(k)$ - круговая дисперсия. Распределение фон Мизеса является хорошим приближением к намотанному нормальному распределению (круговой аналог нормального распределения).

Учитывая, что запятненность $A(t)$ есть угловая величина, а функция

Рис.8. Зависимость $P_i / P \sim k$.

частоты вспышек, схожая с функцией плотности распределения фон Мизеса, положительно коррелирует с $A(t)$, можно предположить, что распределение пятен по долготе звезды связан с угловым распределением фон Мизеса, параметры которой выражаются через соответствующие параметры функции частоты вспышек. Предварительные результаты анализа зависимости $P_i / P \sim k$ в рамках такого подхода обнадеживают.

4. Заключение. Используя данные орбитальной обсерватории TESS, проведено исследование наиболее активных вспыхивающих звезд, показавших по 100 и более вспышек за период с июля 2018 по октябрь 2020гг.

В результате был проведен подробный анализ кривых блеска всех звезд с целью выявления физических особенностей у отдельных звезд. Лишь небольшая часть этого анализа нашла свое отражение в данной работе.

Были определены периоды осевых вращений звезд, причем для 9-ти звезд впервые. При этом использовались два взаимодополняющих алгоритма - Ломба-Скаргла и BLS. С помощью BLS для всех звезд была определена продолжительность "плато" глубокого минимума, которая содержит определенную информацию о компактности распределения звездных пятен вдоль долготы звезды.

Вычисленные периоды осевых вращений были использованы для определения параметров периодической/циклической переменности частоты вспышек вспыхивающих звезд. Получены соответствующие периодические функции частоты вспышек. Периоды функций частоты вспышек оказались близкими к периодам осевых вращений звезд. Построены теоретические

распределения вспышек по фазам, которые сравнены с аналогичным наблюдаемым распределением вспышек при данном периоде. Для всех без исключения звезд это сравнение (с помощью критерия χ^2) свидетельствует в пользу периодичности частоты вспышек. Получена зависимость между k параметром периодических функций частоты вспышек и относительными продолжительностями "плата" глубокого минимума звезд.

Предположено, что схожесть периодической функции частоты вспышек с функцией углового распределения фон Мизеса скорее всего не случайна, что дает умеренную надежду на то, что распределение пятен по долготе вспыхивающих звезд представляется угловым распределением фон Мизеса, параметры которой можно определить через соответствующие параметры функции частоты вспышек.

Подробно обсуждена двойственность звезды CD-56 1032. Определены вероятные периоды и амплитуды отдельных компонентов звезды.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.Амбарцумяна
НАН Армении, e-mail: aakopian57@gmail.com

PERIODICITY OF FLARE FREQUENCY OF ACTIVE FLARE STARS DETECTED BY TESS

A.A.AKOPIAN

TESS data was used to study active flare stars, finding 100 or more flares between July 2018 and October 2020. The main objectives of this study were analyzing light curves, determining axial rotation periods, and identifying the physical features of flare stars. The corresponding periodic functions of the flare frequency are derived and checked for possible periodicity matching the star's rotation period. The flare frequency functions correlated closely with the stars' axial rotation periods. Theoretical phase distributions of flares are constructed and compared with a similar observed distribution of flares for a given period. For all stars without exception, this comparison (using the χ^2 criterion) argues in favour of the periodicity of the flare frequency. It is assumed that the distribution of spots along the longitude of flare stars can be represented using by the von Mises angular distribution, the parameters of which are determined through the corresponding parameters of the flash frequency function. The binarity of the star CD-561032 is discussed in detail.

Keywords: flare stars:frequency of flares:periodic variability:binary star CD-561032:von Mises distribution

ЛИТЕРАТУРА

1. *Z.Yang, L.Zhang, G.Meng et al.*, Astron. Astrophys., **669**, A15, 2023.
2. *A.A.Akopian*, Astrophysics, **62**, 518, 2019.
3. Lightkurve Collaboration, *J.V. de M.Cardoso, C.Hedges, M.Gully-Santiago et al.*, Astrophysics Source Code Library. ascl:1812.013, 2018.
4. *G.Kovacs, S.Zucker, T.Mazeh*, Astron. Astrophys, **391**, 369, 2022.
5. *N.R.Lomb*, Astrophys. Space Sci., **39**, 447, 1976.
6. *J.D.Scargle*, Astrophys. J., **263**, 835, 1982.
7. *В.А.Амбарцумян*, "Звезды, Туманности, Галактики", Изд. АН Арм ССР, 1969, с.283.
8. *Ю.А.Кутоянц*, Оценивание параметров случайных процессов, Изд-во АН Армянской ССР, 1980.
9. *D.J.Daley, D.Vere-Jones*, An Introduction to the Theory of Point Processes, Springer-Verlag, 2003.
10. *A.A.Akopian*, Astrophysics, **58**, 62, 2015.
11. *P.A.W.Lewis*, J. Sound Vib., **12(3)**, 353, 1970.
12. *H.Yang, J.Liu, Q.Gao et al.*, Astrophys. J., **849**, 36, 2017.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-571

ПОПЕРЕЧНЫЕ ГРАДИЕНТЫ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ С РАЗНЫМ УРОВНЕМ ВСПЫШЕЧНОЙ ПРОДУКТИВНОСТИ. I. МЕТОДЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ И ДИНАМИКА ВЫБРАННЫХ ПАРАМЕТРОВ

Ю.А.ФУРСЯК

Поступила 20 июля 2023
Принята к печати 28 ноября 2023

Задача исследования - изучение динамики параметров, описывающих поперечную составляющую градиента продольного магнитного поля $\nabla_{\perp} B_z$ в активных областях (АО) с разным уровнем вспышечной продуктивности. Используя данные, полученные инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту Solar Dynamics Observatory (SDO), проанализированы 75 АО 24-го цикла солнечной активности. Для вычисления величины $\nabla_{\perp} B_z$ применены два подхода - современный и классический. В каждом случае определены параметры, описывающие величину $\nabla_{\perp} B_z$ в АО. Для современного подхода это средняя $\nabla_{\perp} B_z$ по АО величина - $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ и средняя величина $\nabla_{\perp} B_z$ в окрестности точки с максимальным его значением - $\max \nabla_{\perp} B_z$, для классического подхода - максимальное значение $\nabla_{\perp} B_z$ между парами пятен в АО - $\max (\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$. Изучена динамика выбранных параметров за время мониторинга каждой из областей анализируемой выборки. Показано, что: 1. Разброс значений величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ небольшой (для подавляющего большинства исследуемых областей находится в пределах 0.08-0.12 Гс км^{-1}) и мало отличается для областей с низкой и высокой вспышечной продуктивностью. 2. Численные значения параметра $\max (\nabla_{\perp} B_z)$ и его динамика в подавляющем большинстве рассмотренных случаев больше в областях с более высоким уровнем вспышечной продуктивности. 3. Численные значения параметра $\max (\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ и его динамика больше в областях с более высоким уровнем вспышечной продуктивности. 4. В АО NOAA 11283 зафиксирован стабильный рост величины $\max (\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ приблизительно за 19 ч до начала развития первой из серии вспышек высоких рентгеновских классов.

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

1. *Введение.* Как отмечал А.Б.Северный, даже "простейшее рассмотрение баланса энергии показывает, что внутри солнечной атмосферы нет другого источника энергии вспышек, кроме энергии магнитного поля" [1]. Именно поэтому изучение магнитных полей на Солнце, их эволюция, является первым, и, несомненно, необходимым шагом в исследовании активных процессов и явлений, наблюдаемых в солнечной атмосфере. И хотя описание нестационарных процессов в атмосфере Солнца в терминах электрического тока часто является более информативным, чем в терминах магнитного поля

[2] (поскольку электрические токи тесно связаны с непотенциальными магнитными полями), следует заметить, что информацию об электрических токах невозможно получить без надежных измерений магнитных полей.

Первые измерения магнитных полей в солнечных пятнах были выполнены Дж.Э.Хэйлом в 1908г. с использованием спектрографических данных башенного солнечного телескопа обсерватории Маунт-Вилсон [3]. В дальнейшем возникла необходимость измерения и более слабых магнитных полей. Однако первые попытки подобных измерений, выполненные с применением фотоэлектрических методов Дж.Э.Хэйлом и коллегами в 1933г., успехом не увенчались.

Проблема измерения слабых магнитных полей на Солнце была решена Г.Бэбкоком в 1952г. с созданием фотоэлектрического магнитографа [4]. Через несколько лет аналогичный прибор был смонтирован на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории [5], а уже к середине 60-х годов XXв. магнитографы появились во многих крупных обсерваториях и научно-исследовательских институтах, занимающихся изучением Солнца, таких как ИЗМИРАН [6], Пулковская обсерватория [7], СибиЗМИР [8], обсерватория Клаймакс [9], обсерватория Китт-Пик [10] и др. Началось систематическое изучение магнитных полей в атмосфере Солнца.

Во второй половине 50-х годов XXв. на основе обширного наблюдательного материала астрономами Крымской астрофизической обсерватории был сделан вывод о тесной связи магнитных полей с нестационарными процессами в солнечной атмосфере [11,12 и др.]. Перед исследователями возникла задача поиска параметров магнитного поля, которые можно оценить, не прибегая к сложным математическим вычислениям, и в то же время легко связать с динамикой вспышечной продуктивности активной области (АО). Наиболее простыми из этих параметров являются: напряженность магнитных полей отдельных пятен в группе, сложность магнитной конфигурации, пространственная ориентация и сложность линии раздела полярностей магнитного поля, суммарный беззнаковый магнитный поток АО и др. Несколько более сложным параметром в вычислении является градиент продольного магнитного поля. Следует отметить, что здесь речь идет только о поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля $\nabla_{\perp} B_z$, поскольку, несмотря на создание еще в 60-х годах XXв. многоканальных вектор-магнитографов [13,14], подавляющее большинство инструментов для исследования Солнца даже сегодня осуществляют измерения магнитных полей только на одном уровне солнечной атмосферы, преимущественно в фотосфере. Лишь немногие исследовательские работы, часть которых теоретические [15-17], содержат информацию о величинах вертикальной составляющей градиента продольного магнитного поля [18,19].

В конце 50-х годов XX в. группой крымских астрономов во главе с А.Б.Северным были изучены $\nabla_{\perp} B_z$ и их динамика перед солнечными вспышками и после них. Было отмечено, что "вспышки возникают в нейтральных точках (областях) магнитного поля групп пятен при значительном градиенте поля возле этих точек" [20]. В 1959г. на основе накопленного наблюдательного материала был произведен статистический анализ и обнаружено, что мощные вспышечные процессы возникают в областях с градиентом продольного магнитного поля, превышающим значение 0.1 Гс км^{-1} [21]. Эти результаты позже были подтверждены в ряде исследований [22,23 и др.]. Тесная связь высоких градиентов магнитного поля с мощными эруптивными событиями в атмосфере Солнца была обнаружена и по результатам наблюдений в других обсерваториях, например, в Медонской [24,25]. В конце 70-х годов XX в. пороговое значение градиента продольного магнитного поля в 0.1 Гс км^{-1} было заложено советскими астрономами как один из параметров, позволяющих сделать достаточно точный (с оправдываемостью более 80%) прогноз вспышечной продуктивности АО с заблаговременностью 1-3 дня [26,27].

Созданные в последнее время инструменты для измерения магнитных полей на Солнце, особенно находящиеся в космическом пространстве, обладают целым рядом преимуществ по сравнению с магнитографами ранних моделей. В первую очередь - возможностью круглосуточного мониторинга Солнца с высоким пространственным и временными разрешением. Так, если разрешающая сила магнитографа Бэбкока составляла порядка $38'' \times 70''$, магнитографа Крымской астрофизической обсерватории - $15'' \times 30''$, что соответствует площади $11000 \times 22000 \text{ км}$ на уровне фотосферы Солнца, то, например, современный инструмент Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) [28] на борту Solar Dynamics Observatory (SDO) [29] имеет пространственное разрешение на уровне солнечной фотосферы порядка $0''.5$ ($\approx 360 \text{ км}$), а спектрополяриметр SOT-SP/Hinode [30] - порядка $0''.3$ ($\approx 220 \text{ км}$).

Данная статья является логическим продолжением работ крымских астрономов второй половины XX в., посвященных градиентам продольного магнитного поля, и недавно опубликованного автором исследования [31]. Здесь ставится задача кратко рассмотреть существующие методы вычисления $\nabla_{\perp} B_z$, определить параметры, характеризующие в каждом случае величину $\nabla_{\perp} B_z$ и исследовать динамику выбранных параметров на статистически значимой выборке АО.

2. Данные наблюдений. Работа выполнена на магнитографических данных инструмента HMI/SDO, доступных на сайте Joint Science Operation Center (JSOC). Пространственное разрешение инструмента, как отмечено выше, - $0''.5$ (порядка 360 км на уровне солнечной фотосферы), временное

разрешение в зависимости от типа данных - 45 или 720 с. Здесь использованы SHARP (Spaceweather HMI Active Region Patch) [32] магнитограммы пространственного распределения вертикальной компоненты B_z вектора магнитного поля в фотосфере (цилиндрические координаты, серия данных hmi.sharp_cea_720s) с временным разрешением 720 с.

Дополнительно использованы данные спутника мониторинга погоды GOES-15 о потоке рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8 Å на орбите Земли (доступны по адресу <https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/full>), информация о наиболее мощных вспышках, зафиксированных в анализируемых областях, доступная на интернет-ресурсе https://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events_archive.html.

Для анализа отобраны 75 АО 24-го цикла солнечной активности. Основные критерии отбора областей следующие: 1) АО должна быть изолирована от других областей (т.е., на SHARP-магнитограмме должна присутствовать только одна область с уникальным NOAA идентификатором); 2) область должна быть достаточно развита, имея суммарный беззнаковый магнитный поток не ниже $5 \cdot 10^{21}$ Мкс, а также иметь хотя бы одно пятно с максимальной абсолютной напряженностью магнитного поля за все время мониторинга АО не ниже 1600 Гс. По эволюционному статусу, уровню вспышечной продуктивности и иным критериям области не ограничивались.

Краткая информация об АО исследуемой выборки представлена в табл.1. Во втором столбце указан номер области по NOAA классификации, в третьем - время ее мониторинга. С целью минимизации ошибок в вычислении величины $\nabla_{\perp} B_z$, обусловленных эффектом проекции, мониторинг каждой из анализируемых АО ограничивался времененным интервалом нахождения ее в пределах $\pm 35^{\circ}$ относительно центрального меридиана (3-5 сут). В четвертом столбце указан рентгеновский класс и дата наблюдения наиболее мощной вспышки, зафиксированной в анализируемой области за время ее нахождения на видимом диске Солнца. Обозначение "00.0" в четвертом столбце означает, что в исследуемой АО за все время ее нахождения на видимом диске Солнца вспышек/субвспышек не зафиксировано.

3. Применяемые методы вычисления анализируемых параметров и основные результаты.

3.1. Современный подход к вычислению поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля. Первый подход к вычислению величины $\nabla_{\perp} B_z$ можно назвать современным. Для его реализации необходимы магнитографические данные распределения вертикальной B_z компоненты вектора магнитного поля на заданном уровне солнечной

Таблица 1

БАЗОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДУЕМЫХ АО

№ п/п	Номер области (NOAA)	Время мониторинга АО	Наиболее мощная вспышка
1	2	3	4
1	11092	01.08.2010-15.08.2010	C3.2 01.08.2010
2	11131	06.12.2010-10.12.2010	B5.3 03.12.2010
3	11133	08.12.2010-12.12.2010	C2.3 14.12.2010
4	11158	12.02.2011-15.02.2011	X2.2 15.02.2011
5	11232	05.06.2011-09.06.2011	C1.8 02.06.2011
6	11261	31.07.2011-03.08.2011	M9.3 04.08.2011
7	11263	02.08.2011-05.08.2011	X6.9 09.08.2011
8	11283	04.09.2011-07.09.2011	X2.1 06.09.2011
9	11302	27.09.2011-30.09.2011	X1.9 24.09.2011
10	11305	29.09.2011-02.10.2011	M3.9 02.10.2011
11	11343	11.11.2011-14.11.2011	M1.1 09.11.2011
12	11391	07.01.2012-10.01.2012	C2.2 13.01.2012
13	11420	16.02.2012-20.02.2012	B5.3 27.02.2012
14	11429	07.03.2012-10.03.2012	X5.4 07.03.2012
15	11476	09.05.2012-13.05.2012	M5.7 10.05.2012
16	11515	01.07.2012-05.07.2012	X1.1 06.07.2012
17	11520	10.07.2012-14.07.2012	M2.1 10.07.2012
18	11618	20.11.2012-23.11.2012	M1.6 27.11.2012
19	11711	04.04.2013-07.04.2013	C1.7 03.04.2013
20	11748	18.05.2013-21.05.2013	X1.2 15.05.2013
21	11777	24.06.2013-27.06.2013	M2.9 21.06.2013
22	11823	19.08.2013-22.08.2013	C1.4 23.08.2013
23	11836	31.08.2013-04.09.2013	C8.3 30.08.2013
24	11861	11.10.2013-14.10.2013	C8.5 18.10.2013
25	11872	19.10.2013-22.10.2013	00.0
26	11875	21.10.2013-24.10.2013	X1.0 28.10.2013
27	11890	07.11.2013-10.11.2013	X3.3 05.11.2013
28	11899	17.11.2013-20.11.2013	M1.1 23.11.2013
29	11936	27.12.2013-30.12.2013	M9.9 01.01.2014
30	11944	06.01.2014-09.01.2014	X1.2 07.01.2014
31	11949	12.01.2014-16.01.2014	C1.3 14.01.2014
32	11968	01.02.2014-05.02.2014	M3.8 04.02.2014
33	11974	10.02.2014-13.02.2014	M3.7 12.02.2014
34	11991	02.03.2014-05.03.2014	M1.1 28.02.2014
35	12002	12.03.2014-15.03.2014	M1.7 10.03.2014
36	12014	24.03.2014-27.03.2014	M1.7 20.03.2014
37	12061	15.05.2014-18.05.2014	C2.1 26.05.2014
38	12075	27.05.2014-31.05.2014	00.0
39	12090	15.06.2014-18.06.2014	00.0
40	12109	07.07.2014-10.07.2014	C6.5 13.07.2014

Таблица 1 (Окончание)

1	2	3	4
41	12121	26.07.2014-29.07.2014	C2.2 25.07.2014
42	12149	26.08.2014-29.08.2014	M1.2 22.08.2014
43	12158	09.09.2014-12.09.2014	X1.6 10.09.2014
44	12192	22.10.2014-25.10.2014	X3.1 24.10.2014
45	12205	08.11.2014-12.11.2014	X1.6 07.11.2014
46	12222	30.11.2014-04.12.2014	M1.8 01.12.2014
47	12236	15.12.2014-19.12.2014	C2.8 12.12.2014
48	12253	03.01.2015-06.01.2015	M1.3 04.01.2015
49	12261	13.01.2015-17.01.2015	00.0
50	12268	27.01.2015-30.01.2015	M2.1 29.01.2015
21	12297	11.03.2015-14.03.2015	X2.2 11.03.2015
52	12305	25.03.2015-29.03.2015	C8.7 25.03.2015
53	12320	06.04.2015-09.04.2015	M1.4 08.04.2015
54	12339	10.05.2015-13.05.2015	M1.9 06.05.2015
55	12348	17.05.2015-21.05.2015	00.0
56	12367	15.06.2015-19.06.2015	M3.8 21.06.2015
57	12371	20.06.2015-23.06.2015	M7.9 25.06.2015
58	12381	07.07.2015-10.07.2015	M1.7 06.07.2015
59	12396	06.08.2015-09.08.2015	C5.4 07.08.2015
60	12403	22.08.2015-25.08.2015	M5.6 24.08.2015
61	12421	23.09.2015-27.09.2015	C9.4 27.09.2015
62	12443	02.11.2015-05.11.2015	M3.7 04.11.2015
63	12470	17.12.2015-21.12.2015	C4.6 18.12.2015
64	12473	25.12.2015-30.12.2015	M4.7 23.12.2015
65	12480	10.01.2016-14.01.2016	C1.7 15.01.2016
66	12494	05.02.2016-07.02.2016	C5.2 04.02.2016
67	12529	12.04.2016-16.04.2016	M6.7 18.04.2016
68	12544	13.05.2016-16.05.2016	C3.4 15.05.2016
69	12615	02.12.2016-05.12.2016	M1.2 29.11.2016
70	12644	27.03.2017-30.03.2017	M5.8 03.04.2017
71	12673	02.09.2017-05.09.2017	X9.3 06.09.2017
72	12674	03.09.2017-06.09.2017	C5.2 30.08.2017
73	12680	14.09.2017-17.09.2017	C3.0 12.09.2017
74	12699	09.02.2018-12.02.2018	C8.1 07.02.2018
75	12741	11.05.2019-14.05.2019	C2.0 15.05.2019

атмосферы высокого пространственного разрешения. Для расчета величины $\nabla_{\perp} B_z$ используется формула:

$$\nabla_{\perp} B_z = \sqrt{\left(\frac{\partial B_z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial B_z}{\partial y}\right)^2}. \quad (1)$$

Производные $\partial B_z / \partial x$ и $\partial B_z / \partial y$ рассчитаны с применением формул приближенного вычисления. Здесь использована формула вычисления произ-

водной по пяти точкам (пикселам на магнитограмме):

$$f'(x_0) = \frac{-f(x_0 + 2h) + 8f(x_0 + h) - 8f(x_0 - h) + f(x_0 - 2h)}{12h}, \quad (2)$$

где x_0 - пиксель, в котором необходимо вычислить значение производной, h - шаг дифференцирования, равный в нашем случае пространственному разрешению инструмента HMI/SDO. Величина градиента магнитного поля вычислена в единицах Гс км^{-1} . Выбор окна дифференцирования в пять точек обусловлен тем, что при дифференцировании по меньшему количеству точек, получаемые результаты будут сильно зашумлены, а дифференцирование по большему количеству точек приведет к потере части значимой информации.

Реализация первого подхода позволяет построить детализированную карту распределения величины $\nabla_{\perp} B_z$ на заданном уровне солнечной атмосферы. Пример подобной карты, вычисленный на основании данных о пространственном распределении на уровне фотосферы Солнца B_z -компоненты вектора магнитного поля, представлен на рис.1. Жирной белой кривой на рисунке обозначены границы АО (маска bitmap, поставляемая с пакетом магнитографических данных инструмента HMI/SDO) на прямоугольной SHARP-магнитограмме. Параметры, описывающие поперечную составляющую градиента

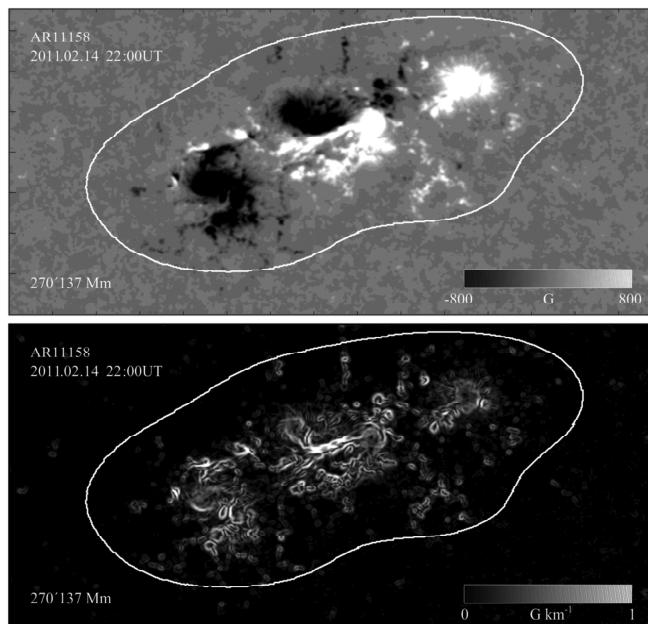


Рис.1. Вверху - магнитограмма вертикальной B_z составляющей вектора магнитного поля области NOAA 11158 анализируемой выборки. Внизу - карта распределения величины $\nabla_{\perp} B_z$, вычисленная с применением современного подхода. Жирной белой кривой обозначены границы АО.

продольного магнитного поля, вычислялись только в пикселях, лежащих внутри жирной белой кривой.

В качестве первого параметра, описывающего градиент продольного магнитного поля, была выбрана средняя по АО величина $\nabla_{\perp} B_z$:

$$\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle = \frac{(\Sigma \nabla_{\perp} B_z)_{i,j,bitmap}}{N_{bitmap}}, \quad (3)$$

где числитель дроби представляет собой сумму значений величины $\nabla_{\perp} B_z$ в каждом пикселе внутри маски bitmap, а знаменатель содержит общее количество пикселей в маске.

Параметр $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ вычислен для каждой АО анализируемой выборки и для каждой магнитограммы за время мониторинга области. Временные изменения величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ сопоставлены в каждом случае с динамикой вспышечной продуктивности АО. Несколько типичных графиков временных вариаций величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ представлены на рис.2 и рис.3. На рис.2 показана динамика параметра $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ для трех АО с низкой активностью, на рис.3 - для трех областей с высокой активностью. Также на графиках показана динамика суммарного беззнакового магнитного потока (серая двойная кривая) и данные космического аппарата GOES-15 о потоке рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8 Å на орбите Земли (тонкая черная кривая). Указаны рентгеновские классы наиболее мощных вспышек (рентгеновского класса M1.0 и выше), ассоциированных с исследуемой АО за время ее мониторинга.

Из графиков представленных на рис.2 и рис.3 видно, что величина $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ мало различается для областей с низкой и высокой активностью. Объяснить это можно тем, что параметр $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ является зависимым от площади АО (см. выражение (3)).

Еще одним параметром, который может характеризовать поперечную составляющую градиента продольного магнитного поля, является ее максимальное значение. Однако к данной характеристике нужно относиться крайне осторожно: учитывая, что шаг дифференцирования составляет порядка 360 км (пространственное разрешение HMI/SDO), в отдельных случаях максимальное значение величины $\nabla_{\perp} B_z$ может находиться в пространстве между двумя соседними пикселями с близкими значениями величины поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля. Учитывая данное обстоятельство, было принято решение сделать параметром, описывающим поперечную составляющую градиента продольного магнитного поля не максимальное значение градиента, а среднюю величину градиента продольного магнитного поля пикселов, окружающих пикセル с максимальным значением величины $\nabla_{\perp} B_z$:

$$\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle = \frac{1}{9} \left(\nabla_{\perp} B_z^{x-1,y+1} + \nabla_{\perp} B_z^{x,y+1} + \nabla_{\perp} B_z^{x+1,y+1} + \nabla_{\perp} B_z^{x-1,y} + \nabla_{\perp} B_z^{x,y} + \right. \\ \left. + \nabla_{\perp} B_z^{x+1,y} + \nabla_{\perp} B_z^{x-1,y-1} + \nabla_{\perp} B_z^{x,y-1} + \nabla_{\perp} B_z^{x+1,y-1} \right), \quad (4)$$

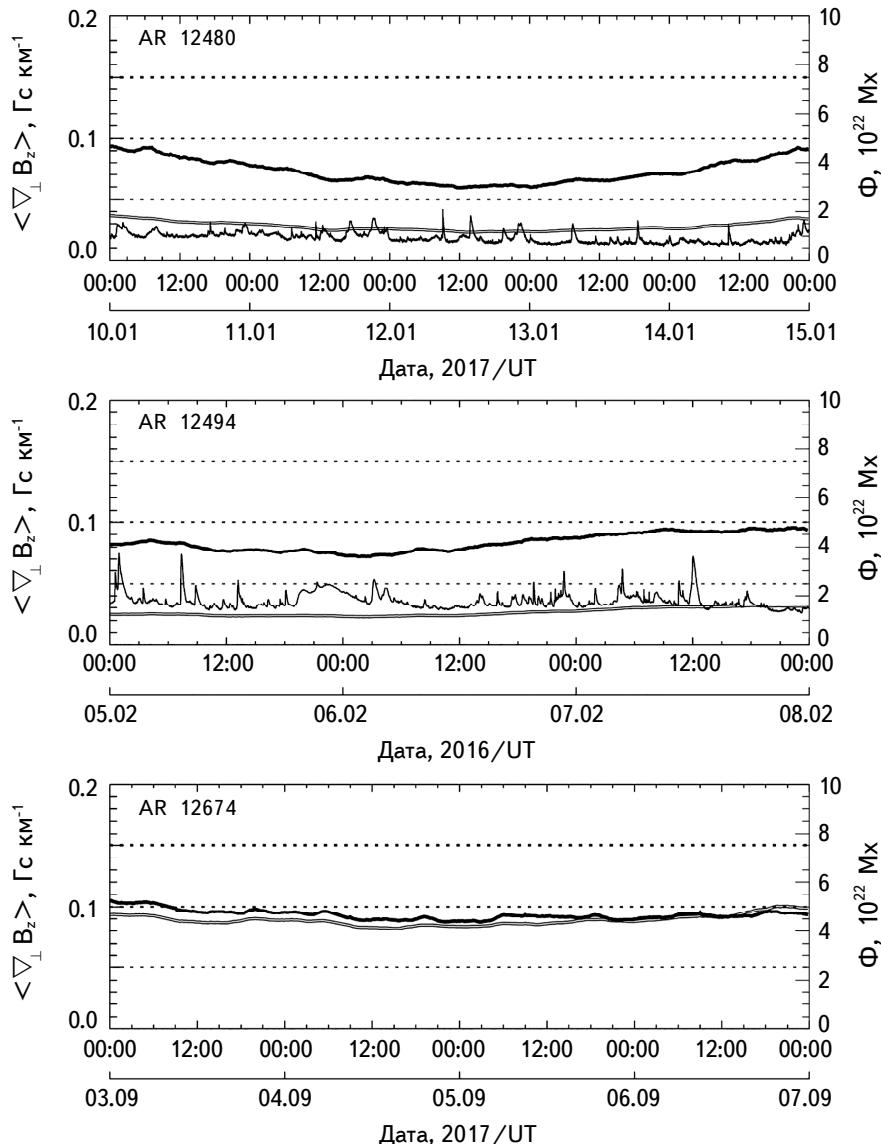


Рис.2. Динамика величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ (черная жирная кривая) для областей NOAA 12480, 12494 и 12674 анализируемой выборки с низкой вспышечной активностью. Серой двойной кривой показаны временные вариации суммарного беззнакового магнитного потока области, тонкой черной кривой - поток рентгеновского излучения Солнца в диапазоне длин волн 1-8 Å на орбите Земли (по данным космического аппарата GOES-15). Горизонтальные штриховые линии разной интенсивности обозначают уровень рентгеновского излучения, соответствующий вспышке рентгеновского класса C1.0 (нижняя), M1.0 (средняя), X1.0 (верхняя).

где x, y - координаты пикселя с максимальным значением величины $\nabla_{\perp} B_z$.

Величина $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ вычислена для каждой АО анализируемой выборки и для каждой магнитограммы за время мониторинга области. Временные изменения параметра $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ сопоставлены в каждом случае с динамикой вспышечной продуктивности АО. Типичные графики временных вариаций параметра $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ для трех областей анализируемой выборки с низкой

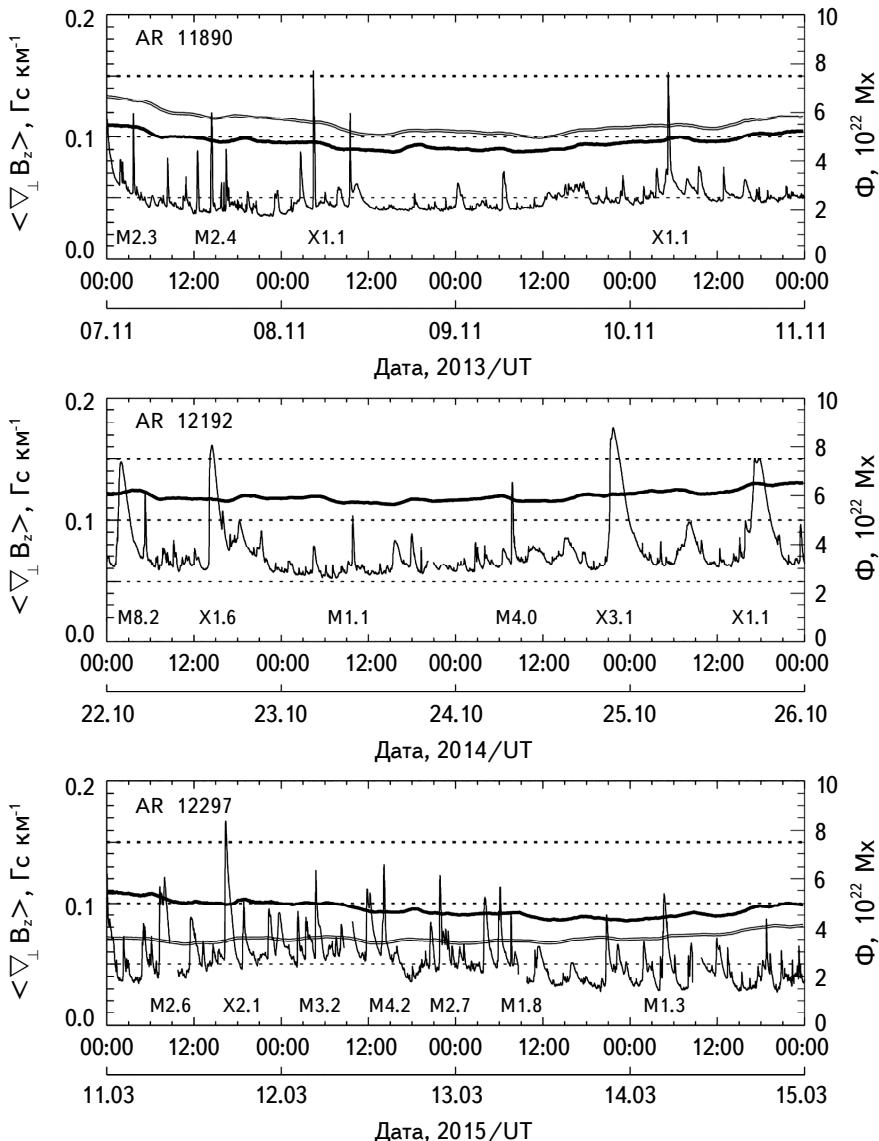


Рис.3. То же, что и на рис.2, но для областей NOAA 11890, 12192 и 12297 анализируемой выборки с высокой вспышечной продуктивностью. В каждом случае указаны рентгеновские классы наиболее мощных вспышек, ассоциированных с исследуемой АО.

активностью представлены на рис.4, для трех областей с высокой активностью - на рис.5. На графиках показана динамика суммарного беззнакового магнитного потока (серая двойная кривая) и данные космического аппарата GOES-15 о потоке рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8 Å на орбите Земли (тонкая черная кривая). Указаны рентгеновские классы

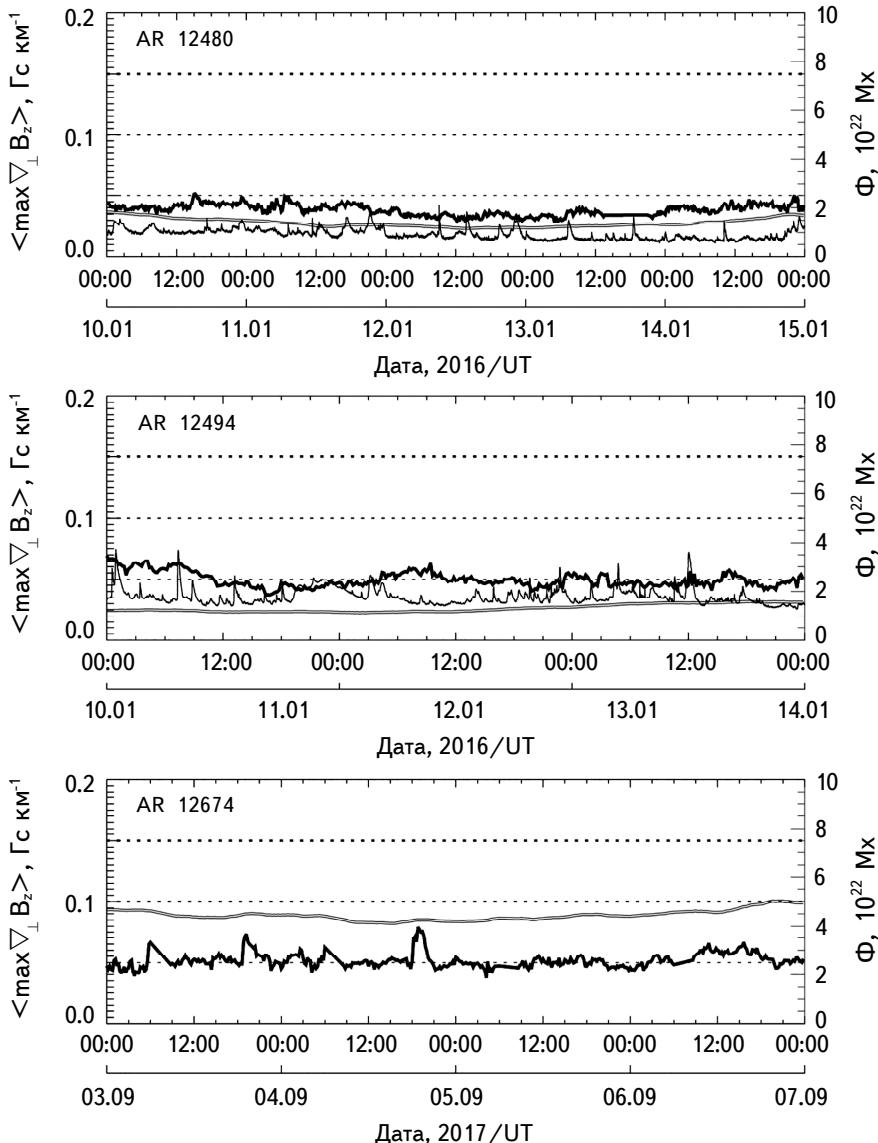


Рис.4. Динамика величины $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ (черная жирная кривая) для областей NOAA 12480, 12494 и 12674 анализируемой выборки с низкой вспышечной активностью. Остальные обозначения те же, что и на рис.2.

наиболее мощных вспышек (рентгеновского класса M1.0 и выше), ассоциированных с исследуемой АО за время ее мониторинга.

Как следует из графиков, представленных на рис.4 и рис.5, величина $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ является более информативной, чем $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$. Действительно, в подавляющем большинстве рассмотренных случаев, в областях с высокой вспышечной активностью этот параметр имеет более высокие значения и

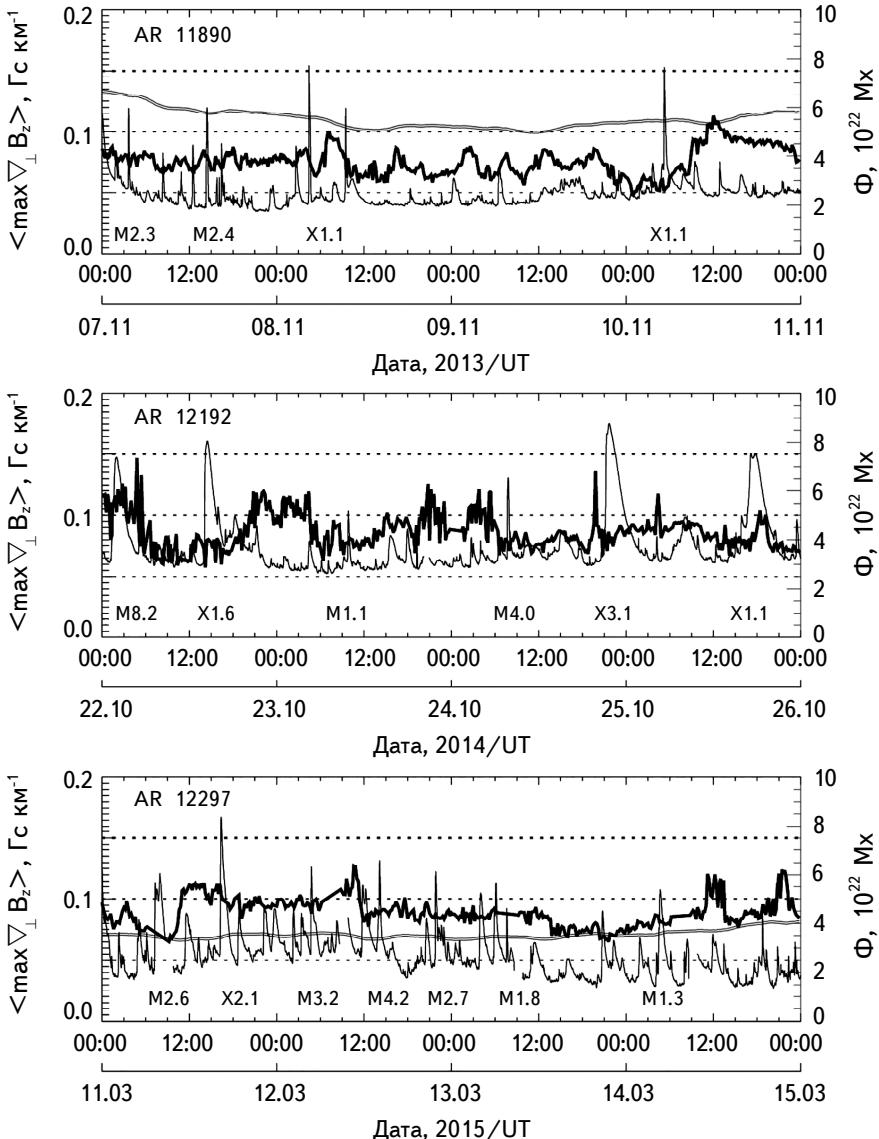


Рис.5. То же, что и на рис.4, но для областей NOAA 11890, 12192 и 12297 анализируемой выборки с высокой вспышечной продуктивностью. В каждом случае указаны рентгеновские классы наиболее мощных вспышек, ассоциированных с исследуемой АО.

претерпевает более существенные временные вариации, чем в областях с низкой активностью.

3.2. Классический подход к вычислению поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля. Второй подход к вычислению величины $\nabla_{\perp} B_z$ - классический. Поскольку магнитографы ранних моделей имели существенно более низкое пространственное разрешение, чем современные инструменты подобного класса, построить детализированные карты пространственного распределения поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля было невозможно. В таких условиях величина $\nabla_{\perp} B_z$ вычисляется между парами пятен в АО (холмами магнитного поля) как абсолютное значение разности максимальных (минимальных) значений напряженности магнитного поля в пятнах $B_{z_{imax}}$, $B_{z_{jmax}}$, разделенное на расстояние между точками с максимальными (минимальными) напряженностями магнитного поля в этих пятнах $r \equiv \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$:

$$\nabla_{\perp} B_z = \frac{|B_{z_{imax}} - B_{z_{jmax}}|}{\sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}}. \quad (5)$$

Пусть имеется некая АО, в которой можно выделить несколько пятен с сильными магнитными полями (рис.6). Магнитное поле в пятне подразумевается сильным, если максимальная его напряженность (абсолютное значение) превышает 1600 Гс. Это значение получено следующим образом: отсекаются магнитные поля, которые ниже удвоенного значения магнитного поля, типичного для полутени развитого пятна (± 800 Гс). Можно было бы поступить иначе: отсечь магнитные поля с абсолютным значением ниже 1000 Гс (минимальное магнитное поле в развитом пятне). В таком случае, помимо основных пятен, занимающих значительную площадь, мы получили бы и большое количество мелких структур. Затем потребовалось бы отсечь мелкие пятна, площадь которых меньше некоторого порога в n пикселей. Однако в данном случае сразу же возникает вопрос о том, какое минимальное количество пикселей должно занимать пятно, чтобы возникла необходимость его учета при вычислении градиента магнитного поля и как аргументировать именно этот порог.

Выделив отдельные пятна в АО, далее непосредственно приступаем к вычислению градиентов между каждой парой пятен, используя выражение (5). Изначально рассчитываем градиенты продольного магнитного поля между первым пятном и последующими (черные стрелки на верхней панели рис.6), далее - между вторым пятном и последующими (темно-серые стрелки на верхней панели рис.6) и т.д. Очевидно также, что $\nabla_{\perp} B_z(1 \rightarrow 2) \equiv \nabla_{\perp} B_z(2 \rightarrow 1)$, $\nabla_{\perp} B_z(1 \rightarrow 3) \equiv \nabla_{\perp} B_z(3 \rightarrow 1)$ и т.д. Поэтому величина поперечной составляю-

шей градиента магнитного поля между пятнами в таких случаях рассчитывалась только один раз.

Получив для магнитограммы исследуемой АО значения величин $\nabla_{\perp} B_z$ для всех пар пятен, из совокупности значений величины $\nabla_{\perp} B_z$ выбирается максимальное (обозначим его как $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$) для данного момента времени. Параметр $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ вычисляется для каждой АО анализируемой выборки за весь временной интервал ее мониторинга. Далее строится график временных вариаций величины $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$. Примеры таких графиков представлены на рис.7 (для трех областей анализируемой выборки с низкой активностью) и рис.8 (для трех областей с высокой активностью). Также показан поток рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1-8 Å на орбите Земли (черная тонкая кривая, данные космического аппарата GOES-15). Указаны рентгеновские классы наиболее мощных вспышек (рентгеновского класса не

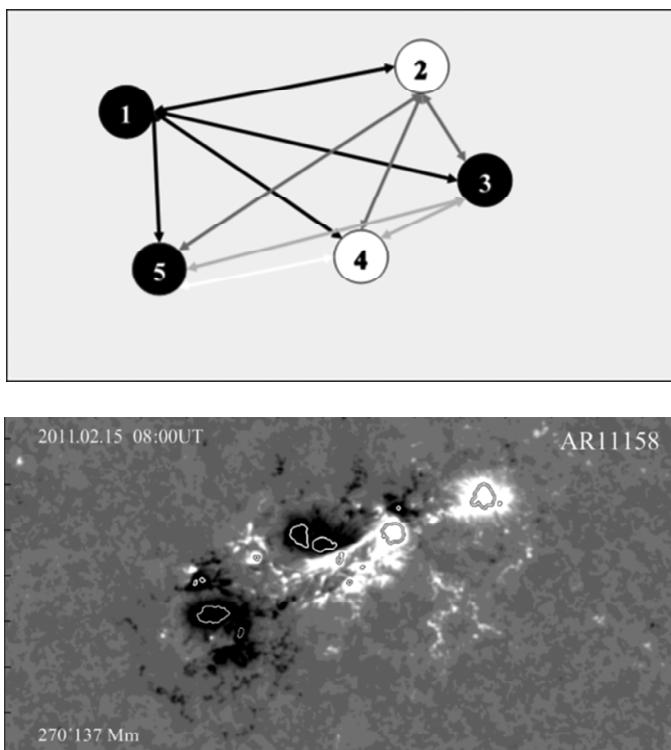


Рис.6. Вверху - схема работы IDL-кода, позволяющего вычислять поперечную компоненту градиента продольного магнитного поля между парами пятен (холмами магнитного поля) в АО, применяя классический подход к вычислению градиента магнитного поля (более детально см. текст). Внизу - результат работы IDL-кода по выделению холмов магнитного поля на примере магнитограммы области NOAA 11158 на момент времени 08:00UT 15 февраля 2011г. Светлыми контурами на карте обозначены области с абсолютной напряженностью магнитного поля выше 1600 Гс.

ниже M1.0), ассоциированных с исследуемой АО за время ее мониторинга.

Анализируя графики, представленные на рис.7 и рис.8, можно сказать следующее:

1) Величина $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ в областях с низкой активностью меньше, чем в областях с высокой вспышечной активностью.

2) Динамика величины $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ в большинстве рассмотренных случаев больше в областях с высокой активностью. На графиках рис.8 можно заметить весьма существенные скачки величины $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$, которые, вероятно, обусловлены эволюцией магнитного поля в АО. Подобные изменения могут быть связаны либо с распадом одного из двух пятен, между которыми программа ранее определяла максимальное значение градиента магнитного поля, и, соответственно, переход на иную пару пятен (в этом случае наблюдается скачкообразное уменьшение величины $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ на графике), или же всплытием нового магнитного потока с достаточно высокой напряженностью магнитного поля вблизи одного из пятен (в таком случае наблюдается скачкообразное нарастание величины $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$).

Крайне интересным стало обнаружение для области NOAA 11283 (см. рис.8) временной задержки в 19 ч между стабильным нарастанием величины $\max(\nabla_{\perp} B_z)$ и началом развития вспышки рентгеновского класса M5.3, первой из серии мощных вспышечных процессов. В предыдущей работе [31] близкие результаты были получены также для областей NOAA 11158 и 12673 (здесь временная задержка составляла 23-25 ч). Этот результат также хорошо согласуется с данными, полученными при изучении локальных вертикальных электрических токов [33]. Таким образом, можно сделать вывод о характерном времени порядка 18-20 ч, которое, вероятно, необходимо для накопления энергии непотенциальных магнитных полей и ее передачи в верхние слои солнечной атмосферы. Полученный результат может быть использован как предиктор роста вспышечной активности АО в краткосрочном (с заблаговременностью порядка суток) прогнозе космической погоды.

4. Выводы и обсуждение. На статистически значимой выборке из 75 АО 24-го цикла солнечной активности, обладающих разным уровнем вспышечной продуктивности, определены параметры, характеризующие величину поперечной составляющей градиента продольного магнитного поля $\nabla_{\perp} B_z$, изучена их динамика за время мониторинга АО. Получены следующие результаты:

1. Средняя по АО величина $\nabla_{\perp} B_z$ и ее динамика мало отличается для областей с низкой и высокой активностью: для подавляющего большинства областей анализируемой выборки данный параметр находится в диапазоне значений 0.08-0.12 Гс км^{-1} . Полученный результат можно объяснить

зависимостью величины $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ от площади АО.

2. Средняя величина $\nabla_{\perp} B_z$ в окрестности его максимального значения $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ и ее динамика в подавляющем большинстве рассмотренных случаев больше в областях с более высоким уровнем вспышечной продуктивности.

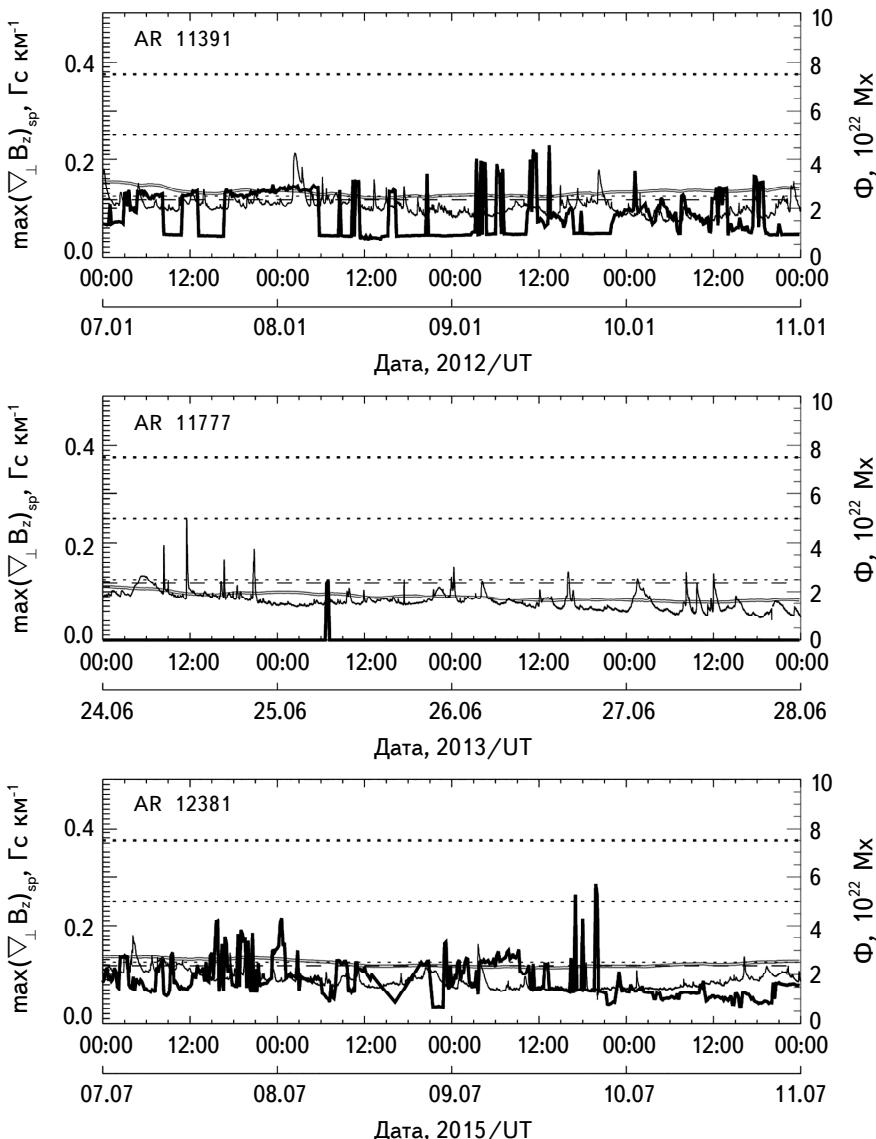


Рис.7. Динамика величины $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ (черная жирная кривая) для областей NOAA 11391, 11777 и 12381 анализируемой выборки с низкой вспышечной активностью. Остальные обозначения те же, что и на рис.2.

3. Численные значения величины $\nabla_{\perp} B_z$ между пятнами $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle_{sp}$ и ее динамика в подавляющем числе рассмотренных случаев больше в областях с более высоким уровнем вспышечной продуктивности.

4. В области NOAA 11283 изучение динамики параметра $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle_{sp}$

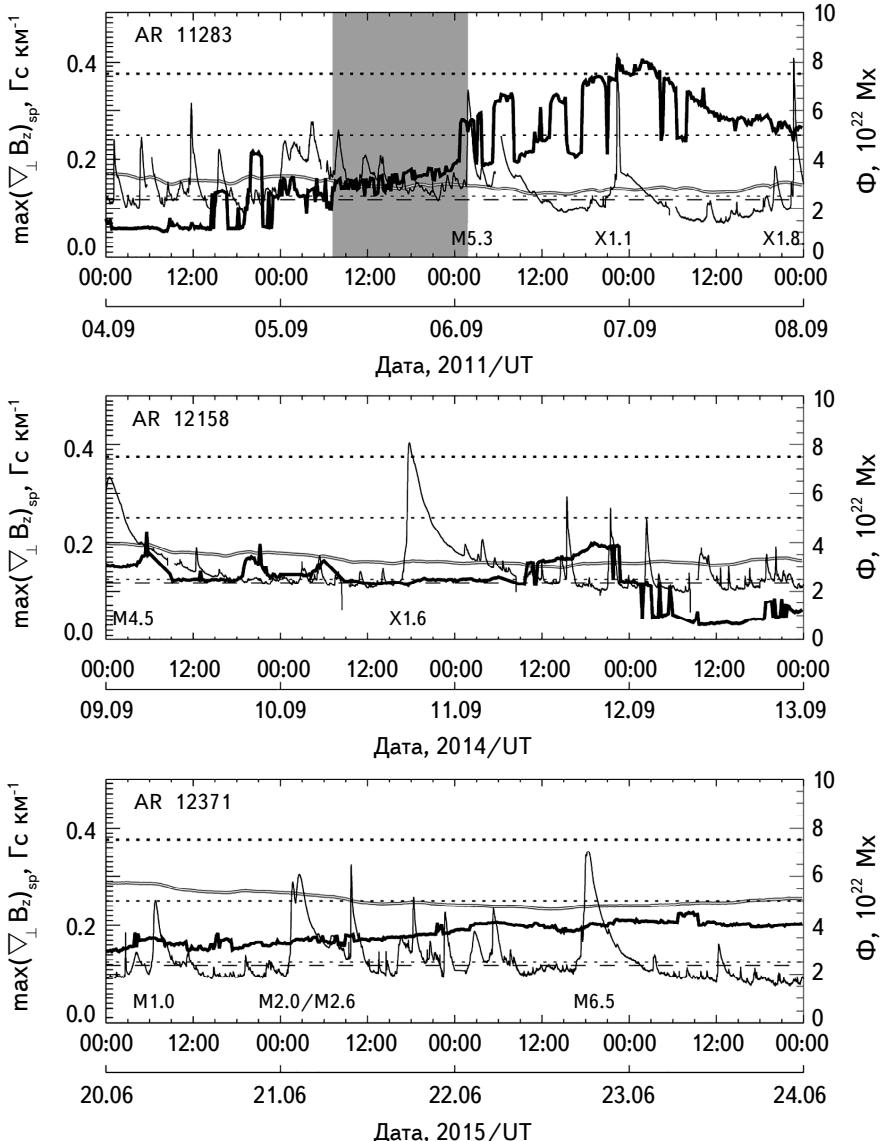


Рис.8. То же, что и на рис.7, но для областей NOAA 11283, 12158 и 12371 анализируемой выборки с высокой вспышечной продуктивностью. В каждом случае указаны рентгеновские классы наиболее мощных вспышек, ассоциированных с исследуемой АО. Для области NOAA 11283 интервал стабильного нарастания величины $\max(\nabla_{\perp} B_z)_{sp}$ отмечен на графике серым цветом.

позволило обнаружить временную задержку порядка 19 ч между стабильным нарастанием величины $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle_{sp}$ и началом развития первой (рентгеновский класс M5.3) из серии мощных вспышек.

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 проявленный к работе интерес. 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. I. CALCULATION METHODS AND DYNAMICS OF SELECTED PARAMETERS

Yu.A.FURSYAK

The aim of this work is to study the dynamics of parameters describing the transverse component of the longitudinal magnetic field gradient $\nabla_{\perp} B_z$ in active regions (ARs) with different levels of flare productivity. The data obtained by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) was used to analyse 75 ARs of the 24th cycle of solar activity. To calculate the value of $\nabla_{\perp} B_z$, two approaches are applied - modern and classical. In each case, the parameters describing the quantity $\nabla_{\perp} B_z$ in the AO are determined. For the modern approach, these are the $\nabla_{\perp} B_z$ AR-averaged value $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ and the $\nabla_{\perp} B_z$ average value in the vicinity of the point with its maximum value $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$, for the classical approach is the maximum value between pairs of spots in the AR $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle_{sp}$. The dynamics of the selected parameters during the monitoring time of each of the ARs of the analyzed sample was studied. It is shown that: 1. The scatter of $\langle \nabla_{\perp} B_z \rangle$ values is small (for the vast majority of the studied ARs it is within $0.08\text{--}0.12 \text{ G km}^{-1}$) and differs little for ARs with low and high flare productivity. 2. Numerical values of the parameter $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle$ and its dynamics in the overwhelming majority of cases considered are greater in ARs

with a higher level of flare productivity. 3. The numerical values of the parameter $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle_{sp}$ and its dynamics are greater in ARs with a higher level of flash productivity. 4. In AO NOAA 11283, a stable increase in the value of $\langle \max \nabla_{\perp} B_z \rangle_{sp}$ was recorded approximately 19 hours before the development of the first of a series of high X-ray classes flares.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Б.Северный, Некоторые проблемы физики Солнца, М., Наука, 1988.
2. G.D.Fleishman, A.A.Pevtsov, Electric Currents in Geospace and Beyond, 43, 2018.
3. G.E.Hale, Astrophys. J., **28**, 315, 1908.
4. H.W.Babcock, Astrophys. J., **118**, 387, 1953.
5. Н.С.Никулин, А.Б.Северный, В.Е.Степанов, Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв., **19**, 3, 1958.
6. Б.А.Иошпа, В.Н.Обридко, Солнечные данные, **3**, 54, 1965.
7. Р.Н.Ихсанов, Ю.П.Платонов, Солнечные данные, **11**, 78, 1967.
8. Д.А.Кузнецов, Г.В.Куклин, В.Е.Степанов, Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, **1**, 80, 1966.
9. R.H.Lee, R.M.Rust, H.Zirin, Applied Optics IP, **4**, 1081, 1965.
10. W.C.Livingston, Astrophys. J., **153**, 929, 1968.
11. А.Б.Северный, Астрон. ж., **33**, 74, 1956.
12. А.Б.Северный, Астрон. ж., **34**, 684, 1957.
13. А.В.Брунс, Н.С.Никулин, А.Б.Северный, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **33**, 80, 1965.
14. Н.С.Никулин, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **36**, 76, 1967.
15. J.L.Leroy, Ann. Astrophys., **25**, 127, 1962.
16. А.Б.Северный, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **33**, 3, 1965.
17. Б.А.Иошпа, Э.И.Могилевский, Солн. Активность, **2**, 118, 1965.
18. В.А.Котов, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **41-42**, 67, 1970.
19. Е.А.Барановский, В.Е.Степанов, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **21**, 180, 1959.
20. А.Б.Северный, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **20**, 22, 1958.
21. А.Б.Северный, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **22**, 12, 1960.
22. С.И.Гопасюк, М.Б.Огирь, А.Б.Северный и др., Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **29**, 15, 1963.
23. А.М.Зверева, А.Б.Северный, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **41-42**, 97, 1970.

24. *Y.Avignon, M.J.Martres, M.Pick*, Ann. Astrophys., **27**, 23, 1964.
25. *C.Caroubalos*, Ann. Astrophys., **27**, 333, 1964.
26. *A.B.Severny, N.N.Stepanyan, N.V.Steshenko*, NOAA Solar-Terrest. Prediction Proc., **1**, 72, 1979.
27. *А.Т.Алтынцев, В.Г.Банин, Г.В.Куклин и др.*, Солнечные вспышки, М., Наука, 1982.
28. *P.H.Scherrer, J.Schou, R.I.Bush et al.*, Solar Phys., **275**, 207, 2012.
29. *W.D.Pesnell, B.J.Thompson, P.C.Chamberlin*, Solar Phys., **275**, 3, 2012.
30. *T.Kosugi, K.Matsuzaiki, T.Sakao et al.*, Solar Phys., **243**, 3, 2007.
31. *Ю.А.Фурсяк*, Изв. Крымск. Астрофиз. Обс., **118**, 39, 2022.
32. *M.B.Bobra, X.Sun, J.T.Hoeksema et al.*, Solar Phys., **289**, 3549, 2014.
33. *Yu.A.Fursyak, V.I.Abramenko, A.S.Kutsenko*, Astrophysics, **63**, 260, 2020.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-591

NOVEL PLANETARY SIGNATURES FROM THE DARK UNIVERSE

K.ZIOUTAS¹, V.ANASTASSOPOULOS¹, A.ARGIROU¹, G.CANTATORE²,
S.CETIN³, A.GARDIKIOTIS^{1,4}, H.HARALAMBOUS⁵, M.KARUZA⁶,
A.KRYEMADHI⁷, M.MAROUDAS^{1,4}, A.MASTRONIKOLIS⁸,
C.OIKONOMOU⁵, K.OZBOZDUMAN⁹, Y.K.SEMERTZIDIS¹⁰,
M.TSAGRI¹, I.TSAGRIS¹

Received 12 May 2023

Accepted 28 November 2023

"Dunkle Materie" (DM) came from unexpected cosmological observations. Nowadays within our solar system, diverse observations also defy conventional explanations, like the main physical process(es) underlying the heating of the different solar atmospheric layers. Streaming DM offers a viable common scenario following gravitational focusing by the solar system bodies. This fits as the underlying process behind the solar cycle, which was the first signature suggesting a planetary dependency. The challenge, since 1859, is to find a remote planetary impact, beyond the extremely feeble planetary tidal force. We stress the possible involvement of an external impact by some overlooked "streaming invisible matter", which reconciles all investigated mysterious observations mimicking a not extant remote planetary force. Unexpected planetary relationships exist for both the dynamic Sun and Earth, reflecting multiple signatures for streaming DM. The local reasoning a la Zwicky is also suggestive for searches including puzzling biomedical phenomena. Favourite DM candidates are anti-quark-nuggets, magnetic monopoles, dark photons, or the composite "pearls". Then, anomalies within the solar system are the manifestation of the dark Universe. The tentative streaming DM scenario enhances spatiotemporally the DM flux favouring conditions for direct DM detection or extracting energy from the not-so-invisible as anticipated dark sector.

Keywords: *planetary relationship: dark sector: invisible matter: gravitational focusing*

1. *Introduction.* The discovery of "Dunkle Materie" (DM) by Fritz Zwicky came from unexpected cosmological observations. Today we know that our Universe is dominated by a mysterious DM. Its name is synonymous with the widely used definition, namely: DM does not emit or absorb or reflect electromagnetic radiation, making it difficult to detect. Following the reasoning of this work, this definition is misleading. Because, as we present here, several counter-examples might be caused by DM, while, at first sight, contradicting the definition of DM. Our working hypotheses are: Planetary (and solar) gravitational effects on the non-relativistic "invisible massive particles" can be focused on solar and planetary atmospheres (Fig.1). They also might interact "strongly", i.e., they can have a large cross-section with normal matter and radiation; such DM constituents

interact already in the outer atmosphere. Therefore, the screening by the upper atmospheric region is significant, strongly suppressing possible signals in deep underground experimental sites.

With time, a planetary alignment with an incident invisible stream will repeat provided the stream lasts much longer than the corresponding planetary periodicity. Often, an observed periodicity reflects either a single planetary orbital period or a synod of two or more planets, resulting in a signal enhancement. For example, the 11 years solar cycle coincides with the well-established synod of Jupiter-Earth-Venus. This probably not random coincidence was suggestive for the streaming DM scenario as it was proposed in [1] and underpinned by several follow-up signatures in solar and terrestrial observations along with long series of medical data on diagnosed melanomata (a type of skin cancer) [2-7]. A planetary correlation of any observable is then the novel signature for the dark sector, even though there is not a remote planetary force beyond the extremely feeble and smooth tidal force. Fortunately, for the streaming DM scenario, the gravitational deflection of an invisible stream depends inversely proportional to its velocity squared [8]. This favors enormously non-relativistic speeds like the ones widely assumed for the constituents of the dark Universe ($v \sim 0.001 c$).

This scenario makes also any exo-solar planetary system of potential interest, since, as for the solar system, they also consist of orbiting gravitational lenses being probably appropriate to gravitationally focus constituents from the dark sector (whatever they are made of). After all, gravitational lensing depends considerably on the velocity of particles. In fact, even the Moon can focus DM particles on the Earth with velocities up to about 400 km/s covering thus a large fraction of the DM phase space [3,9,10]. Notice, throughout this work we often refer to "invisible matter", to distinguish it from the widely used DM which mainly refers to the celebrated candidates like axions and WIMPs.

The planetary gravitational lensing effects within the solar system become enormous only if invisible matter consists, at least partly, in the form of streams. Interestingly, recent cosmological considerations [11] arrived at a very large number of "fine-grained" DM streams in our Galaxy (up to $\sim 10^{14}$). Thus, to explain unusual or anomalous observations in our vicinity, we also converge on the existence of streaming "invisible matter" (see e.g. [1,3]). Notice that an invisible streaming scenario is suggested also by cosmological considerations [11,12], which are founded on a different reasoning. *A posteriori* we conclude that both findings, namely anomalous observations within the solar system, or the cosmological "fine-grained" axion streams, while they are based on a different logic, both converge towards streaming DM, or invisible matter that includes also other theoretically not yet foreseen candidates from the dark sector.

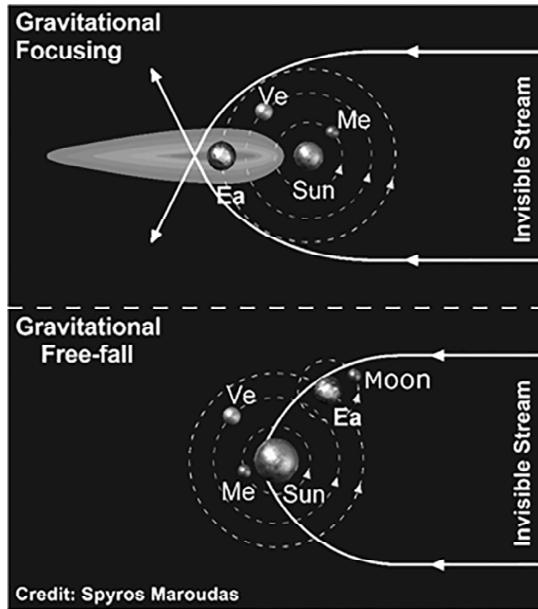


Fig.1. Schematic representation of gravitational focusing effects of a DM stream by the solar system. (Top) gravitational focusing by the inner solar system. In this configuration, the galactic center is on the right side and in the opposite direction of the incident invisible stream; (Bottom) the free-fall effect of incident low-speed streams may dominate planetary gravitational focusing towards the Sun since the flux enhancement increases with $(v_{\text{escape}}/v_{\text{incident}})^2$, with v_{escape} being the escape velocity from the Sun and v_{incident} the initial particle velocity far away from the Sun. The flux towards Earth can also be gravitationally modulated by intervening planets. The Moon focuses particles towards the Earth with an incident velocity near the Moon up to ~ 400 km/s [3,8-10].

2. Some striking signatures. The underlying idea behind this work goes along with the reasoning used by Zwicky that has led to the discovery of DM on cosmological scales. Namely, in the last ~ 160 years, starting with the quasi ubiquitous 11 years solar cycle, several unexpected energetic observations within the solar system defy conventional explanation (see e.g. [3]). This could be due to the dark Universe [1], whose manifestation at small scales has been overlooked. Driven by observation, we converge on a class of "invisible" particle candidates from the dark sector, which could interact with a large cross-section with normal matter and are different than the parameter phase space for axions and WIMPs following failed direct searches since a few decades. In fact, we conclude that although axions or WIMPs are not fitting in, they remain inspiring.

Thus, the striking mysterious heating of the solar corona with its unnatural step-like temperature inversion, the unpredictable solar activity, the dynamic Earth's atmosphere, and other observations might all arise from otherwise invisible streams giving rise to spatiotemporally strong flux enhancements due to gravita-

tional lensing effects, within the solar system, by one or more solar system bodies, including the Sun [3]. The underlying dark constituents can be of diverse nature, being eventually theoretically not yet introduced, which makes their identification even more challenging (see below).

Energetic observations include the unpredictable flaring Sun, its irradiance, and more generally Sun's dynamical behavior [3,13] as it is manifested by the widely accepted proxy for the dynamic Sun using the solar radio line (F10.7) at 10.7 cm wavelength. The most energetic planetary relationship is the Sun's size variation during one solar cycle [13] by about 1 km, with the relative size variation being at the level of $\sim 10^{-6}$. Of note, the required energy to lift 1 km thin layer of the photosphere ($\rho \approx 10^{-7}$ gram/cm³) by 1 km, is enormous ($\sim 10^{30}$ ergs). In addition, a remarkable planetary dependence of the Sun's elemental composition is observed [3,14], which makes a widely discussed issue more of a riddle within known physics; this resembles the planetary relationship observed for solar EUV irradiation above ~ 20 eV photon energy, which is another manifestation of the otherwise still mysterious solar corona heating [15]. Similarly, the elemental magnetic bright points on the solar surface also show planetary relationships [3]. R.Wolf (1859) with his sunspots observation (see [3] and [7] therein) was the first to suspect a planetary cause behind the workings of the Sun [1], though with the underlying process remaining elusive within known physics.

In addition to the otherwise unexpected planetary relationships of various solar observables, also several nearby terrestrial anomalous phenomena occur in our upper atmosphere, which is known since the 1930s. For example, what is the mechanism behind the ionosphere's dynamical behavior that shows also unexpected planetary relationship [2]? To put it differently, why is there annually about 25% more atmospheric ionization around December than six months apart around June? This anomaly is known since 1937 [16]. We recall two extraordinary facts about the ionosphere: (A) The ionosphere is the most outer terrestrial region that is directly exposed to outer space. Then, any "invisible" constituents from the dark Universe may appear first up there, if they interact with normal matter with a large cross-section (see e.g. [17]). Interestingly, this is still possible for DM constituents following recent publications [17]. Therefore, this requirement is not invented here just to support the assumed scenario of this work. In contrast, we recall that the deep underground direct DM searches address extremely feebly interacting DM particles due to the screening of "strongly" interacting dark constituents by the overhead Earth's layers including its atmosphere. (B) Some cross-disciplinary observations of societal relevance, while the ionosphere is occasionally also involved:

- 1) The not randomly appearing Earthquakes [14,18], probably happen by accumulating energy deposition inside the Earth, triggering finally an Earthquake,

occurring somehow similar to the aforementioned solar radius variation over relatively long-time intervals. Apparently, it is not necessary for the invisible stream(s) or clusters (see e.g., [19,20]) to provide spatiotemporally confined the entire energy liberated during an Earthquake. Though, it can be the external trigger for an Earthquake to occur. Remarkably, during the largest Earthquakes, also the ionosphere's plasma state changes over long distances as has been observed by the orbiting GPS satellites that continuously register the ionospheric plasma for self-calibration purposes [18].

2) Melanoma diagnoses [4-6] show planetary relationships following Mercury's 88 days orbital period. The observed periodic modulation of daily diagnosed melanoma cases strikingly coincides with the lunar geocentric sidereal periodicity of 27.32 days [6]; both periodicities point at a cause of exosolar origin, which fit-in the tentatively predicted streaming invisible matter scenario [1].

Of note, the aforementioned observations have a common feature. Namely, they all show an otherwise unexpected planetary relationship, while there is not some remote planetary force to cause any of the unexpected observations. With time, more and more results emerge following this kind of out-of-the-box approach. This might allow us to finally corner the microscopic nature of the suspected stream(s), being not as "invisible" as it is widely thought to be [3].

Moreover, following the reasoning underlying this work, it is interesting to find out whether similar behavior is encountered in exo-solar planetary systems [21]. With near-Earth exoplanetary systems, one might be able to establish also there similar "exoplanetary" relationships, or even also a cross-correlation with the dynamical behavior of our solar system. Such observations have the potential to expand our horizon within our Galaxy as well as towards the dark Universe, validating the actual working hypotheses behind such a scenario.

In this work, we pinpoint a simple feature as the common signature behind such observations within the solar system. For example, the widely discussed dark sector constituents with a velocity around $\sim 0.001 c$, while being in the form of streams, can be efficiently gravitationally focused or deflected within the solar system [1,2,12,19,20].

3. Energy source and dark matter direct detection. The observations made with long series of data have established also socially relevant results [4-6]. Recently P.Sikivie proposed DM axions as a potential source of clean energy [22]. Though, using the present constraints on axion interaction strength with normal matter as determined by the CAST experiment [22,23], the expected profit is quite small. However, following the diverse peaking planetary relationship for several observables [3,13,14], this proposal deserves further attention, since DM dominates over normal matter in the Universe.

Noticeably, we consider here generic not yet identified DM constituents being eventually more appropriate than axions as a clean energy source. Among the already multiply established planetary dependencies with solar and terrestrial observables [3], some might lead us to spatiotemporally optimum conditions allowing to extract efficiently considerable clean energy. Earth-related time windows of opportunity might be fixed annually, while other planetary peaking relationships can be spread during a year and be more profitable.

We recall that occasional streaming DM flux enhancements due to gravity effects by the solar system bodies can be several orders of magnitude, i.e., amplification factors of up to about 10^5 to 10^8 seem realistic [8,11,24] for reaching a significant converted energy density. For example, in January in the northern hemisphere, the annually peaking stratospheric temperature has been observed live [25,26]. Also, probably more planetary relationships may be discovered, which can be of practical use for energy conversion.

Interestingly, NASA has developed scientific balloons (see [27-30]) which can stay for months in the upper stratosphere with a payload of up to a few tons. This is encouraging for the present reasoning since planetary relationships have already been observed for the upper stratosphere's temperature [7] and the ionosphere's degree of ionization [2]. For the stratosphere [7] a strong peaking planetary relationship has been observed using the orbital positions of Mercury and Venus. In fact, combining Venus and Mercury's orbital positions, a clear peaking relationship for stratosphere's temperature variation in early January in the northern hemisphere [7], might pave the way to:

a) perform DM searches in the upper atmosphere [7,25] contrary to the widely preferred underground searches, and

b) investigations proposed here aiming to establish the optimum conditions to extract energy from occasionally much more invisible matter in the Earth's atmosphere.

The possible use of the upper stratosphere in January as a possible converter of DM to energy is just one example. Future investigations could provide additional places in the atmosphere of potential interest, firstly to search directly for DM, and secondly to extract energy from the dark Universe. Thus, planetary lensing or Earth's gravitational self-focusing have the potential to enhance temporally the local DM flux by up to several orders of magnitude thus providing new perspectives for DM detection and possibly even an alternative clean energy source.

4. Summary. Observationally driven, we conclude here that a planetary relationship can be a key signature pointing on its own at exosolar impact for a certain observable. So far, the only viable common explanation we have for a plethora of observations with diverse behavior combined with an otherwise un-

expected planetary dependency is the gravitational focusing of streaming "invisible" matter from one solar system body to another one, including the Sun and the Moon. We tentatively identify the assumed streams with constituents from the dark Universe, interacting eventually also with a large cross-section with ordinary matter. Now, we only can speculate about the possible particle candidates which are already suggestive for more new searches of otherwise unexpected planetary relationships.

Implications in ongoing or future DM experiments are obvious. Therefore, we urge all experiments searching for direct DM signatures, to perform a statistical re-analysis following the reasoning underlying this approach, or modify their data acquisition procedure accordingly for future measurements [3]. If a planetary dependency is found also in direct DM searches, this will strengthen the concept of "invisible streams" in our vicinity, which can be formed by tidal forces in our galaxy or other neighboring galaxies. Probably, most invisible streams are cosmological in origin [11].

We are aiming to widen the appearance of such new signatures being probably still hidden also to other observations. One day one might decipher the properties of the invisible stream(s). Along these lines of reasoning emerged also the medical observations made with long series of data of cancer diagnoses (= melanoma) [4-6]. Surprisingly, the main two planetary signatures appeared so far in medicine are:

1) The 88 days orbital periodicity of Mercury using mean monthly data from the northern hemisphere (USA) [4], which have been independently confirmed [5]. However, the author did not give the appropriate attention to his analysis, which confirmed our previous results, and this is even for most cancer types, and

2) The sidereal geocentric lunar periodicity (= 27.32 days) using daily melanoma diagnoses data from the southern hemisphere (Australia) [6]. Interestingly, following the planetary scenario and the possible signatures that already have been observed [1-3,13,14,18], the underlying stream(s) can only be exosolar in origin if the periodicity is sidereal since it refers anyhow to a reference frame fixed to remote stars (i.e., outside our solar system). Of course, a DM stream is of cosmic origin, even if it happens to be trapped by the solar system during its birth. Also, this last scenario is of no minor importance for direct DM searches, or for indirect ones following astrophysical/cosmic observations.

In short, a wide diversity of signatures showing also planetary relationships may allow us to identify the otherwise "invisible" components of the dark Universe.

Finally, some favored "invisible candidates" following the observations made thus far, are:

a) Anti-Quark Nuggets (AQNs) as they have been invented in 2003 by Ariel Zhitnitsky [31] (see also [32-35]). These peculiar objects are inspiring many investigations spanning from the origin of the solar corona heating mystery to the

direct detection of fast axions.

b) Magnetic monopoles as their interaction with the ubiquitous magnetic fields make different energy deposition scenarios of potential interest.

c) Dark photons, as they can even resonantly convert to real photons if the local plasma density fits in the rest mass of the hidden photon. Contrary to axions or axion-like particles, the kinetic mixing between real photons with hidden sector photons does not require a magnetic field as a catalyst, and this makes them attractive.

d) Pearls [36,37]. A quantitative investigation as it has been undertaken for the AQNs would clarify whether these composite particles also fit in, at least some of the observations made so far, starting with the mysterious solar corona heating, the unpredictable solar flares, and the entire dynamic and mysterious Sun.

e) Some other constituents to be invented yet, this remains always an option.

5. Conclusion. The expected signal amplification due to gravitational focusing effects by the solar system bodies including the self-focusing effects by the inner Earth [9,10,24] by orders of magnitude might bring the necessary breakthrough not only for the direct DM detection. The interaction strength with normal matter would be large [17], and also only it could open the way for a substantial and clean energy source.

The most inspiring particle constituents fitting in several observations are AQNs, magnetic monopoles, and dark photons. Though, more emerging candidates, like the pearls, should be investigated whether they fit the reasoning of this work. Thus, insisting anomalies/mysteries within the solar system might be the unnoticed manifestation of the dark Universe, and they deserve further attention aiming to identify their elemental composition and properties.

Acknowledgments. We are thankful to Dima Budker for his encouraging words and remarks, who also has pointed out to use some more recent publications. Y.K.S acknowledges support by IBS-R017-D1 of the Republic of Korea.

¹ University of Patras, Physics Department, Patras, Greece, e-mail: Konstantin.Zioutas@cern.ch

² University and INFN Trieste, Trieste, Italy

³ Istinye University, Istanbul, Turkiye

⁴ University of Hamburg, Hamburg, Germany, e-mail: marios.maroudas@cern.ch

⁵ Frederick University, Electrical Engineering Department, Nicosia, Cyprus

⁶ University of Rijeka, Rijeka, Croatia

⁷ Messiah University, Mechanicsburg, PA, USA

⁸ Department of Physics and Astronomy, University of Manchester, Manchester, UK

⁹ Bogazici University, Physics Department, Istanbul, Turkiye

¹⁰ IBS/KAIST, Daejeon, Korea

НОВЫЕ "ПЛАНЕТАРНЫЕ СЛЕДЫ" ТЕМНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

К.ЗИУТАС¹, В.АНАСТАСОПУЛОС¹, А.АРГИРИУ¹, Г.КАНТАТОРЕ²,
С.ЦЕТИН³, А.ГАРДИКИОТИС^{1,4}, Х.ХАРАЛАМБУС⁵, М.КАРУЗА⁶,
А.КРИМАДХИ⁷, М.МАРУДАС^{1,4}, А.МАСТРОНИКОЛИС⁸,
К.ОЙКОНОМУ⁵, К.ОЗБОЗДУМАН⁹, Ю.К.СЕМЕРЦИДИС¹⁰,
М.ЦАГРИ¹, И.ЦАГРИС¹

Понятие темной материи (DM) введено для объяснения неожиданных результатов космологических наблюдений. В настоящее время разные явления, наблюдаемые в нашей солнечной системе, также не поддаются традиционным объяснениям, например, основные физические процессы, лежащие в основе нагрева различных слоев солнечной атмосферы. Концепция потоков DM с их последующей гравитационной фокусировкой телами Солнечной системы предлагает жизнеспособный общий сценарий для понимания таких явлений. Возможно это основной процесс, ответственный за солнечные циклы, у которых были обнаружены первые признаки зависимости от параметров планет. Уже в 1859г. была поставлена задача найти удаленное планетарное воздействие, отличное от чрезвычайно слабой планетарной приливной силы. Мы подчеркиваем возможную причастность внешнего воздействия неучтенного "потока невидимой материи", что согласуется со всеми загадочными наблюдениями, ранее исследованными с привлечением несуществующей удаленной планетарной силы. Множество следов "потоковой" ТМ проявляются в разного рода неожиданных связях, как динамического Солнца, так и Земли. В частности, рассуждение в духе Цвики наводит на размышления о поиске загадочных биомедицинских явлений. Предпочтительными носителями ТМ являются - крупицы антикварковой материи, магнитные монополи, темные фотоны или составные "жемчужины". Таким образом, аномалии внутри Солнечной системы являются проявлениями темной Вселенной. Неявный сценарий потока темной материи расширяет пространственно-временное распределение темной материи, создавая лучшие условия для прямого обнаружения или извлечения энергии из ранее недооцененного темного сектора. Предложенный предварительный сценарий предполагает усиление пространственно-временного потока темной материи, создавая условия для прямого обнаружения темной материи или извлечения энергии из невидимого, как предполагалось, темного сектора.

Ключевые слова: *планетарные отношения: темный сектор: невидимое вещество: гравитационное фокусирование*

REFERENCES

1. *K.Zioutas, M.Tsagri, Y.K.Semertzidis et al.*, Mod. Phys. Lett. A, **29**, 1440008, 2014.
2. *S.Bertolucci, K.Zioutas, S.Hofmann et al.*, Phys. Dark Univ., **17**, 13, 2017.
3. *K.Zioutas, V.Anastassopoulos, A.Argiriou et al.*, Phys. Sci. Forum, **2**, 10, 2021.
4. *K.Zioutas, E.Valachovic*, Biophys. Rev. Lett., **13**, 75, 2020.
5. *K.Zioutas, E.Valachovic, M.Maroudas*, Biophys. Rev. Lett., **14**, 11, 2019.
6. *K.Zioutas, M.Maroudas, S.Hofmann et al.*, Biophys. Rev. Lett., **15**, 275, 2020.
7. *K.Zioutas, A.Argiriou, H.Fischer et al.*, Phys. Dark Univ., **28**, 100497, 2020.
8. *D.H.H.Hoffmann, J.Jacoby, K.Zioutas*, Astropart. Phys., **20**, 73, 2003.
9. *Y.Sofue*, Galaxies, **8**, 42, 2020.
10. *G.Prezeau*, Astrophys. J., **814**, 122, 2015.
11. *A.Kryemadhi, M.Maroudas, A.Mastronikolis et al.*, arXiv:2210.07367 [astro-ph.IM], 2022.
12. *M.Vogelsberger, S.D.M.White*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **413**, 1419, 2011.
13. *K.Zioutas, M.Maroudas, A.Kosovichev*, Symmetry, **14**, 325, 2022.
14. *M.Maroudas*, Ph.D. thesis, Signals for invisible matter from solar-terrestrial observations, University of Patras/Greece, 2022.
15. *K.Murawski, Z.E.Musielak, S.Poedts*, Accepted Astrophys. Space Sci., <https://doi.org/10.48550/arXiv.2211.12289>, 2022.
16. *E.V.Appleton*, Proc. Roy. Soc. London A, **162**, 451, 1937.
17. *T.Emken, R.Essig, C.Kouvaris et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **9**, 70, 2019.
18. *K.Zioutas, V.Anastassopoulos, A.Argiriou et al.*, Proceedings 15th Intern. Conf. on Meteorology, Climatology and Atm. Phys. COMECAP, Ioannina, Greece, p.728, <https://www.conferre.tv/comecap2020>, 2021.
19. *I.I.Tkachev*, Phys. Lett., **261**, 289, 1991.
20. *E.W.Kolb, I.I.Tkachev*, Phys. Rev. Lett., **71**, 3051, 1993.
21. *M.Perryman, K.Zioutas*, arXiv:2106.15408 [astro-ph.GA], 2021.
22. *P.Sikivie*, arXiv:2107.14300 [hep-ph], 2021.
23. *V.Anastassopoulos et al.*, Nature Phys., **13**, 584, 2017.
24. *A.Arza, A.Kryemadhi, K.Zioutas*, Phys. Rev. D, 2023 (in press); arXiv:2212.10905 [hep-ph], 2022.
25. *G.Cantatore, H.Fischer, W.Funk et al.*, arXiv:2012.03353 [hep-ex], 2022.
26. *H.Fischer, X.Liang, A.Zhitnitsky et al.*, Phys. Rev. D, **98**, 043013, 2018.
27. NASA, Scientific Balloons, Types, <https://www.nasa.gov/scientific-balloons/types-of-balloons>, 2022.
28. NASA, Scientific Balloons, overview, <https://www.nasa.gov/scientificballoons/overview>, 2021.
29. *P.Gorham, J.Anderson, P.Bernasconi et al.*, A Roadmap For Scientific Ballooning 2020-2030, 2022.
30. Columbia Scientific Balloon Facility Homepage; <http://www.csbf.nasa.gov/>.

31. *A.Zhitnitsky*, *JCAP*, **2003**, 10, 2003.
32. *A.Zhitnitsky*, *Phys. Dark Univ.*, **22**, 1, 2018.
33. *N.Raza, L. van Waerbeke, A.Zhitnitsky*, *Phys. Rev. D*, **98**, 103527, 2018.
34. *D.Budker, V.V.Flammibaum, A.Zhitnitsky*, *Symmetry*, **14**, 459, 2022.
35. *A.R.Zhitnitsky*, *Mod. Phys. Lett. A*, **36**, 2130017, 2021.
36. *H.B.Nielsen, C.D.Froggatt*, *arXiv:2205.08871 [astro-ph.HE]*, 2022.
37. *H.B.Nielsen, C.D.Froggatt*, *arXiv:2012.00445 [hep-ph]*, 2020.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 66

НОЯБРЬ, 2023

ВЫПУСК 4

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.4-603

VISCOUS RICCI DARK ENERGY COSMOLOGICAL MODELS IN BRANS-DICKE THEORY

M.VIJAYA SANTHI¹, T.CHINNAPPALANaidu^{1,2}, S.SRIVANI MADHU¹

Received 12 May 2023

Accepted 28 November 2023

The whole article deals with the analysis of the cosmic model of Ruban's space-time in the context of a bulk viscosity impact in the form of Ricci dark energy within the framework Brans-Dicke theory. We believe that outer space is filled with dark matter and viscous Ricci dark energy (VRDE) under the pressureless situation. The velocity and rate at which the Universe is expanding are presumed to be proportional to the coefficient of total bulk viscosity, is in the form, $\xi_0 + \xi_1 \dot{a}/a + \xi_2 \ddot{a}/a$, where ξ_0 , ξ_1 and ξ_2 are the constants. To solve the RDE model's field equations, we utilize the relation among the metric potentials and also the power-law relation among the average scale factor $a(t)$ and scalar field ϕ . To examine the evolutionary dynamics of the Universe, we investigate the deceleration parameter q , jerk parameter j , EoS parameter ω_{de} , Om(z), stability of the obtained models through the square speed of the sound v_s^2 , $\omega_{de} - \omega'_{de}$ plane, statefinder parameter planes (r , s) and (q , r) and presented via graphical representation. By the end of the discussion, VRDE model was found to be compatible with the present accelerated expansion of the Universe.

Keywords: *Ruban's metric: Brans-Dicke theory: viscosity: dark energy: Ricci dark energy*

1. Introduction. One of the most fundamental questions in modern theoretical cosmology is, whether the genesis of the Universe was singular or non-singular. This question is equivalent in asking if the Big Bang theory or the Big Bounce theory actually describes the evolution of our Universe. Naturally thinking, the initial singularity described by the Big Bang theory, is a mentally more convenient description, since we can easily imagine a zero sized Universe, with infinite temperature and energy density, and also in which all fundamental interactions are unified under the yet unknown same theoretical framework. Moreover, no one can actually exclude a cyclic cosmological evolution, in which the Universe never shrinks to zero [1,2]. However, modern advanced cosmology is assumed to have begun in 1917 with Albert Einstein's publication of his last correction to General Relativity (GR) in his article "cosmological considerations of the general theory of relativity" [3]. Even over a century, this theory still exists as a valid theory with modifications and exhibits a prominent role in the study of the cosmos. However, for over years, various experiments have unveiled

intriguing new secrets of the Universe, looking deep into space with unprecedented clarity and uncovering the latest advancements in studies about the cosmos [4-6], finding many astonishing facts from the measurement of Supernovae type Ia accompanied by Cosmic Microwave Background Radiation (CMBR) and the large structures [7,8] substantiating that the Universe is in its accelerated expansion state. Two essential components that drive this expansion and the characterization of the cosmos are dark matter (DM) and dark energy (DE). We can pronounce that, DM, which covers about 26% of the total matter density, is accountable for the structure formation and the clustering of galaxies [9-12], whereas DE forming 69% of the cosmic energy with negative pressure is responsible for the accelerated expansion of the Universe and the remaining part of the cosmos is related to the baryonic (visible) matter.

Despite the awareness of the remarkable success of standard cosmology, it is yet unable to resolve the significant issues that include finding the best DE candidate. There are two ways to describe dark energy models. One is a fluid description [13-15] and the other is to describe the action of a scalar field theory. In the former fluid description, we express the pressure as a function of ρ (in more general, and other background quantities such as the Hubble parameter H). On the other hand, in the latter scalar field theory we derive the expressions of the energy density and pressure of the scalar field from the action. The basic candidate for DE can be the cosmological constant Λ , which is associated with the energy vacuum with stable pressure and energy that can be distinguished by the (EoS) $\omega_\Lambda = -1$ [16]. The various cosmological observational data supports the Λ cold dark matter (Λ CDM) model, in which the cosmological constant Λ plays a role of dark energy in general relativity. At the current stage, the Λ CDM model is considered to be a standard cosmological model. However, the theoretical origin of the cosmological constant Λ has not been understood yet [16]. However, two frequent issues "fine-tuning" and "cosmic coincidence" are being faced. Here, the fine-tuning issues call attention to the variation among the theoretical and the observable value of vacuum or cosmological energy constant, whereas the hassle of coincidence is the co-occurrence of DM and DE. A number of models for dark energy to explain the late-time cosmic acceleration without the cosmological constant has been discussed by Bamba et al. [17]. To reduce the persistent cosmological problem and justify the accelerated expansion, some alternative models are suggested by either modifying the right side of field equations of Einstein by considering the specific energy-momentum tensor $T_{\mu\nu}$ forms, which includes quintessence [18], K -essence [19], Chaplygin gas model [20], holographic DE [21,22], new agegraphic dark energy [23] etc., or modifying the left side of field equations of Einstein, we derive the modified gravity that include $f(R)$ gravity [24] and scalar tensor theories [25]. The pioneering research on scalar-

tensor theories has been carried out by Brans and Dicke [26] to include Mach's principle into gravity which is known as Brans-Dicke theory (BDT).

A pragmatic theory of gravity, BDT is predominantly a gravitational theory in which its field is described by the tensor field, which is ascertained by the distribution of mass energy in the Universe and replaces the gravitational constant. This theory has initially put forward in the 1960s as a variant of GR. Contrary to GR, BDT can indeed satisfy all current gravitational experiments and also illustrate intuitively, without the addition of DE to the expansion of the Universe [27-30]. Obviously, as the parameter $\omega \rightarrow \infty$, GR is retrieved from BDT which summons the BDT as universality to GR. Hence, to assure its free fall generality (Equivalence principle), an uncomplicated modification to GR is made maintaining a pure metric relation of matter and gravity [31]. The planetary system observational measure [32] and the phenomenon of accelerated expansion of the cosmos [33] certainly accounted for replacing the gravitational constant with $\phi = 1/8\pi G$ and connecting $\phi(t)$ to gravity with a constant ω . Also, CMB and large scale observational data [34-37] uphold this theory making it stronger than GR with a dynamical framework, that evokes huge curiosity in present-time cosmology. Prasad et al. [38] have studied constraining Bianchi type-V Universe with recent $H(z)$ and BAO observations in BDT of gravitation. Hatkar et al. [39] have worked on viscous holographic dark energy in BDT of gravitation. Shaikh [40] has studied viscous dark energy cosmological models in BDT of gravitation. Koyama [41] has studied testing BDT gravity with screening by scalar gravitational wave memory. Sharif and Majid [42] have studied extended gravitational decoupled solutions in self-interacting BDT. Singh and Soibam [43] have studied anisotropic models with generalized hybrid expansion in BDT of gravity. Hou [44] has studied gravitational memory effects in BDT. Roy et al., [45] have discussed some characteristics of the accelerated expansion of the Universe in the framework of BDT. Sharif and Majid [46] have studied the effects of charge on decoupled solutions in self-interacting BDT. Tahura et al. [47] have investigated the connection between gravitational-wave memory effects, asymptotic symmetries, and conserved quantities in Brans-Dicke theory and computed the field equations in Bondi coordinates to define a set of boundary conditions representing the asymptotically flat solutions. Santhi and Babu [48] have studied axially symmetric VRDE in BDT of gravitation. Santhi et al. [49] have investigated some Bianchi type viscous holographic dark energy cosmological models in the BDT of gravitation. BDT has been explored by many cosmologists in the framework of DE [50-52].

However, the DE has always been a mysterious component in the study of the Universe. A thought has been given for considering DE as a consequence of quantum gravity, such that, the core idea of quantum gravity - the "Holographic Principle" becomes an essential part of resolving the DE issue. In recent years,

there has been a significant attempt to reconcile vacuum energy density to the holographic theory of quantum gravity. This en routes to a proposal of a new DE model: the holographic dark energy (HDE) [53], on the basis of the holographic principle of quantum field theory [21,22,54], relating the ultraviolet (UV) cutoff Λ to the infrared (IR) cutoff L . Assuming the Hubble length as IR-cutoff, Li [55] has suggested HDE as $\rho_\Lambda = 3c^2 M_p^2 L^{-2}$, taking L as the IR-cutoff, $M_p = (8\pi G)^{-1/2}$ as the Planck mass on a reduced scale and c^2 as a definite constant. As discussed earlier, the fine tuning issue is also solved by the HDE model as suggested by Li [55], but creates an incorrect EoS of DE. The IR interface correspondence with the Universe's large-scale structure and the UV interface is correlated to the energy of the vacuum. A wide range of HDE models are proposed recently based on the IR-cutoff options, such as event horizon. IR-cutoff in terms of event horizon has been considered by Li et al. [56] to study the Universe's expansion. The corresponding model, however, faces challenges of causality violation.

Subsequently, Gao et al. [57] implemented an HDE model where they reversed the Ricci scalar curvature to replace the future event horizon and named it the "RDE model". The energy density for RDE is given by

$$\rho_{de} = 3\alpha(H + 2H^2), \quad (1)$$

where α and H are the density parameter (without dimensions) and the Hubble parameter respectively. It has been learned that this model overcomes the causality problem and addresses the coincidence problem. A phantom-based consolidating perspective to the early and late Universe cosmology was put forward by Nojiri and Odintsov [58]. Further, the authors have proposed a generalized HDE wherein infrared cutoff is determined by combining the FRW parameters: Hubble constant, particle and future horizons, cosmological constant, and Universe lifetime (if finite). Gao et al. [57] have suggested the use of Ricci DE that can be interpreted as a form of holographic DE, with the reciprocal of Ricci scalar square root as its infrared cut-off. Whenever the vacuum density emerges as a parameter of independently stored energy, it may be consistent with present astrophysical findings. The VRDE model was discussed by Feng and Li [59], who believed that the linear barotropic fluid and RDE are bulk viscosity. They have also discussed about the outcome of some principles on cosmic evolution, the RDE model with a more general form of bulk viscosity. Dixit et al. [60] have studied a model for modified holographic RDE in the gravitation theory of BDT. Chakrabarti et al. [61] have studied the bulk viscous pressure in scalar fields and holographic RDE considered in the modified gravity framework. Kumar and Singh [62-65] have studied VRDE model with matter creation, exact solution and observational tests; the generalized second law of thermodynamics in VRDE; RDE model with bulk

viscosity and have also studied observational constraints on VRDE model. Santhi and Babu [66] have studied Kantowski-Sachs VRDE model in Saez-Ballester theory of gravitation.

As revealed by the current investigations, the transition phase has a vital part in explaining the growth of the space. We have studied viscous models and observed that they help in understanding the phase transition and hence can be a possible candidate for DE. Some of the authors [64,67] had a detailed study regarding the effects of bulk viscosity in HDE model. According to thermodynamics [68-70], it is observed that viscosity has a role to play as DE in our Universe. A constant bulk viscosity or otherwise called constant DE along with dark cold matter can be considered one of the simplest principles of the kind. A widely investigated way is taking the bulk viscosity as a Hubble parameter with a linear function, that is closely aligned with the observed late-time acceleration. Our article focuses on RDE model along bulk viscosity, aspiring from the research of Feng and Li [59], Singh and Kumar [64] and Cataldo et al. [71]. We extended Singh and Kumar's work with a generalized form of bulk viscosity coefficient, which is further examined analytically and performs reasonably well when compared to observational data. Many authors [72-77] have researched homogeneous and non-homogeneous viscous cosmology. The Universe evolution through a cosmological model with bulk viscosity was studied by Ren and Meng [78]. Discussion of the phase transition of the viscous early Universe was done by Tawfik and Harko [79]. Singh and Kumar [80,81] have inspected different features of viscosity in $f(R, T)$ gravity taking Hubble horizon as IR cutoff. Nojiri and Odintsov [82] have introduced the DE Universe EoS with inhomogeneous, Hubble parameter dependent term that comes from time dependent viscosity considerations and modification of general relativity. Capozziello et al. [83] have investigated the effects of viscosity terms depending on the Hubble parameter and its derivatives in the DE equation of state. Various explanations can be used to justify the analysis of non-perfect fluids. In spite of various macroscopic physical systems, such as the large-scale structure of matter and radiation of the cosmos, which resembles perfect fluids, we could not eliminate the various components of DE, whose origin is not known.

For a number of reasons, in a classical cosmological scenario, an inhomogeneous exact solution of Einstein's field equations for an imperfect fluid is necessary to be obtained; among them, one is connected to the existing entropy of the Universe. It is already recognized that, the rate of entropy generated from a non-adiabatic procedure in an originally homogeneous backdrop appears to be inadequate to comprehend the high entropy per particle of the Universe [84,85]. By assuming the spatial homogeneity, which is believed to be reasonable in an averaged sense, cosmological elucidation to Einstein's field equations is broadly

determined [86]. However, it turns out to be inappropriate on galactic and smaller scales; hence, a broad category of inhomogeneous models is compared with homogeneous ones. To be fully addressed, any detailed concerns, to give an example like, star system origination or the intricate composition of black-body radiation, should finally be directed to such inhomogeneous models.

Ever since Szekers learned that the Universe is filled up with extraterrestrial or cosmic dust [87], much concentration has been given to inhomogeneous cosmic models [88-93]. Also, in recent times, the Szekers space-time is expanded by proposing a recent radioactive constituent and an electromagnetic field [88]. Tomimura and Waga [94] have observed that whenever space-time gains symmetry, self-consistent solutions are possible if an electrostatic field is added as a source term for the Szekers metric of class II, reducing the Szekers metric to the inhomogeneous basic form as initially contemplated by Ruban [95]. In this article, we establish the exact solutions in the constitution of Rubans metric. Lima and Nobre [96] have studied the electromagnetic field model in Rubans's Universe. Also, the thermodynamics of the Ruban's Universe and inhomogeneous two cosmological models is investigated by Lima and Tiomno [97,98]. Tomimura and Waga [94] have derived reliable solutions for Ruban's space-time with dust, radiation, and electromagnetic field and Mete et al. [99] investigate the cosmological model of Ruban's with a significant source of stress in the general relativity. The energy-momentum distribution of the Ruban's Universe in GR and teleparallel gravity is studied by Aktas [100]. Recently, Santhi and Naidu [101] have studied Renyi HDE in a scalar tensor theory with Ruban's Universe.

Taking some inspiration from the above mentioned explorations, we have engrossed our research on Ruban's cosmological model with VRDE in BDT of gravitation. This article is further studied in the following sections. Section 2 deals with the derivation of BD field equations for Ruban's line element in the presence of RDE. In section 3, the solutions for these field equations for $\kappa = -1, 0, 1$ are found. Section 4 is devoted to the physical parameters of our model, and we conclude our article by summarizing the results in the final section.

2. Metric and field equations. In an approach to understanding the structure of the Universe, here we consider Ruban's space-time [95] whose metric takes the following form:

$$ds^2 = dt^2 - Q^2(x, t)dx^2 - R^2(t)(dy^2 + h^2dz^2), \quad (2)$$

where

$$h(y) = \frac{\sin\sqrt{\kappa}y}{\sqrt{\kappa}} = \begin{cases} \sin y & \text{if } \kappa = 1 \\ y & \text{if } \kappa = 0 \\ \sinh y & \text{if } \kappa = -1 \end{cases} \quad (3)$$

and κ shows the curvature parameter of the homogeneous 2-spaces x and t . Opting

$Q^2(x,t)=Q^2(t)$, in (2), LRS Bianchi type-I, III and Kantowski-Sachs space-times are obtained. This model is a special form of Szekers Universe [96], which represents the inhomogeneous and anisotropic Universe. The volume V , average scale factor $a(t)$ and the Hubble parameter H of the Ruban's space-time are defined as

$$V = [a(t)]^3 = QR^2h, \quad (4)$$

$$H = \frac{\dot{a}}{a}. \quad (5)$$

The action of BDT in the presence of matter with Lagrangian L_m in its canonical form is given by

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left(-\phi \mathcal{R} + \frac{\omega}{\phi} \nabla_\mu \phi \nabla_\mu \phi + L_m \right), \quad (6)$$

where ϕ is the BDT scalar field depicting the Newton constant's inverse, which is permissible to shift with space-time, \mathcal{R} is the scalar curvature, ω is the BD constant. Varying the action in Eq. (6) w.r.t. the metric tensor $g_{\mu\nu}$ and the scalar field ϕ we procure the field equations as:

$$G_{\mu\nu} = -8\pi\phi^{-1} T_{\mu\nu} - \omega\phi^{-2} \left(\phi_{,\mu}\phi_{,\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \phi_{,\kappa}\phi^{,\kappa} \right) - \phi^{-1} \left(\phi_{\mu;\nu} - g_{\mu\nu} \phi_{;\kappa}^{,\kappa} \right) \quad (7)$$

and

$$\phi_{;\kappa}^{,\kappa} = 8\pi(3+2\omega)^{-1} T, \quad (8)$$

where $G_{\mu\nu} = \mathcal{R}_{\mu\nu} - \mathcal{R} g_{\mu\nu}/2$ is an Einstein tensor, $T_{\mu\nu}$ is the stress energy tensor of the matter and ω is the dimensionless constant.

The energy conservation equation is given as

$$T_{;\nu}^{\mu\nu} = 0, \quad (9)$$

is a outcome of Eqs. (7) and (8).

For a viscous fluid, the energy momentum tensor [102] is considered as

$$T_{\mu\nu} = (\rho_m + \rho_{de}) u_\mu u_\nu + \bar{p}_{de} (g_{\mu\nu} + u_\mu u_\nu), \quad (10)$$

where ρ_{de} and ρ_m are the energy densities of VRDE and DM, respectively. In Eckart's [103] first order thermodynamics, the effective pressure \bar{p}_{de} of VRDE is given by

$$\bar{p}_{de} = p_{de} - 3\xi H, \quad (11)$$

where H is the Hubble parameter and ξ is the bulk viscous coefficient. From Eq. (10), the field Eqs. (7) and (8) for the line element in Eq. (2) are as follows:

$$\frac{2\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{\kappa}{R^2} + \frac{\omega\dot{\phi}^2}{2\phi^2} + \frac{2\dot{R}\dot{\phi}}{R\phi} + \frac{\ddot{\phi}}{\phi} = -\frac{8\pi(p_{de} - 3\xi H)}{\phi}, \quad (12)$$

$$\frac{\ddot{Q}}{Q} + \frac{R\dot{Q}}{RQ} + \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\omega}{2} \frac{\dot{\phi}^2}{\phi^2} + \frac{\dot{\phi}}{\phi} \left(\frac{\dot{Q}}{Q} + \frac{\dot{R}}{R} \right) + \frac{\ddot{\phi}}{\phi} = - \frac{8\pi(p_{de} - 3\xi H)}{\phi}, \quad (13)$$

$$\frac{2\dot{R}\dot{Q}}{RQ} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{\kappa}{R^2} - \frac{\omega}{2} \frac{\dot{\phi}^2}{\phi^2} + \frac{\dot{\phi}}{\phi} \left(\frac{\dot{Q}}{Q} + \frac{2\dot{R}}{R} \right) = \frac{8\pi(\rho_m + \rho_{de})}{\phi}, \quad (14)$$

$$\dot{\phi} \left(\frac{\dot{Q}}{Q} + \frac{2\dot{R}}{R} \right) + \ddot{\phi} = \frac{8\pi}{3+2\omega} (\rho_m + \rho_{de} - 3(p_{de} - 3\xi H)). \quad (15)$$

Moreover, the energy conservation equation gives:

$$\dot{\rho}_m + \dot{\rho}_{de} + 3 \left(\frac{\dot{Q}}{Q} + \frac{2\dot{R}}{R} \right) (\rho_m + \rho_{de} + (p_{de} - 3\xi H)) = 0. \quad (16)$$

Here, the overhead dot denotes differentiation with respect to t and $\kappa = -1, 0, 1$.

3. Solutions of the field equations. Here we consider the system of four independent field equations (12)-(15) with seven unknowns namely R , Q , p_{de} , ξ , ρ_m , ρ_{de} and ϕ . To get a deterministic solution, we choose three plausible physical conditions.

(i) The shear scalar σ proportional to scalar expansion θ [104,105], giving a relationship between the metric potentials as

$$Q = (xR)^m, \quad (17)$$

where m is a positive constant and $m \neq 1$ (*i.e.*, $0 < m < 1$ or $m > 1$).

(ii) The scalar field ϕ as a function of average scale factor a [106], *i.e.*,

$$\phi = \phi_0 a^n, \quad (18)$$

where ϕ_0 , and n are constants.

(iii) We assume a parameterized bulk viscosity such as [78]

$$\xi = \xi_0 + \xi_1 \frac{\dot{a}}{a} + \xi_2 \frac{\ddot{a}}{\dot{a}}, \quad (19)$$

where ξ_0 , ξ_1 and ξ_2 are the constants.

Now from (12), (13) and (17), (18) we derive the below equation

$$\frac{\ddot{R}}{R} + \left(\frac{3+3m+nm+2n}{3} \right) \frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{\kappa}{R^2(1-m)} = 0. \quad (20)$$

Three probable scenarios for $\kappa = -1, 0, 1$, when substituted in Eq. (20) are obtained and discussed in the following subsections.

3.1. Model I. If $\kappa = 0$, then by solving Eq. (20), we get

$$R = (\gamma(c_1 t + c_2))^{1/\gamma}, \quad (21)$$

where c_1 and c_2 are integration constants and $\gamma = (9+6m+2nm+4n)/3$.

From Eqs. (17) and (21), we have

$$Q = x^m (\gamma(c_1 t + c_2))^{m/\gamma}, \quad (22)$$

and the scalar field ϕ is given by

$$\phi = \phi_0 \left(x^{m/3} y^{1/3} (\gamma(t c_1 + c_2))^{(2+m)/\gamma} \right)^n. \quad (23)$$

Hence, from the above expressions of R and Q , the metric (2) takes the form

$$ds^2 = dt^2 - x^{2m} (\gamma(c_1 t + c_2))^{2m/\gamma} dx^2 - (\gamma(c_1 t + c_2))^{2/\gamma} (dy^2 + y^2 dz^2). \quad (24)$$

The volume V , average scale factor a and the Hubble parameter H are obtained as

$$V = x^m y (\gamma(t c_1 + c_2))^{(2+m)/\gamma}, \quad (25)$$

$$a = x^{m/3} y^{1/3} (\gamma(t c_1 + c_2))^{(2+m)/3\gamma}, \quad (26)$$

$$H = \frac{c_1(2+m)}{3\gamma(t c_1 + c_2)}. \quad (27)$$

From Eqs. (10) and (27), we get the energy density of VRDE as

$$\rho_{de} = \frac{1}{3} \left(\frac{\alpha c_1^2 (2+m)(4+2m-3\gamma)}{\gamma^2 (t c_1 + c_2)^2} \right). \quad (28)$$

The energy density of matter is

$$\rho_m = \frac{\Phi_1}{144\pi\gamma^2 (t c_1 + c_2)^2}. \quad (29)^*$$

The effective pressure is obtained as

$$\bar{p}_{de} = \frac{\left(x^{m/3} y^{1/3} (\gamma(t c_1 + c_2))^{(2+m)/3\gamma} \right)^n c_1^2 \phi_0 \left(6(\gamma-2)(m+2)n + 36\gamma - (m+2)^2(w+2)n^2 - 54 \right)}{\pi\gamma^2 (t c_1 + c_2)^2}, \quad (30)$$

The viscosity coefficient is

$$\xi = \xi_0 + \frac{\xi_1(2+m)c_1}{3\gamma(t c_1 + c_2)} - \frac{\xi_2 c_1^2 (2+m)}{3\gamma(t c_1 + c_2)^2}. \quad (31)$$

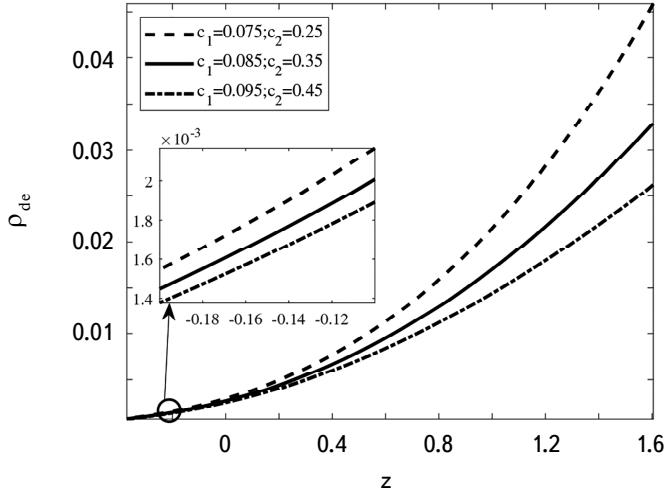
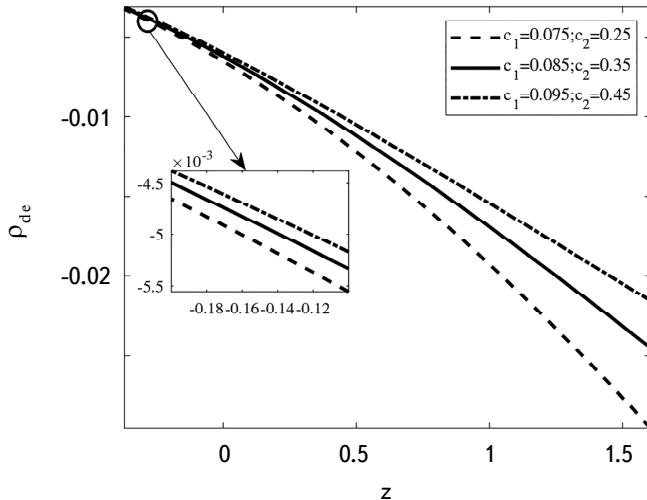
The proper pressure is obtained as

$$p_{de} = \frac{\Phi_2}{3\pi(t c_1 + c_2)^3 \gamma^2}. \quad (32)$$

3.2. Model II. If $\kappa = 1$, then the Eq. (20) for $n = -3$ yields,

$$R = \frac{k_2}{k_1} \sinh(k_1 t + k_3). \quad (33)$$

* Because the expressions for the functions Φ_i ($i = 1, 2, \dots, 18$) are too long, they are not given here. One can find them in the archived article :2311.00736[gr-qc].

Fig.1. Plot of energy density of VRDE ρ_{de} versus redshift z .Fig.2. Plot of proper pressure p_{de} versus redshift z .

From the Eqs. (17) and (33), we have

$$Q = x^m \left(\frac{k_2}{k_1} \sinh(k_1 t + k_3) \right)^m, \quad (34)$$

and the scalar field ϕ is given by

$$\phi = \phi_0 x^{-m} (\sin y)^{-1} \left(\frac{k_2 \sinh(k_1 t + k_3)}{k_1} \right)^{-(m+2)}. \quad (35)$$

Therefore the metric (2) from Eqs. (33)-(34) is acquired the following form:

$$ds^2 = dt^2 - \left(x^m \left(\frac{k_2}{k_1} \sinh(k_1 t + k_3) \right)^m \right)^2 dx^2 - \left(\frac{k_2}{k_1} \sinh(k_1 t + k_3) \right)^2 (dy^2 + (\sin y)^2 dz^2). \quad (36)$$

Further V , a and H are defined as

$$V = x^m \left(\frac{k_2 \sinh(k_1 t + k_3)}{k_1} \right)^{m+2} \sin y, \quad (37)$$

$$a = x^{m/3} \left(\frac{k_2 \sinh(k_1 t + k_3)}{k_1} \right)^{(m+2)/3} (\sin y)^{1/3}, \quad (38)$$

$$H = \frac{k_1(m+2)\coth(k_1 t + k_3)}{3}. \quad (39)$$

From Eqs. (10) and (39), the energy density of the model is given by

$$\rho_{de} = \left(-1 + \frac{2}{3}(m+2)\cosh^2(k_1 t + k_3) \right) k_1^2 (m+2) \alpha \operatorname{cosech}^2(k_1 t + k_3). \quad (40)$$

The energy density of matter is given as

$$\rho_m = \frac{\Phi_3}{16\pi k_2^4 \sinh^4(k_1 t + k_3) \sin y}, \quad (41)$$

The effective pressure is

$$\bar{p}_{de} = \frac{\Phi_4}{16\pi k_2^4 \sinh^6(k_1 t + k_3) \sin y}. \quad (42)$$

The viscosity coefficient takes the form

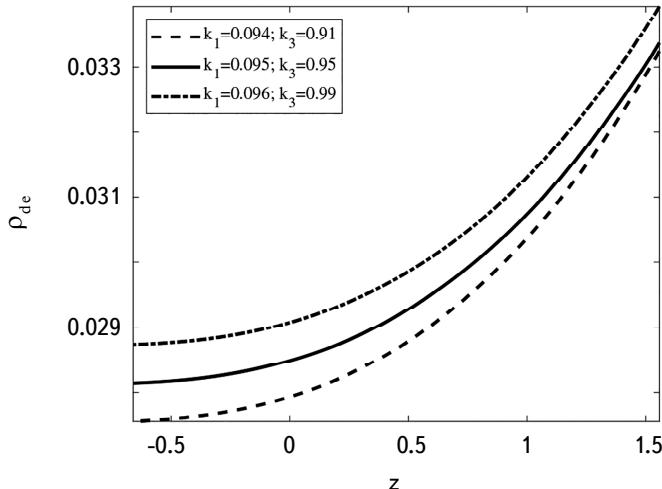


Fig.3. Plot of energy density of VRDE ρ_{de} versus redshift z .

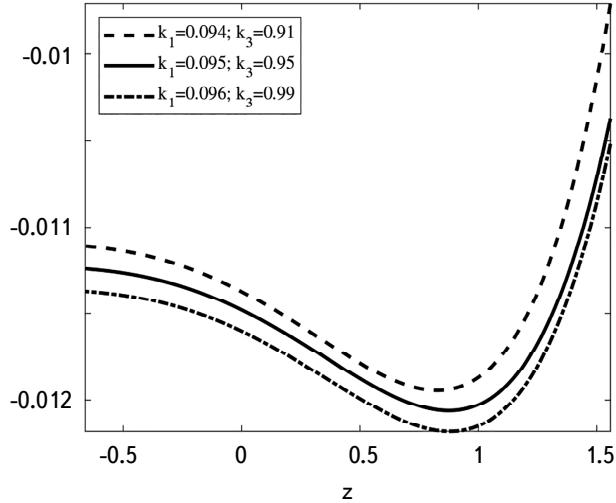


Fig.4. Plot of proper pressure p_{de} versus redshift z .

$$\xi = \frac{3\cosh^2(k_1 t + k_3)\xi_0 + \xi_1 k_1 \sinh(k_1 t + k_3)(m+2)\cosh(k_1 t + k_3) - \xi_2 k_1^2(m+2) - 3\xi_0}{3\sinh^2(k_1 t + k_3)}. \quad (43)$$

The proper pressure is

$$p_{de} = \frac{\Phi_5}{3\pi k_2^4 \sin y \sinh^6(k_1 t + k_3)}. \quad (44)$$

3.3. *Model III.* If $\kappa = -1$, then from the Eq. (20) for $n = -3$, we obtain

$$R = \frac{k_5}{k_4} \sinh(k_4 t + k_6), \quad (45)$$

and using Eq. (45) and Eq. (33), we get

$$Q = x^m \left(\frac{k_5}{k_4} \sinh(k_4 t + k_6) \right)^m. \quad (46)$$

The scalar field ϕ is given by

$$\phi = \phi_0 x^{-m} (\sinh y)^{-1} \left(\frac{k_5 \sinh(k_4 t + k_6)}{k_4} \right)^{-(m+2)}. \quad (47)$$

With the help of R and Q , the metric (2) takes the form as

$$ds^2 = dt^2 - \left(x^m \left(\frac{k_5}{k_4} \sinh(k_4 t + k_6) \right)^m \right)^2 dx^2 - \left(\frac{k_5}{k_4} \sinh(k_4 t + k_6) \right)^2 (dy^2 + (\sinh y)^2 dz^2). \quad (48)$$

The expressions of V , a and H are given by

$$V = x^m \left(\frac{k_5 \sinh(k_4 t + k_6)}{k_4} \right)^{m+2} \sinh y, \quad (49)$$

$$a = x^{m/3} \left(\frac{k_5 \sinh(k_4 t + k_6)}{k_4} \right)^{(m+2)/3} (\sinh y)^{1/3}, \quad (50)$$

$$H = \frac{k_4(m+2)\coth(k_4 t + k_6)}{3}. \quad (51)$$

From Eqs. (10) and (51), the energy density of the VRDE model is given by

$$\rho_{de} = \left(-1 + \frac{2}{3}(m+2)\cosh^2(k_4 t + k_6) \right) k_4^2 (m+2) \alpha \operatorname{cosech}^2(k_4 t + k_6). \quad (52)$$

The energy density of matter is given by

$$\rho_m = \frac{\Phi_6}{48\pi k_5^4 \sinh^4(k_4 t + k_6) \sinh y}, \quad (53)$$

the effective pressure as

$$\bar{p}_{de} = \frac{\Phi_7}{16\pi k_5^4 \sinh^6(k_4 t + k_6) \sinh y}, \quad (54)$$

the viscosity coefficient as

$$\xi = \frac{3\cosh^2(k_4 t + k_6) \xi_0 + \xi_1 k_4 \sinh(k_4 t + k_6) (m+2) \cosh(k_4 t + k_6) - \xi_2 k_4^2 (m+2) - 3\xi_0}{3 \sinh^2(k_4 t + k_6)}, \quad (55)$$

and the proper pressure is given by

$$p_{de} = \frac{3\Phi_8}{8\pi k_5^4 \sinh y \sinh^6(k_4 t + k_6)}. \quad (56)$$

The ordinary matter species namely baryons and radiation; and the DE are two incomparable quantities as DE possess the negative pressure that accelerates the expansion of the Universe by restraining the gravitational force. We have

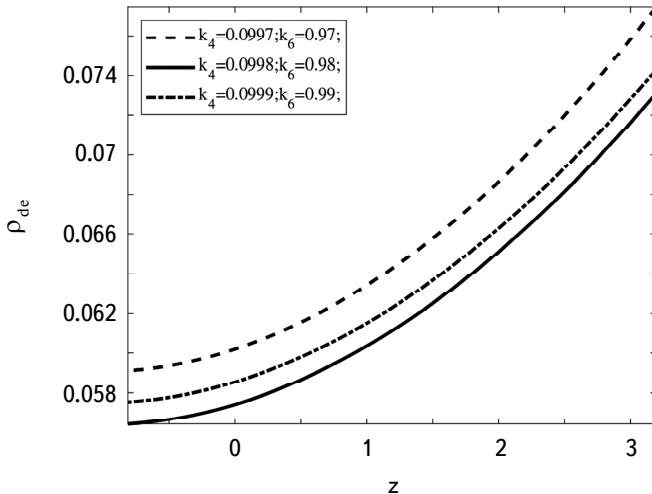


Fig.5. Plot of energy density of VRDE ρ_{de} versus redshift z .

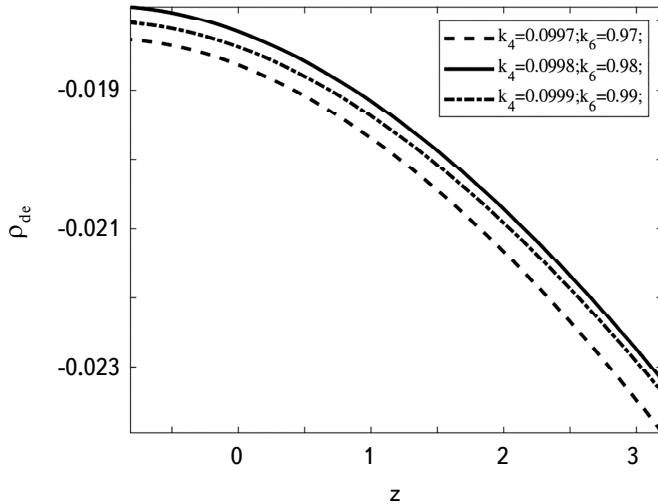


Fig.6. Plot of proper pressure p_{de} versus redshift z .

plotted the energy density of VRDE ρ_{de} versus redshift z for three models with respect to the values of c_1 , c_2 , k_1 , k_3 , k_4 , k_6 in Fig.1, 3, 5 respectively and we can observe that the curves of ρ_{de} varying in the positive region throughout the evolution of the Universe against redshift z , which indicates the Universe expansion in an accelerated way. Fig.2, 4, 6 respectively represent the trajectories of proper pressure p_{de} against redshift z for all three models with different values of c_1 , c_2 , k_1 , k_3 , k_4 , and k_6 . We observe that the path of the proper pressure for three different values of c_1 , c_2 , k_1 , k_3 , k_4 , and k_6 traverse in negative region. Here, the occurrence of the Universe's accelerated expansion can be implied from this negative pressure in the BDT.

Also, Eqs. (24), (36) and (48) represent Ruban's VRDE models in BDT of gravity for $\kappa = 0$, 1 and -1 (i.e., models I, II & III) respectively along with the above discussed and following properties.

- The expansion scalar θ and shear scalar σ^2 for the models I, II and III respectively given as

$$\theta = \frac{\dot{Q}}{Q} + 2\frac{\dot{R}}{R}, \quad \sigma^2 = \frac{1}{2} \left(\sum_{\mu=1}^3 H_\mu^2 - \frac{\theta^2}{3} \right), \quad (57)$$

$$\theta = \frac{c_1(2+m)}{\gamma(t c_1 + c_2)}, \quad \sigma^2 = \frac{c_1^2(m-1)^2}{3(\gamma(t c_1 + c_2))^2}, \quad (58)$$

$$\theta = (m+2)k_1 \coth(k_1 t + k_3), \quad \sigma^2 = \frac{k_1^2 \coth^2(k_1 t + k_3)(m-1)^2}{3}, \quad (59)$$

$$\theta = (m+2)k_4 \coth(k_4 t + k_6), \quad \sigma^2 = \frac{k_4^2 \coth^2(k_4 t + k_6)(m-1)^2}{3}. \quad (60)$$

- The anisotropic parameter of the models I, II and III is same and is given by

$$\mathcal{A}_h = \frac{1}{3} \sum_{\mu=1}^3 \left(\frac{H_\mu - H}{H} \right)^2 = \frac{2(m-1)^2}{(2+m)^2}. \quad (61)$$

It is noted that for all three models, the physical quantities θ , σ^2 and H tend to infinity at $t = -c_2/c_1$, $t = -k_3/k_1$ and $t = -k_6/k_4$ respectively, and the scale factor of the models, as well as the spatial volume vanishes. However, these parameters become constant as $t \rightarrow \infty$ and the scale factor, as well as volume tend to infinity as time increases. Therefore, this summarizes that the models show expansion with zero volume in the beginning period and further expand to infinitely large V w.r.t. cosmic time t (Gyr). As $\mathcal{A}_h \neq 0$ for all three models, thus the models are anisotropic throughout the evolution of the Universe.

4. Analysis of geometrical parameters. This segment of the work looks through the expanding behavior of the cosmos by studying well known astronomical parameters like the deceleration parameter q , jerk parameter j , r - s plane, q - r plane, EoS parameter ω_{de} , ω_{de} - ω'_{de} plane, the stability of the model v_s^2 , and om-diagnostic for the constructed VRDE models which are in Eqs. (24), (36) and (48).

- Deceleration parameter: The deceleration parameter (DP) is defined as

$$q = -\frac{\ddot{a}}{\dot{a}^2}, \quad (62)$$

that depends upon the scale factor and its derivatives, which can be considered to explain the transition phase of the cosmos and it basically computes the expansion rate of the cosmos. Whenever the DP shows the positive curve, it indicates the decelerated expansion of the Universe. Whereas, the negative curve implies that there is an accelerated expansion of the cosmos, and at $q = 0$ there exists marginal inflation. For the constructed models I, II & III the DP takes the values as:

$$q = \frac{3\gamma}{2+m} - 1, \quad (63)$$

$$q = -1 + 3(m+2)\operatorname{sech}^2(k_1 t + k_3), \quad (64)$$

$$q = -1 + 3(m+2)\operatorname{sech}^2(k_4 t + k_6). \quad (65)$$

The behavior of the deceleration parameter q is addressed in Fig.7, 8 against redshift z for models II & III with different values of k_1 , k_3 , k_4 , and k_6 . The path of the curves for the deceleration parameter travels from the early decelerated

phase to the present accelerated phase of the Universe agreeing with the recent astrophysical calculations, whereas the deceleration parameter for model I is independent of time and Santhi and Naidu [101,107,108] have obtained constant deceleration parameter in the literature.

- Jerk parameter: A dimensionless cosmic jerk parameter is obtained by the third derivative of the average scale factor w.r.t. cosmic time t , which is given by

$$j = \frac{\ddot{a}}{aH^3} = q(1+2q) - \frac{\dot{q}}{H}. \quad (66)$$

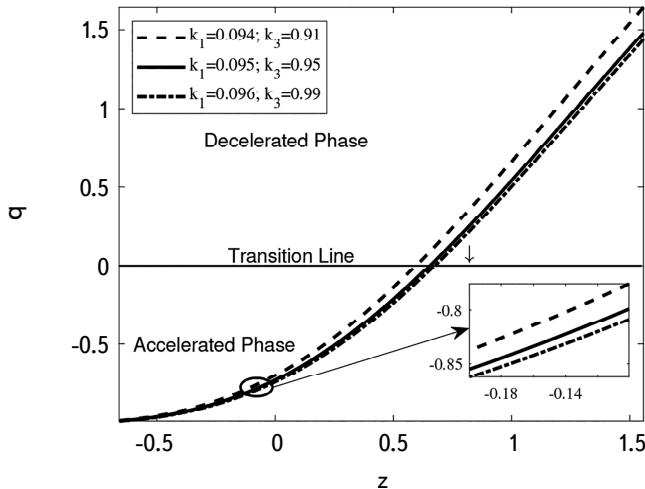


Fig.7. Plot of DP q versus redshift z for Model II.

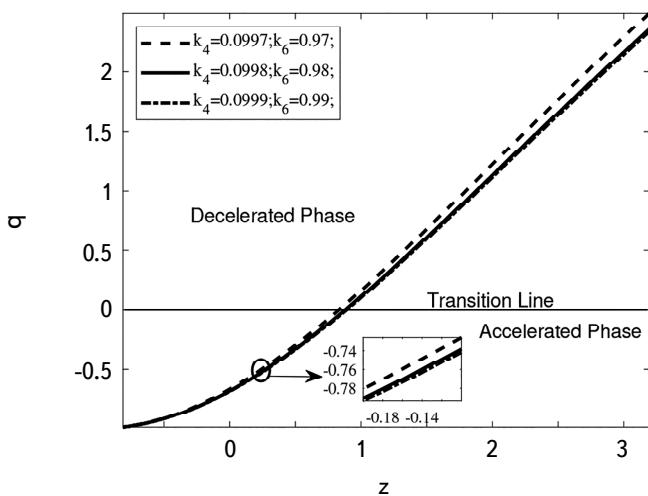


Fig.8. Plot of DP q versus redshift z for Model III.

Cosmic jerk can be accounted for the transition of the Universe from decelerating to the accelerating phase. For various models of the cosmos, there is a variation in the transition of the cosmos, whenever the jerk parameter lies in the positive region and the negative values of DP [109]. The investigations of Rapetti et al. [110] have shown that for a flat Λ CDM model, the value of jerk becomes unity. The jerk parameter for models I, II and III is given by

$$j = \frac{(-3\gamma + 2 + m)(2 + m - 6\gamma)}{(2 + m)^2}, \quad (67)$$

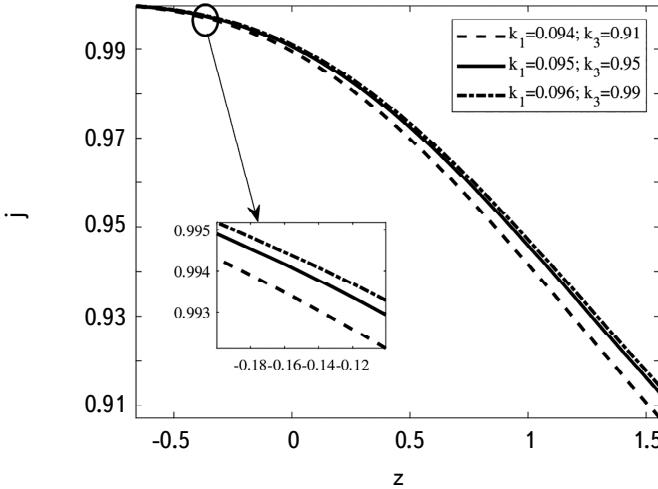


Fig.9. Plot of jerk parameter j versus redshift z for Model II.

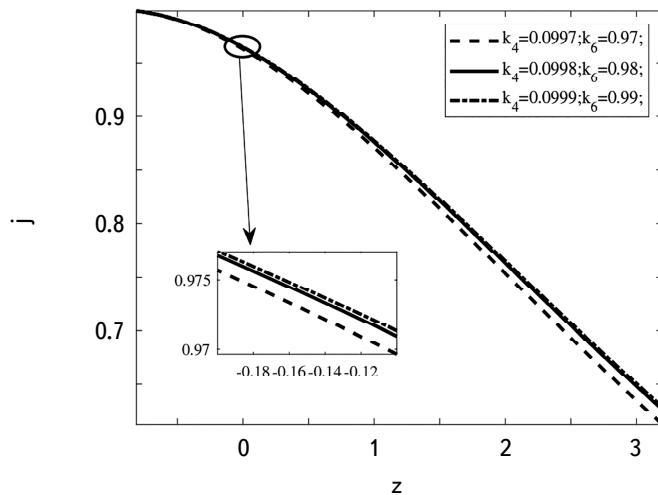


Fig.10. Plot of jerk parameter j versus redshift z for Model III.

$$j = 1 - \frac{9m}{(m+2)^2} \operatorname{sech}^2(k_1 t + k_3), \quad (68)$$

$$j = 1 - \frac{9m}{(m+2)^2} \operatorname{sech}^2(k_4 t + k_6). \quad (69)$$

The plots for jerk parameter j against redshift are represented graphically in Fig.9, 10 for models II & III with different values of k_1 , k_3 , k_4 , and k_6 respectively. It can be analyzed from the plots that the jerk parameter for both the models differ in the positive regions and approaches one in near future as $z \rightarrow 0$, whereas jerk parameter for model I is independent of time.

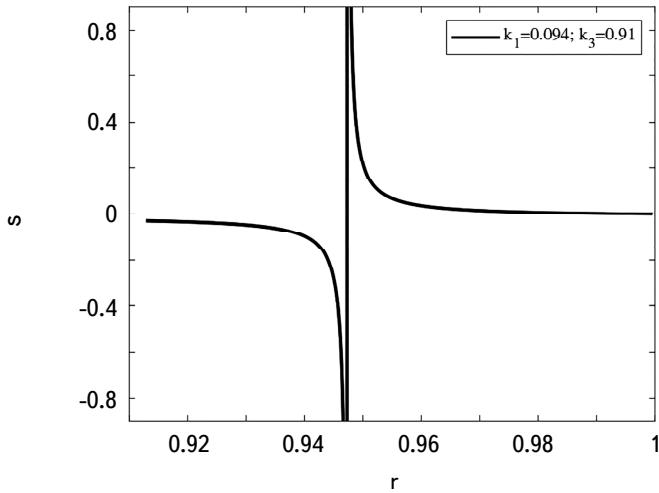


Fig.11. Plot of r - s plane: Model II.

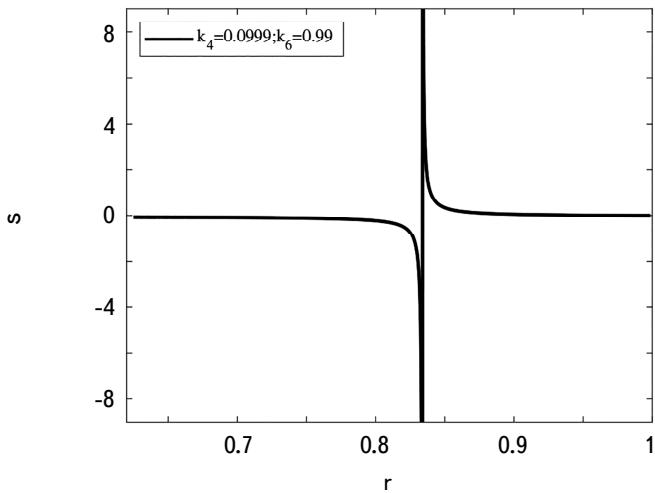


Fig.12. Plot of r - s plane: Model III.

- Statefinder parameters: A recently developed geometrical diagnostic is this statefinder pair (r, s) given by Sahni et al. [111] and Alam et al. [112] who have proposed for the purpose of distinction among the various DE candidates. This is a sensitive and geometrical diagnostic pair that is essential to discriminate and study the diverse DE models and hence help us interpret cosmic acceleration. This geometrical pair is represented as (r, s) , and are formulated as

$$r = \frac{\ddot{a}}{aH^3} \quad \text{and} \quad s = \frac{r-1}{3(q-1/2)}. \quad (70)$$

The r - s plane helps to analyze several cases of the model incorporating different

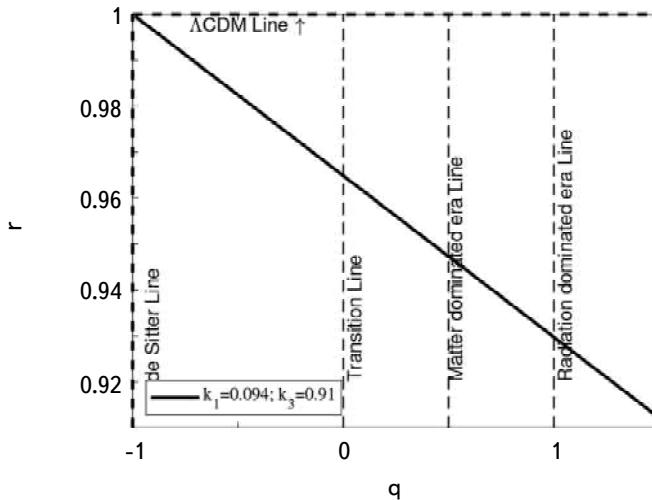


Fig.13. Plot of q - r plane: Model II.

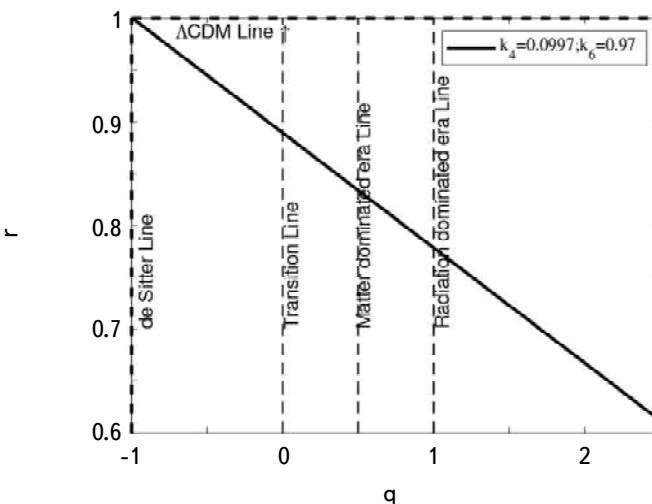


Fig.14. Plot of q - r plane: Model III.

parameters and spacial curvature components. For different models of DE, we have different evolutionary trajectories in r - s plane as for $(r, s) = (1, 0)$ we obtain Λ CDM model and $(r, s) = (1, 1)$ relates to SCDM model. The statefinder parameters (r, s) for our VRDE models I, II and III are obtained as

$$r = \frac{(-3\gamma + 2 + m)(2 + m - 6\gamma)}{(2 + m)^2}; \quad s = \frac{2\gamma}{2 + m} \quad (71)$$

$$r = 1 - \frac{9m}{(m+2)^2} \operatorname{sech}^2(k_1 t + k_3); \quad s = \frac{2m}{(m+2)^2 (\cosh^2(k_1 t + k_3) - 2m - 4)}, \quad (72)$$

$$r = 1 - \frac{9m}{(m+2)^2} \operatorname{sech}^2(k_4 t + k_6); \quad s = \frac{2m}{(m+2)^2 (\cosh^2(k_4 t + k_6) - 2m - 4)}. \quad (73)$$

The trajectories of r - s and q - r planes are plotted to evaluate different DE models. The quantities q , r and s are model independent because they depend only on a and its derivatives of higher order. Hence this approach doesn't need understanding of gravity theory. Here, the steady state (SS) model is represented by $(q, r) = (-1, 1)$ and the SCDM model is represented by $(q, r) = (0.5, 1)$.

To understand the phase transition of the Universe, we have constructed the plots of r - s and q - r planes. Fig.11 and 12 represent the statefinder pair (r, s) for models II and III respectively. It could be interpreted from these figures that the models start their evolution from the quintessence and phantom region and reaches the Λ CDM model (for $r = 1, s = 0$). Fig.13 and 14 for models II and III respectively are the plots of q - r plane. It can be seen from the figures that the path of q - r plane shows a signature change from negative region to positive region i.e., the trajectories are traveling from radiation dominated era, passing through the matter dominated region and transition line then reaching the de-sitter phase of the cosmos.

- EoS parameter: To classify the phases of the inflating cosmos, viz. transition from decelerated to accelerated phases containing DE and radiation dominated eras, the EoS parameter ω_{de} can be broadly used, whose expression is given as $\omega_{de} = p_{de}/\rho_{de}$. It categorizes various epochs as follows:

Decelerated phase:

- stiff fluid $\omega_{de} = 1$,
- the radiation dominated phase $0 < \omega_{de} < 1/3$ and
- dust fluid phase or cold dark matter $\omega_{de} = 0$.

Accelerated phase:

- the quintessence phase $-1 < \omega_{de} < -1/3$,
- cosmological constant/vacuum phase $\omega_{de} = -1$ and
- quintom era and phantom era $\omega_{de} < -1$.

The EoS parameter for the obtained models are given by

$$\omega_{de} = \frac{\Phi_9}{96(tc_1 + c_2)\pi c_1(2+m)\alpha(m-3/2\gamma+2)}, \quad (74)$$

$$\omega_{de} = \frac{\Phi_{10}}{k_2^4 \sinh^4(k_1 t + k_3) \pi \alpha k_1 (m+2) (-3/2 + (m+2) \cosh^2(k_1 t + k_3)) \sin y}, \quad (75)$$

$$\omega_{de} = \frac{\Phi_{12}}{k_5^4 \sinh^4(k_4 t + k_6) \pi \alpha k_4^4 (m+2) \sinh y (-3/2 + (m+2) \cosh^2(k_4 t + k_6))}. \quad (76)$$

Fig.15 represents the plots of EoS parameter ω_{de} against redshift z for three models respectively with various values of c_1 , c_2 , k_1 , k_3 , k_4 , and k_6 . Here, we observe that from the Fig.15 for model-I, the trajectories of ω_{de} travel from quintessence to phantom region, by crossing the phantom divided line, showing the quintom like behavior of the Universe and whereas, for model II and III, it is observed that the path of ω_{de} completely varies in the quintessence region representing the quintessence nature. Planck collaboration data 2018 given by [113] for the EoS parameter, are consistent with the results of our models, where the limits of EoS parameter are given as follows:

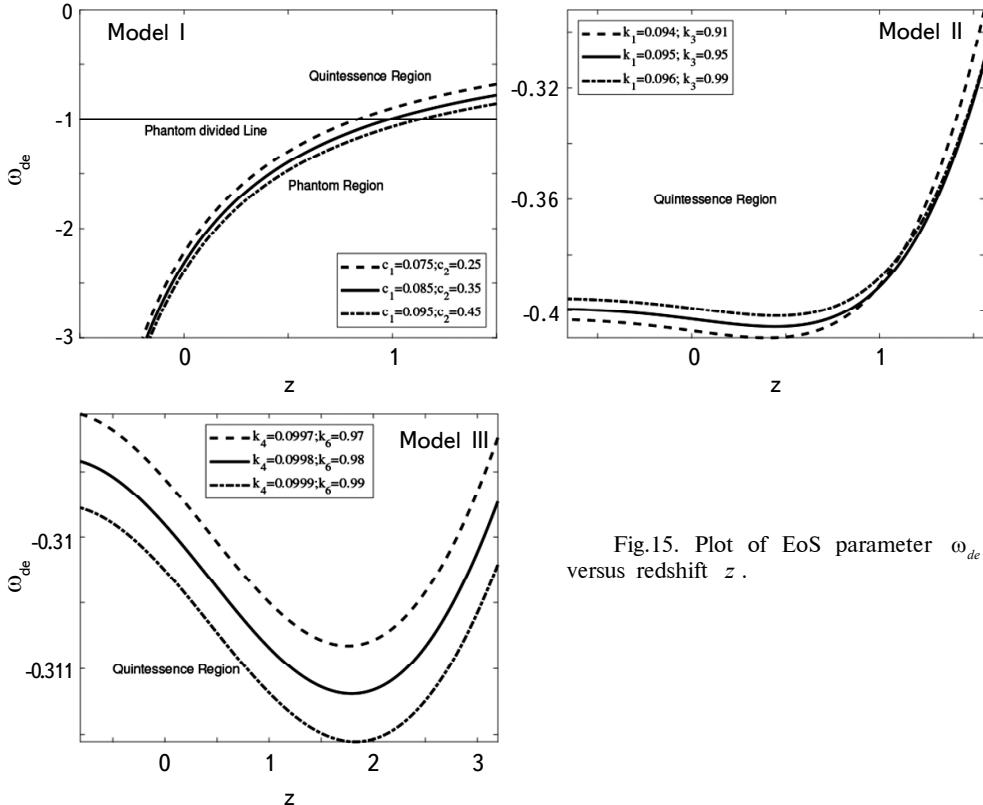


Fig.15. Plot of EoS parameter ω_{de} versus redshift z .

$$\omega_{de} = \begin{cases} -1.56^{+0.60}_{-0.48} (\text{Planck + TT + lowE}) \\ -1.58^{+0.52}_{-0.41} (\text{Planck + TT, EE + lowE}) \\ -1.57^{+0.50}_{-0.40} (\text{Planck + TT, TE, EE + lowE + lensing}) \\ -1.04^{+0.10}_{-0.10} (\text{Planck + TT, TE, EE + lowE + lensing + BAO}). \end{cases}$$

- $\omega_{de} - \omega'_{de}$ plane: Cadwell and Linder [114] have suggested the $\omega_{de} - \omega'_{de}$ plane (where ' signifies differentiation w.r.t. In a) to interpret the accelerated expansion regions of the cosmos and to analyze the quintessence scalar field for the first time. For various values of ω_{de} and ω'_{de} , the plane describes two distinct areas. The plane is described as the thawing zone for $\omega'_{de} > 0$ when $\omega_{de} < 0$ and the freezing region for $\omega'_{de} < 0$ when $\omega_{de} < 0$. Also, the ω'_{de} expression for models I, II and III is given as

$$\omega'_{de} = \frac{\Phi_{12}}{96(t c_1 + c_2)\pi c_1(2+m)\alpha(m-3/2\gamma+2)}, \quad (77)$$

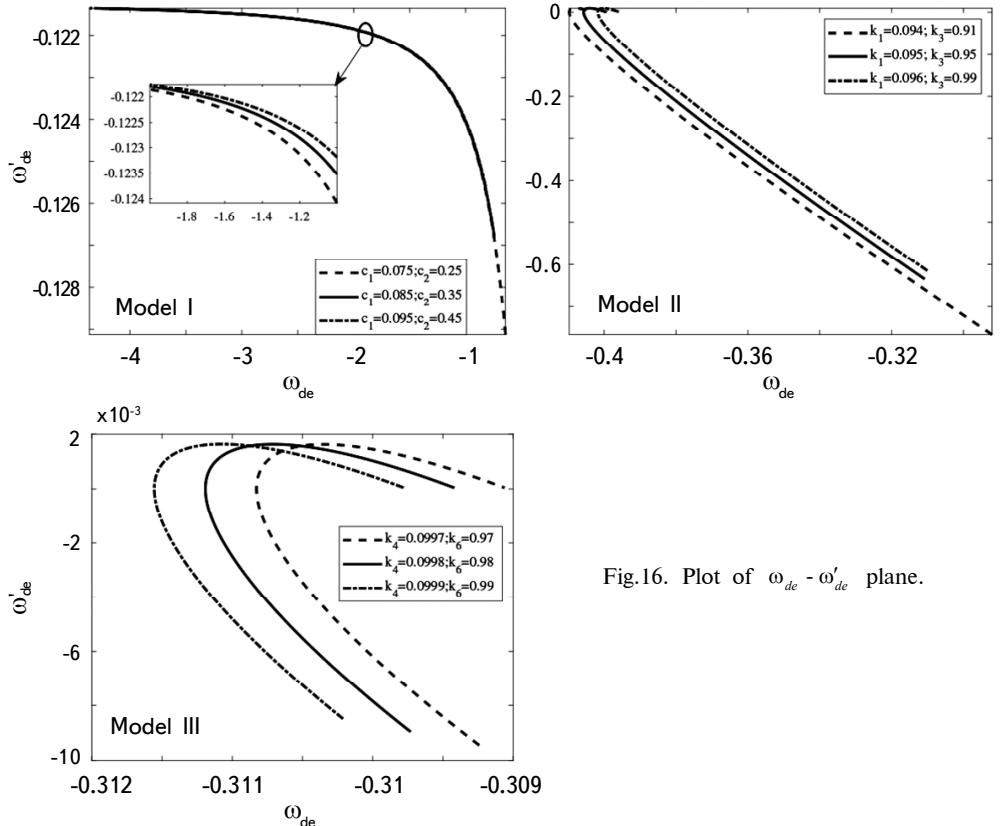


Fig.16. Plot of $\omega_{de} - \omega'_{de}$ plane.

$$\omega'_{de} = \frac{\Phi_{13}}{k_2^4 \sinh^4(k_1 t + k_3) \pi \alpha k_1^2 (m+2)^2 \sin y \cosh(k_1 t + k_3) (-3/2 + (m+2) \cosh^2(k_1 t + k_3))^2}, \quad (78)$$

$$\omega'_{de} = \frac{\Phi_{14}}{k_4^2 (-3/2 + (m+2) \cosh^2(k_4 t + k_6))^2 k_5^4 \sinh^4(k_4 t + k_6) \pi \alpha (m+2)^2 \sinh y \cosh(k_4 t + k_6)}. \quad (79)$$

Fig.16 depict the plots of ω_{de} - ω'_{de} plane for all three models with various values of c_1 , c_2 , k_1 , k_3 , k_4 , and k_6 , respectively. It is observed that for models I and II, the ω_{de} - ω'_{de} plane is mainly characterized in freezing region ($\omega'_{de} < 0$, $\omega_{de} < 0$); whereas for model-III, the trajectories vary in both the freezing and thawing region. Ultimately, the trajectories in the above mentioned figures represent the current cosmic expansion in an accelerated manner.

- Om-diagnostic: To discriminate among different phases of the Universe viz. the Λ CDM for non-minimally coupled scalar field, quintessence model and phantom field, through the trajectories of the curves; a tool introduced by Sahni et al. [115], called as om-diagnostic, plays a vital role. The trajectories of Om-diagnostics determine different eras, such as, a positive trajectory determining phantom DE era, whereas the negative trajectory indicates the quintessence DE.

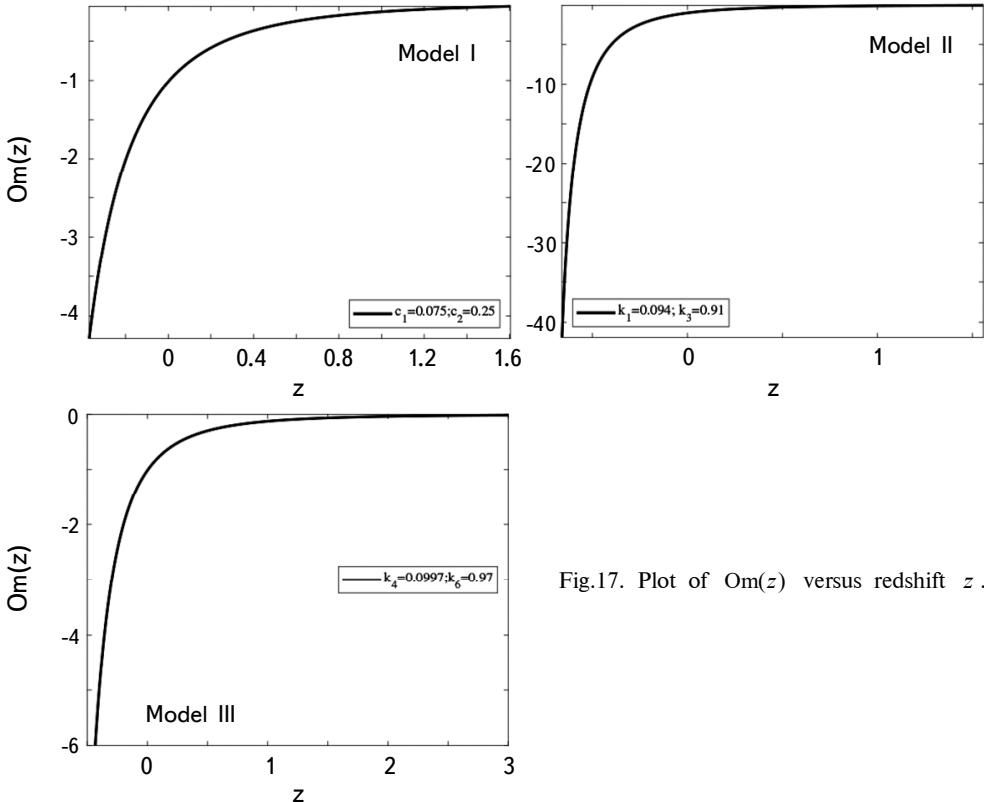


Fig.17. Plot of $\text{Om}(z)$ versus redshift z .

The om-diagnostics is defined as

$$\text{Om}(z) = \frac{H^2(z) - H_0^2}{H_0^2((1+z)^3 - 1)}. \quad (80)$$

Hence, for models I, II and III we obtained the $\text{Om}(z)$ expression as

$$\text{Om}(z) = \frac{c_1^2(m+2)^2 x^{2\gamma m/(m+2)} y^{2\gamma/(m+2)} (1+z)^{6\gamma/(m+2)} - 9H_0^2 a_0^{6\gamma/(m+2)}}{9H_0^2 a_0^{6\gamma/(m+2)} ((1+z)^3 - 1)}, \quad (81)$$

$$\text{Om}(z) = \frac{(m+2)^2 k_1^2 (k_1^2 a_0^{6/(m+2)} + k_2^2 (1+z)^{6/(m+2)} x^{2m/(m+2)} (\sin y)^{6/m(m+2)}) - 9k_1^2 a_0^{6/(m+2)} H_0^2}{9k_1^2 a_0^{6/(m+2)} H_0^2 ((1+z)^3 - 1)}, \quad (82)$$

$$\text{Om}(z) = \frac{(m+2)^2 k_4^2 (k_4^2 a_0^{6/(m+2)} + k_5^2 (1+z)^{6/(m+2)} x^{2m/(m+2)} (\sinhy)^{6/m(m+2)}) - 9k_4^2 a_0^{6/(m+2)} H_0^2}{9k_4^2 a_0^{6/(m+2)} H_0^2 ((1+z)^3 - 1)}, \quad (83)$$

The plot of $\text{Om}(z)$ against redshift z for all three models are depicted in Fig.17. It can be seen that the trajectories of the parameter in all three figures

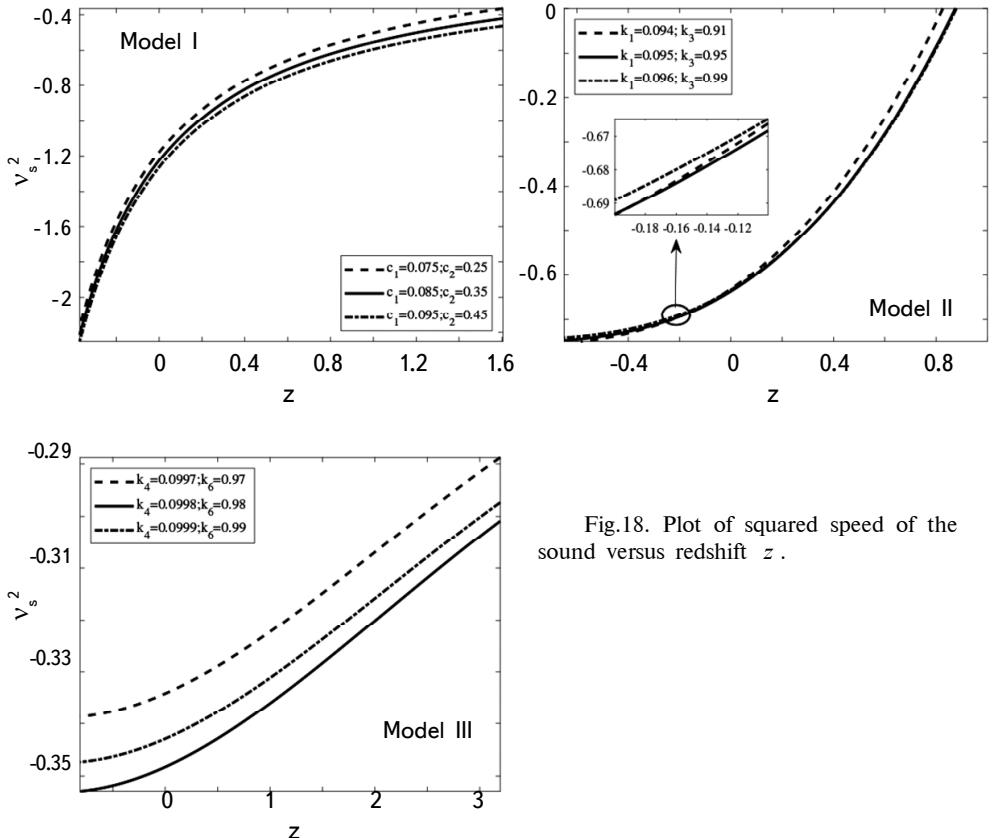


Fig.18. Plot of squared speed of the sound versus redshift z .

differ in the negative region, showing the behavior as quintessence DE.

• Stability analysis: To examine the stability of any DE model, we utilize the squared speed of sound v_s^2 . The models with $v_s^2 < 0$ show instability whereas models with $v_s^2 > 0$ show stability. Hence, the v_s^2 is determined as follows [116]:

$$v_s^2 = \frac{\dot{p}_{de}}{\dot{\rho}_{de}}, \quad (84)$$

where \dot{p}_{de} and $\dot{\rho}_{de}$ are the differentiation of pressure and density of DE w.r.t. cosmic time t respectively.

The squared speed of the sound for the models I, II and III is given by

$$v_s^2 = \frac{\Phi_{15}}{576(c_1 + c_2)\pi\gamma(m - 3\gamma/2 + 2)c_1(2 + m)\alpha}, \quad (85)$$

$$v_s^2 = \frac{2(\Phi_{16} + \Phi_{17})}{k_2^4 \sinh^4(k_1 t + k_3) \pi \alpha k_1 (m+2)(2m+1) \sin y \cosh(k_1 t + k_3)}, \quad (86)$$

$$v_s^2 = \frac{2\Phi_{18}}{k_2^4 k_5^4 \pi \alpha (m+2)(2m+1) \sinh y \sinh^4(k_4 t + k_6) \cosh(k_4 t + k_6)}. \quad (87)$$

To determine the stability of the obtained models I, II and III, the squared speed of sound v_s^2 against redshift z is plotted in Fig.18 for the values of c_1 , c_2 , k_1 , k_3 , k_4 , and k_6 , respectively. The models represent an unstable behavior of the Universe as the trajectories are varying in the negative region.

5. Conclusions. In this paper, we have analyzed the field equations of BDT for VRDE in Ruban's space-time. After the evolution of the field equations to acquire the scale factor and other cosmological parameters, three possibilities are identified for κ as 0, 1 and -1. For all three obtained models, we have plotted the trajectories for various parameters against redshift z to scrutinize the behavior of the cosmos.

The constructed models which are mentioned in Eqs. (24), (36) and (48) are anisotropic and expanding as $t \rightarrow \infty$. The DP q of the models for $\kappa = 1$ and -1 traverse from the decelerated phase of the past to the accelerated phase of the present. The jerk parameter of the models with $\kappa = 1$ and -1 traverse in the positive region and $j \rightarrow 1$ in near future as $z \rightarrow 0$. However, for model I, the DP and the jerk parameter are independent of time. For models II and III, the statefinder pair has Λ CDM region and also has quintessence and phantom regions in their transition, whereas for model I, the pair (r, s) is independent of time. The trajectories of q - r plane shows a signature change from negative region to positive region (*i.e.*, the trajectories are traveling from radiation dominated era to matter dominated region) and finally reach the de Sitter phase of the Universe. The EoS parameter for $\kappa = 0$, the Universe shows quintom-like behavior, as the path of ω_{de}

travel from quintessence to phantom region, and for $\kappa = 1$ and -1 , it represents the quintessence nature by completely varying in quintessence region. The $\omega_{de} - \omega'_{de}$ plane for the models I and II has mainly characterized in freezing region and for model III the trajectories differ in both freezing and thawing regions. Eventually, by the analysis of $\omega_{de} - \omega'_{de}$ plane we can conclude that the expansion of the cosmos, in the present times, is in an accelerated manner. The trajectories of the square speed of sound v_s^2 vary in the negative region depicting an unstable behavior of the Universe. And finally the study of $Om(z)$ diagnostics says that the DE models represent the quintessence behavior, as the three models have the negative values of $Om(z)$. Therefore, our models show an anisotropic behavior with the accelerated expansion phenomenon, justifying the ongoing research around the globe.

Acknowledgments. MVS acknowledges Department of Science and Technology (DST), Govt of India, New Delhi for financial support to carry out the Research Project [No. EEQ/2021/000737, Dt. 07/03/2022]. The authors are very much thankful to the editorial team and the reviewer's for their constructive comments and valuable suggestions which have certainly improved the presentation and quality of the paper.

¹ Department of Applied Mathematics, Andhra University, Visakhapatnam 530003, India, e-mail: gv.santhi@live.com

² Department of Mathematics, Vignan's Institute of Information Technology(Autonomous), Visakhapatnam 530049, India

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЯЗКОЙ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ РИЧЧИ В ТЕОРИИ БРАНСА-ДИККЕ

М.В.САНТИ¹, Т.ЧИННАППАЛАНАИДУ^{1,2}, С.Ш.МАДХУ¹

Статья посвящена анализу космической модели пространства-времени Рубана в контексте воздействия объемной вязкости в форме темной энергии Риччи в рамках теории Бранса-Дикке. Мы считаем, что внешний космос заполнен темной материи и вязкой темной энергией Риччи (VRDE) в условиях отсутствия давления. Предполагается, что скорость и расширения Вселенной пропорциональны коэффициенту общей объемной вязкости, который имеет вид $\xi_0 + \xi_1 \dot{a}/a + \xi_2 \ddot{a}/a$, где ξ_0 , ξ_1 и ξ_2 - константы. Для

решения уравнений поля модели RDE использована связь между метрическими потенциалами, а также степенное отношение между средним масштабным коэффициентом $a(t)$ и скалярным полем ϕ . Для изучения эволюционной динамики Вселенной исследованы и представлены в графическом виде параметры замедления q , параметр рывка j , параметр уравнения состояния ω_{de} , $\Omega_m(z)$, стабильность полученных моделей с помощью диаграммы квадрат скорости звука v_s^2 , $\omega_{de} - \omega'_{de}$, диаграммы параметров определителя состояния (r, s) и (q, r) . Заключено, что модель VRDE совместима с нынешним ускоренным расширением Вселенной.

Ключевые слова: *метрика Рубана: теория Бранса-Дикке: вязкость: темная энергия: темная энергия Риччи*

REFERENCES

1. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rep., **505**, 59, 2011.
2. *S.Nojiri et al.*, Phys. Rep., **692**, 1, 2017.
3. *A.Einstein*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss, Berlin (Math. Phys.), **142**, 1917.
4. *A.G.Riess et al.*, Astron. J., **116**, 1009, 1998.
5. *S.Perlmutter et al.*, Nature, **391**, 51, 1998.
6. *S.Perlmutter et al.*, Astrophys. J., **517**, 565, 1999.
7. *C.L.Bennet et al.*, Astrophys. J. Suppl., **148**, 1, 2003.
8. *M.Tegmark et al.*, Phys. Rev. D, **69**, 103501, 2004.
9. *J.Silk*, Ann. Phys. (Berlin), **15**, 75, 2006.
10. *L.Bergstrom*, Ann. Phys. (Berlin), **524**, 479, 2012.
11. *C.S.Frenk, S.D.M.White*, Ann. Phys. (Berlin), **524**, 507, 2012.
12. *M.Vogelsberger et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **460**, 1399, 2016.
13. *S.Nojiri et al.*, Phys. Rev. D, **71**, 063004, 2005b. arXiv:hep-th/0501025.
14. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rev. D, **72**, 023003, 2005a. arXiv: hep-th/0505215.
15. *H.Stefancic*, Phys. Rev. D, **71**, 084024, 2005. arXiv:astro-ph/ 0411630.
16. *S.Weinberg*, Rev. Mod. Phys., **61**, 1, 1989.
17. *K.Bamba et al.*, Astrophys. Space Sci., **342**, 155, 2012.
18. *S.M.Carroll*, Phys. Rev. Lett., **81**, 3067, 1998.
19. *T.Chiba et al.*, Phys. Rev. D, **62**, 023511, 2000.
20. *A.Kamenshchik et al.*, Phys. Lett. B, **511**, 265, 2001.
21. *G.'t Hooft*, arXiv:gr-qc/9310026, 1993.
22. *L.Susskind*, J. Math. Phys., **36**, 6377, 1995.
23. *H.Wei, R.G.Cai*, Phys. Lett. B, **660**, 113, 2008.
24. *S.Capozziello*, Int. J. Mod. Phys. D, **11**, 483, 2002.
25. *L.Amendola*, Phys. Rev. D, **60**, 043501, 1999.
26. *C.Brans, R.H.Dicke*, Phys. Rev., **124**, 925, 1961.

27. *C.M.Will*, Living Rev. Relativ., **17**, 4, 2014.
28. *O.Bertolami, P.J.Martins*, Phys. Rev. D, **61**, 064007, 2000.
29. *L.Qiang et al.*, Phys. Rev. D, **71**, 061501, 2005.
30. *Y.Bisabr*, Gen. Relativ. Gravit., **44**, 427, 2012.
31. *X.L.Liu, X.Zhang*, Commun. Theor. Phys., **52**, 761, 2009.
32. *B.Bertotti et al.*, Nature (London), **425**, 374, 2003.
33. *C.Mathiazhagan, V.B.Johri*, Class. Quant. Grav., **1**, L29, 1984.
34. *V.Acquaviva, L.Verde*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **0712**, 001, 2007.
35. *S.Tsujikawa et al.*, Phys. Rev. D, **77**, 103009, 2008.
36. *F.Wu, X.Chen*, Phys. Rev. D, **82**, 083003, 2010.
37. *F.Wu, X.Chen*, Phys. Rev. D, **88**, 084053, 2013.
38. *R.Prasad et al.*, Eur. Phys. J. Plus., **135**, 297, 2020.
39. *S.P.Hatkar et al.*, Astrophys. Space Sci., **365** 7, 2020.
40. *A.Y.Shaikh*, Bulg. J. Phys., **47**, 43, 2020.
41. *K.Koyama*, Phys. Rev. D, **102**, 021502(R), 2020.
42. *M.Sharif, A.Majid*, Phys. Dark Universe, **30**, 100610, 2020.
43. *S.S.Singh, Y.Soibam*, Int. J. Geom. Methods Mod. Phys., **18**, 2150141, 2021.
44. *S.Hou*, Astron. Nachr., **342**, 96, 2021.
45. *S.Roy et al.*, World Sci. News, **145**, 159, 2021.
46. *M.Sharif, A.Majid*, Phys. Dark Universe, **32** 100803, 2021.
47. *S.Tahura et al.*, Phys. Rev. D, **103**, 104026, 2021.
48. *M.V.Santhi, Y.S.Babu*, New Astron., **1384**, 2022.
49. *M.V.Santhi et al.*, Advances in Astronomy, <https://doi.org/10.1155/2022/5364541>, 2022.
50. *M.Srivastava, C.P.Singh*, Inter. J.G.M. in. Modern Phys., **8**, 55, 2018.
51. *C.P.Singh*, Simran Kaur Phys. Rev. D, **100**, 084057, 2019.
52. *X.Gao et al.*, Phys. Lett. B, **795**, 144, 2019.
53. *S.D.H.Hsu*, Phys. Lett. B, **594**, 13, 2004.
54. *R.Bousso*, Class. Quant. Grav., **17**, 997, 2000.
55. *M.Li*, Phys. Lett. B, **603**, 1, 2004.
56. *M.Li et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **06**, 036, 2009.
57. *C.Gao et al.*, Phys. Rev. D, **79**, 043511, 2009.
58. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Gen. Relat. Gravit., **38**, 1285, 2006.
59. *C.J.Feng, X.Z.Li*, Phys. Lett. B, **680**, 355, 2009.
60. *A.Dixit et al.*, Walailak J. Sci. and Tech., **18(3)**, 6986, 2021.
61. *S.Chakrabarti et al.*, Canadian Journal of Physics, 0248, R1, 2019.
62. *A.Kumar, C.P.Singh*, Pramana, J. Phys., **94**, 129, 2020.
63. *A.Kumar, C.P.Singh*, Eur. Phys. J. Plus, **136**, 820, 2021.
64. *C.P.Singh, A.Kumar*, Eur. Phys. J. Plus, **133**, 312, 2018.
65. *C.P.Singh, A.Kumar*, Astrophys Space Sci., **364**, 94, 2019.
66. *M.V.Santhi, Y.S.Babu*, Indian J. Phys., doi.org/10.1007/s12648-021-02121-1, 2021.
67. *A.Sasidharan, T.K.Mathew*, Eur. Phys. J. C, **75**, 348, 2015.
68. *C.Eckart*, Phys. Rev., **58**, 919, 1940.
69. *L.D.Landau, E.M.Lifshitz*, Phys. Lett. B, **603**, 1, 1987.
70. *W.Israel, Stewart, J.M.*: Phys. Lett. A, **58**, 213, 1976.
71. *M.Cataldo et al.*, Phys. Lett. B, **619**, 5, 2005.

72. *J.D.Barrow*, Phys. Lett. B, **180**, 335, 1987.
73. *I.Brevik, S.D.Odintsov*, Phys. Rev. D, **65**, 067302, 2002.
74. *D.J.Liu, X.Z.Li*, Phys. Lett. B, **611**, 8, 2005.
75. *I.Brevik et al.*, Int. J. Mod. Phys. D, **26**, 1730024, 2017.
76. *I.Brevik et al.*, Int. J. Geom. Methods Mod. Phys., **14**, 1750185, 2017.
77. *M.V.Santhi et al.*, Indian J. Phys., **97** 1641, 2023.
78. *J.Ren, X.H.Meng*, Phys. Lett. B, **633**, 1, 2006.
79. *A.Tawfik, T.Harko*, Phys. Rev. D, **85**, 084032, 2012.
80. *C.P.Singh, P.Kumar*, Eur. Phys. J. C, **74**, 3070, 2014.
81. *C.P.Singh, P.Kumar*, Astrophys. Space Sci., **361**, 157, 2016.
82. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rev. D, **72** 023003, 2005.
83. *S.Capozziello et al.*, Phys. Rev. D, **73** 043512, 2006.
84. *W.Steven*, Astrophys. J., **168**, 1971.
85. *N.Caderni, R.Fabbri*, Phys. Rev. D, **20**, 1251, 1979.
86. *O.Heckmann et al.*, Wiley New York, 438, 1962.
87. *P.Szekeres*, Commun. Math. Phys., **41**, 55, 1975.
88. *D.A.Szafron*, J. Math. Phys., **18**, 1673, 1977.
89. *M.D.Pollock, N.Caderni*, Mon. Not. R. Astron. Soc., **190**, 509, 1980.
90. *S.W.Goode, J.Wainwright*, Phys. Rev. D, **26**, 3315, 1982.
91. *J.A.S.Lima*, Phys. Lett. A, **116**, 210, 1986.
92. *B.Raj, G.Singh*, Astrophys. Space Sci., **138**, 71, 1987.
93. *W.B.Bonnor et al.*, Gen. Relativ. Gravit., **549**, 1977.
94. *T.Nazira, W.Ioav*, Astrophys. J., **317**, 52, 1987.
95. *V.A.Ruban*, J. Exp. Theo. Phys. Lett., **29**, 1969.
96. *J.A.S.Lima, M.A.S.Nobre*, Class. Quant. Grav., **7**, 1990.
97. *J.A.S.Lima, T.Jayme*, Gen. Relativ. Gravit., **20**, 1019, 1988.
98. *J.A.S.Lima, T.Jayme*, Class. Quant. Gravit., **6**, 1989.
99. *V.G.Mete et al.*, IOSR J. Math., **25**, 2015.
100. *C.Aktaş*, Inter. J.M. Phys. A, **34**, 1950011, 2019.
101. *M.V.Santhi, T.C.Naidu*, New Astron., **92** 101725, 2022.
102. *W.Zimdahl*, Phys. Rev. D, **53**, 5483, 1996.
103. *C.Eckart*, Phys. Rev., **58**, 919, 1940.
104. *C.B.Collins et al.*, Gen. Relativ. Gravit., **12**, 805, 1980.
105. *K.S.Thorne*, Astrophys. J. **148**, 51, 1967.
106. *S.K.Tripathy et al.*, Eur. Phys. J. C, **75**, 149, 2015.
107. *M.V.Santhi, T.C.Naidu*, Indian J. Phys., **96**, 953, 2022.
108. *M.V.Santhi, T.C.Naidu*, Afr. Mat., **33**, 98, 2022.
109. *M.Visser*, Gen. Relativ. Grav., **37**, 1541, 2005.
110. *D.Rapetti et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **375**, 1510, 2007.
111. *V.Sahni et al.*, J. Exp. Theor. Phys. Lett., **77**, 201, 2003.
112. *U.Alam et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **344**, 1057, 2003.
113. *N.Aghanim et al.*, [Plancks Collaboration], 2018, Astron. Astrophys., **641**, A6 2020.
114. *R.Caldwell, E.V.Linder*, Phys. Rev. Lett., **95**, 141301, 2005.
115. *V.Sahni et al.*, Phys. Rev. D, **78**, 103502, 2008.
116. *Y.S.Myung*, Phys. Lett. B, **652**, 223, 2007.