

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 56

МАЙ, 2013

ВЫПУСК 2

О ПРИРОДЕ НЕПОДТВЕРЖДЕННЫХ СВЕРХНОВЫХ

Л.С.Арамян, А.Р.Петросян, А.А.Акопян, Г.А.Мамон,

Д.Кунт, М.Туратто, В.Ж.Адибекян, Т.А.Назарян 167

RMS-ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТИ ЗВЕДОБРАЗОВАНИЯ СЕР ОВ3. II. МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ В α ТУМАННОСТИ СЕР В

Е.Г.Никогосян 179

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СР-ЗВЕЗД НА ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. I

Ю.В.Глаголевский 189

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДАХ

В.В.Леушин 207

ОЦЕНКИ РАДИУСА АККРЕЦИОННОГО ДИСКА КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ ПЕГАСА 2010

П.О.Земко, Т.Като 221

ОБЪЕКТ SNO 74 В АССОЦИАЦИИ АРА ОВ 1

А.Л.Гюльбудагян 233

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Ջալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բինոնվատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կոմոտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)

Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (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 предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զծով: Հանդեսը մախատեսված 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

ON THE NATURE OF UNCONFIRMED SUPERNOVAE

L.S.ARAMYAN¹, A.R.PETROSIAN¹, A.A.HAKOBYAN¹, G.A.MAMON²,
D.KUNTH³, M.TURATTO³, V.Zh.ADIBEKYAN⁴, T.A.NAZARYAN¹

Received 20 February 2013

We study the nature of 39 unconfirmed supernovae (SNe) from the sky area covered by Sloan Digital Sky Survey (SDSS) Data Release 8 (DR8), using available photometric and imaging data and intensive literature search. We confirm that 21 objects are real SNe, 2 are Galactic stars, 4 are probable SNe and 12 remain unconfirmed events. The probable types for 4 objects are suggested: 3 SNe are of probable type Ia and SN 1953H is probable type II SN. In addition, we identify the host galaxy of SN 1976N and correct the offsets/coordinates of SNe 1958E, 1972F and 1976N.

Key words: *supernovae: galaxies: stellar content*

1. *Introduction.* Because of the established role of the SNe to solve various problems of modern astronomy, their continuous study is important. In these studies, it is crucial to have homogeneous and well-defined sample of different type of SNe and their host galaxies. Most recently, paper [1] presented new homogeneous data set for 3876 SNe and their 3679 hosts. In this database, new observations were used to reclassify and update the spectroscopic types of several SNe. In addition, few objects turned out to be "SN impostors", i.e., eruptions of Luminous Blue Variables (LBVs) [2-4], members of the class of Luminous Red Novae (LRN) [4,5], or Galactic variable stars. In the database there are 39 unconfirmed SNe, which are marked with "?" symbol. Since these SNe are unconfirmed, they are less useful for statistical investigations and excluded from previous studies.

Currently the homogeneous data set for SNe and their host galaxies presented in [1] is under scrutiny for several statistical studies. To make the unconfirmed SNe useful for these studies, it is important to clarify their nature. For this purpose, we use available photometric and imaging data, and carry out intensive literature search. The obtained results are presented below.

This paper is organized as follows: The sample selection and research method are presented in Sects. 2 and 3. The results of study are given in Sect. 4 and summarized in Sect. 5. Throughout this paper, we adopt the Hubble constant $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. *The sample.* The number of unconfirmed objects in the *total sample* of 3876 SNe (discovered before March 22 of 2011 in the sky area covered

by SDSS DR8) is 39 [1]. The primary information of 39 question marked SNe, i.e., coordinates and/or offsets, and their host galaxies comes from [1]. We used the Asiago Supernova Catalogue (ASC) [6] to obtain other necessary information about the unconfirmed SNe (magnitudes, epoch of discovery, discoverers etc.). In all cases the images of host galaxies of these SNe are available from the First Palomar Observatory Sky Survey (POSS-I), POSS-II, and in a few cases also from the UK Schmidt Telescope (UKST) plates of the southern hemisphere. Since all the SN candidates are from SDSS coverage, we used the SDSS images as a recent imaging data for them. Three SNe candidates (SNe 1991Y, 1992Y, and 2000af) were discovered after 1990, and there is a possibility that additional observations for them exist in the Multi-mission Archive at Space Telescope institute (MAST) and/or European Southern Observatory (ESO) archive. The search of these SNe in the mentioned archives shows no available images.

3. *The method of analysis.* In the current work to determine the nature and characterize the unconfirmed SNe a special attention is paid to the primary information (published mostly in the International Astronomical Union (IAU) circulars) about the objects. Then we carefully examined the position of SN on available images of the host galaxies and conducted deep literature search. It is important to note that the SNe coordinates and offsets are reported with different levels of accuracy, but fortunately, the precision is generally within $1''$. We assumed that the SN is real when the object is visible in two or more images obtained within 400 days from the discovery date, and is not visible in other images taken with more than 400 days from the discovery. Special attention was paid to 7 objects (SNe 1950O, 1951J, 1953H, 1954ad, 1955Q, 1955R, and 1955S) with two POSS-I *O* and *E* plates available on the same day. In such cases, there is a small possibility that the visible object is a slow moving asteroid. For all these cases astrometric comparison of the positions of SN candidates was performed on available images. The position of the object in different images is the same, within the $1''.7$ precision of the measurement. Hence, misidentification of SN as an asteroid is unlikely, considering apparent magnitudes and proper motion limit for an object at a distance ~ 34 AU due to reflex motion of the Earth [7]. We assumed that the object is not a SN and probably it is a projected Galactic star or a SN impostor when it is visible in two or more images, taken more than 400 days apart. In the cases, when only one image for the candidate is available, its stellar like nature was studied and photometry was performed. We counted the object as probable SN if the image did not appear as defect. Finally, we suggested to keep question marks for SNe and count them as unconfirmed SNe for the remaining cases, when even original image of the candidate was absent and no other imaging and useful information was available.

Determination of the probable SN type was performed, according to the

morphology of SNe hosts, absolute discovery magnitudes and/or colors of SNe candidates, and SNe position relative to morphological details, such as spiral arms and HII regions. Absolute magnitudes at discovery of the objects were calculated and compared with the mean magnitudes of different SNe types [8]. To calculate the absolute magnitudes of SN candidates, we used the method described in [1]. If the SN is discovered in early-type galaxy, we count it as a probable type Ia. Type Ia was suggested also for the objects located far from the disk structure of the spiral host (in case when host galaxy is inclined).

It is well known that core-collapse (CC) SNe avoid early-type galaxies [9], preferably being associated with disk structure [10], and they are generally discovered in spiral arms (e.g., [11,12]) or star-forming regions (e.g., [13-16]), but because type Ia SNe also show a correlation with spiral arms [12] (though not as strong as CC), and there is a chance of projection of type Ia SN on HII regions, the association to spiral arms or HII regions was not used for the classification. Confirmed or probable SNe are classified as CC according to their blue colors and/or absolute magnitudes only.

4. Results.

4.1. *Confirmed SNe.* According to aforementioned criteria, 21 unconfirmed SNe out of 39 are shown to be real SN events. These 21 objects are

Table 1

THE LIST OF CONFIRMED OBJECTS

SN	Galaxy	Morph.	α_{SN}	δ_{SN}	E/W offset	N/S offset	Discovery mag	Probable type	
1950O	A161509+1857	Sbc	16 15 09.3	+18 57 14.4	10.7E	10.6S	B17	II:	
1951J	MCG+00-15-01	SBc	05 37 52.6	+00 07 36.9	24W	13N	B17.5		
1953H	A110342+4951	S	11 03 38.7	+49 50 29.4	1E	3S	B17		
1954ad	UGC4467	Sb	08 32 46.3	+00 13 33.7	7.2W	5.9S	B17.5		
1955Q	A105606+2409	Sm	10 56 08.4	+24 09 19	4W	7S	B17.5		
1955R	UGC7740	Sc	12 34 42.4	+49 19 54.8	3.8E	26N	B18		
1955S	UGC9933	SBab	15 36 40.6	+43 32 38	16.2W	15.8N	B17.5		
1968J	PGC50284	S0	14 05 52.1	+53 07 32.3	2W	12S	16		Ia
1969G	A123342+0553	Sb	12 33 50	+05 53 42.8	4E	7N			
1970M	A104818+1403	S	10 48 12	+14 03 15.5	13E	1N	16.5		
1972F	MCG+09-20-97	Sa	12 07 11.1	+53 40 32.2	17E	15N	16		
1974D	NGC3916	Sbc	11 50 55	+55 09 07.9	34E	31N	15.5		
1976A	NGC5004A	SBb	13 11 01.1	+29 34 59.9	7W	18N	16.5		
1976N	A073200+6513	S	07 31 51.4	+65 12 38.1	7E	6S	15		
1980A	MCG+05-29-64A	SBb	12 20 28.3	+31 10 10.5	9E	9S	15.5		
1980B	MCG+09-19-42	SBc	11 19 54.3	+54 27 46.2	16E	0N	16		
1980C	A134524+4745				7W	0N	17.5		
1980E	A131942+3414	Sm	13 19 42.5	+34 14 03.9	8W	7S	16		
1982X	UGC4778	Sc	09 07 01.4	+50 43 08.7	92W	23N	V16.5		
1982Y	UGC5449	SBc	10 08 00.5	+68 21 58.7	12E	5N	V17		
2000af	A114855-0058		11 48 55.7	-00 58 36.1	0E	0N	R19.8		

collected in Table 1, with the names and morphology of their hosts, SNe coordinates, offsets, and magnitudes (photometric band indicated) at the discovery from IAU circulars, as well as with their probable types. A magnitude without band means that the observation has not been made in a standard photometric system (e.g., those reported in the discovery announcement as photographic, blue plate, red plate, CCD without filter, and so on). Anonymous galaxies are listed with the letter "A" followed by the coordinates.

SN 1950O. SN 1950O as an 17 magnitude object was discovered on POSS-I *O* plate [17]. This object is visible in both POSS-I *O* and *E* images (both taken on April 17, 1950). No star-like object is visible in SN position on POSS-II *J* and *F* plates, as well as on the SDSS image.

SN 1951J. SN 1951J as an 17.5 magnitude object was discovered on POSS-I *O* plate [18]. The SN is visible on POSS-I *O* and *E* images (both on November 29, 1951) and it is not visible on the Science and Engineering Research Council (SERC) southern sky survey *J*, *ER* and *I*, POSS-II *J*, *F*, and *N* plates, as well as on the SDSS image.

SN 1953H. SN 1953H was discovered by Notni & Oleak, but no appropriate publication with finding chart is available. The SN is visible on both POSS-I *O* (Fig.1, left) and *E* plates (both on March 17, 1953), and is not visible in all POSS-II and SDSS images (e.g., Fig.1, right). Since the color of the SN is $B - R = -0.3$, we conclude that it was discovered very close to explosion and probably is a type II.

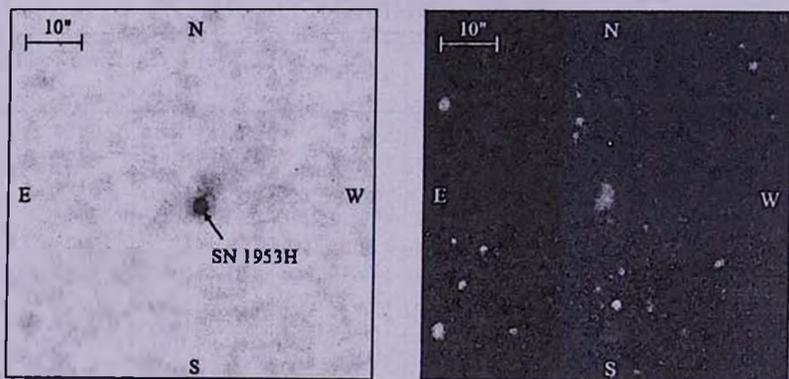


Fig.1. Left: the SN 1953H in the POSS-I *O* image. The SN name and position (marked by the arrow) are shown. Right: the host galaxy of SN 1953H in the SDSS image. In all images, north is up and east to the left.

SN 1954ad. SN 1954ad as an 17.5 magnitude object was discovered on POSS-I plates [19]. It is well seen on both POSS-I *O* and *E* images (epoch: December 21, 1954) and absent on all plates of SERC, POSS-II, as well as on the SDSS DR8 images.

SN 1955Q. SN 1955Q is reported in [20] following inspection of POSS-I plates. The object is visible on both POSS-I *O* and *E* images (epoch: March 25, 1955), and not visible on plates of POSS-II and SDSS images.

SN 1955R. SN 1955R as an 18 magnitude object was discovered on POSS-I plates [21]. The object is visible on both POSS-I *O* and *E* images (epoch: April 15, 1955), and not visible on all POSS-II plates and SDSS images.

SN 1955S. SN 1955S as an 17.5 magnitude object was discovered on POSS-I plates [22]. The object is visible on both POSS-I *O* and *E* images (epoch: April 1, 1955), and not visible on all POSS-II plates and SDSS images.

SN 1969G. SN 1969G was reported as $m_r = 18^m$ object in [23]. In this paper, a low quality print for SN 1969G is presented too. The SN was visible in 3 separate plates, taken between April 13 and June 16, 1969 [23]. No object is visible on the calculated position of SN 1969G on POSS-I *O* and *E*, POSS-II *J*, *F*, and *N*, as well as on the SDSS images. Since the object was visible in 3 different images [23] and not visible in all other available images, we suggest that this was a real SN.

SN 2000af. SN 2000af was discovered by Schaefer [24]. Later, a spectral observation of this object is reported [25]. According to [25], the spectrum of SN 2000af, taken in poor seeing, shows no obvious supernova features. No star-like source is visible at the SN position on all plates of POSS-I, POSS-II, SERC, and SDSS images. Since the SN 2000af was visible in 4 different images [24], we confirm it as real SN event.

For 11 objects (SNe 1968J, 1970M, 1972F, 1974D, 1976A, 1976N, 1980A, 1980B, 1980C, 1982X, and 1982Y) discovered at the Konkoly Observatory, two different plates with SN event are available [26]. In addition, four such plates are available for SN 1980E [26]. In analogy to the other objects discussed above we suggest to consider all these SNe as real events.

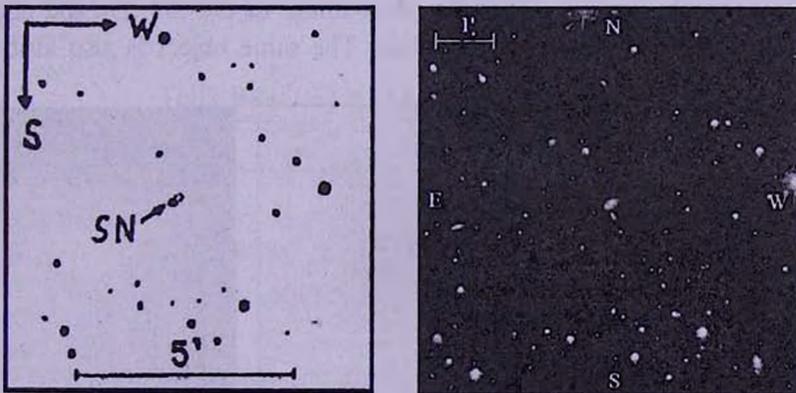


Fig.2. Left: the identification chart for SN 1976N, which is available from [28]. The SN position (marked by the arrow) is shown. Right: the SDSS image of the same field. In all images, north is up and east to the left.

The first announcement of the SN 1972F [27] reports that the object was $34''$ east and $14''$ north from the nucleus of the host galaxy. SN 1972F is included in [6] with offsets $17''$ east and $15''$ south. Using imaging information in [26], the offsets of SN 1972F was corrected and recalculated to $17''$ east and $15''$ north.

Finally, the identification chart (Fig.2, left) is available for SN 1976N [28]. Comparing the identification chart with the SDSS image of the field, we identified the host galaxy of the SN (Fig.2, right). The host is a spiral galaxy with small angular size (about $15''$). The SDSS identification of the host is J073150.33+651244.1, and the calculated coordinates of possible SN (via the host nucleus coordinates and SN offsets) are $\alpha = 07^{\text{h}}31^{\text{m}}51^{\text{s}}.44$, $\delta = +65^{\circ}12'38''.1$ (J2000.0).

4.2. *Possible Galactic stars.* Out of the 39 unconfirmed SNe two turned out to be with high probability Galactic stars or SN impostors. These two objects are listed in Table 2 where the names and morphology of the hosts, objects coordinates, their offsets, and magnitudes are given too.

Table 2

THE LIST OF NOT REAL SN EXPLOSIONS

SN	Galaxy	Morph.	α_{SN}	δ_{SN}	E/W offset	N/S offset	Discovery mag
1954Y	MCG+03-35-37	SBa	13 54 30.2	+15 02 38.7	13W	0N	V19.3
1973O	NGC7337	SBb	22 37 24.5	+34 21 59.4	26W	28S	V19.0

Below are descriptions of these cases.

SN 1954Y. The first publication on SN 1954Y is [29]. SN 1954Y was discovered on POSS-I *O* plate at $V = 19.3$ magnitude. Fig.3 (left) presents the POSS-I *O* (epoch: April 1, 1954) discovery image of the SN. On the position of SN 1954Y a star-like source is visible. The same object is also visible on

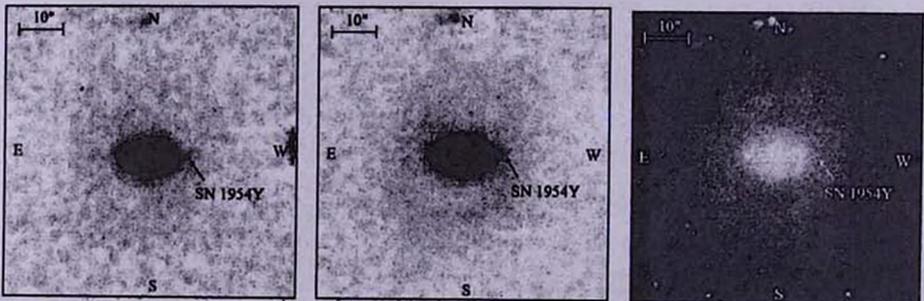


Fig.3. Left: POSS-I *O* image of the SN 1954Y. Middle: SN 1954Y in POSS-II *J* image. Right: SN 1954Y in SDSS image. The SN position (marked by the arrow) is shown. In all images, north is up and east to the left.

POSS-II *J* (at magnitude of 19.1 on May 19, 1993, Fig.3, middle) and *F* (epoch: April 21, 1996) images. In the SDSS DR8 image (epoch: May 13, 2005, Fig.3, right), on the position of the SN a star-like object with $g=18.23$ magnitude is visible. The object is not visible in POSS-I *E* (epoch: April 1, 1954) and POSS-II *N* (epoch: March 10, 1997) images. Taking into account that a star-like object is visible in 4 different images, with very different epochs, we conclude that the candidate is not a SN, but rather a SN impostor.

SN 19730. SN 19730 is reported in [30] with 19.0 photo-visual magnitude. It was located $26''$ west and $28''$ south of the galaxy nucleus. No star-like object is visible at the position calculated for the SN on POSS-I *O*, *E*, and POSS-II *J*, *F*, and *N* plates (e.g., Fig.4, left), but a stellar object with $g=22.33$ magnitude is clearly visible in the SDSS DR8 image (Fig.4, right). We have estimated the magnitude on all the available material (Table 3) and conclude that the object varied in a non-monotonic way over a time interval

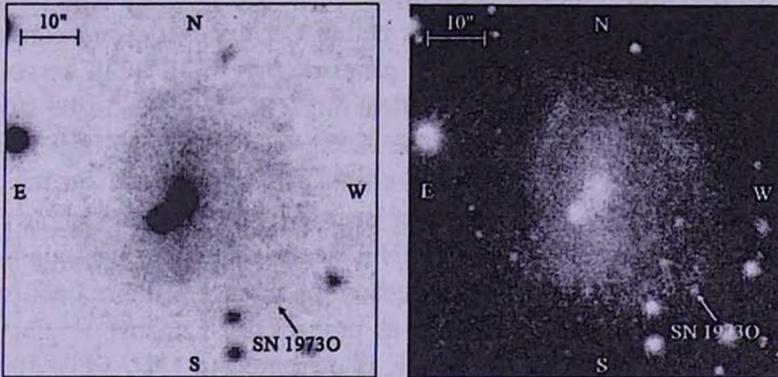


Fig.4. Left: the position of SN 19730 in POSS-II *J* plate. Right: the SN 19730 in the SDSS image. The SN position (marked by the arrow) is shown. In all images, north is up and east to the left.

Table 3

THE BRIGHTNESS OF SN 19730

Epoch	mag	Source
August 12, 1953	$B > 21$	POSS-I <i>O</i> image
September 4, 1973	$V = 19.0$	[30]
September 8, 1989	$B > 22.5$	POSS-II <i>J</i> image
May 30, 2006	$g = 22.3$	SDSS DR8 image

of 53 years. Considering that the candidate of SN is visible on the SDSS image, we conclude that SN 19730 is a foreground Galactic variable star.

4.3. Probable SNe. Four objects are suggested to be probable SNe out of the 39 unconfirmed SNe. Table 4 presents information about them and their

host galaxies. The last column of Table 4 gives the probable types of two of them.

Table 4

THE LIST OF PROBABLE SNe

SN	Galaxy	Morph.	α_{SN}	δ_{SN}	E/W offset	N/S offset	Discovery mag	Probable type
1958E	MCG+07-07-72	SBa	03 20 40.2	+42 48 10.2	12.2W	4.4S	17.5	
1986P	NGC5763	S0	14 48 58.1	+12 29 18.3	8W	6S	B17	Ia
1991Y	A171436+5719	S0	17 14 37.6	+57 18 26.4	0E	7N	B19	Ia
1992Y	NGC3527	SBa	11 07 19.1	+28 31 33.8	13E	6S	B18.5	

SN 1958E. SN 1958E was discovered in February 10, 1958 [31] at magnitude $17^m.5$. The object was not visible on POSS-I *O* and *E*, as well as on all POSS-II plates and SDSS images. Since SN 1958E was not detected on two POSS-I plates, taken 52 days before the discovery, and considering that the limiting magnitude of POSS-I plates reaches to 21^m [32], we conclude that SN 1958E was not exploded at that time. In any case, to be sure that the image of SN is not a photographic defect on Palomar 48 inch telescope plate, we studied the SN profile and estimate SN magnitude on the SDSS *g*-band image using the magnitudes of nearby stars. We find that it cannot be photographic defect, the profile of SN is star-like and its magnitude is about 17^m , close to value reported in [31]. Because of absence of more confirmation image for SN 1958E, we consider it as probable SN.

No astrometric data for SN 1958E is presented in [31], while the ASC reports an offset of $11''$ west. By mean of an astrometric comparative study of [31] and the SDSS images, we now report new correct coordinates for the object, $\alpha = 50^{\circ}.16782$, $\delta = 42^{\circ}.80285$ (J2000.0) and offsets from the host galaxy nucleus, $4''.4$ south and $12''.2$ west.

SN 1986P. SN 1986P is first reported in [33] at 17^m on *IIIa-J* plate, taken in the course of POSS-II survey with the 1.2-m Oschin Schmidt Telescope on July 2, 1986. In [33] it is stressed that the SN cannot be a plate defect or an asteroid. No star-like source is visible at the SN position on POSS-I, POSS-II *F* (epoch: May 14, 1993), and *N* (epoch: March 12, 1997) plates, as well as on SDSS images. Since well-studied image of the SN is visible only on POSS-II *J* plate [33], but not in other available images, we suggest it to be probable SN. According to [1] the host of SN 1986P is S0 type galaxy, which means that this object can be type Ia SN.

SN 1991Y. SN 1991Y as an 19^m object was discovered on POSS-II *J* plate and reported by [34]. No object is visible at the SN position on POSS-I, POSS-II *F* (epoch: June 30, 1992) and *N* (epoch: June 4, 1991) plates, and

SDSS images. The fact that the object is not visible on POSS-II *N* image, taken about 1.5 months after the *J* plate, could be easily explained with the shallower limiting magnitude $19^m.5$ [35] of POSS-II *N* plates. According to [1] the host of SN 1991Y is S0 type galaxy, which means that this object can be type Ia SN.

SN 1992Y. SN 1992Y as an $18^m.5$ - 19^m object was discovered on POSS-II *J* plate [36] (epoch: May 2, 1992). No star-like source is visible at the SN position on all POSS-I, POSS-II *F* (epoch: May 21, 1998), *N* (epoch: January 13, 2000), and SDSS images.

4.4. *Unconfirmed SNe*. Because of the lack of information, the nature of 12 objects out of 39 unconfirmed SNe was not clarified and they remain unconfirmed.

Table 5 presents the list of 12 unconfirmed SNe, with data of these objects and their host galaxies. In all 12 cases, no star-like source is visible in POSS-I, POSS-II, and SDSS images.

Table 5

THE LIST OF UNCONFIRMED SNe

SN	Galaxy	Morph.	α_{SN}	δ_{SN}	E/W offset	N/S offset	Discovery mag
1950M	NGC3266	SB0	10 33 17.9	+64 45 00.6	2E	3N	14.5
1951I	NGC6181	SBc					15.7
1955C	NGC23	SBb	00 09 54.1	+25 55 35.6	10E	10N	V16
1965O	A120224+4955	S0	12 02 19.7	+49 56 11.9	13W	17N	17.5
1966O	PGC34376	E/S0	11 16 13	+29 21 37	7.1W	89.8S	15.5
1968U	NGC4183	Sc	12 13 15	+43 43 28.3	20W	95N	14.5
1969Q	NGC4472	S0	12 29 54.8	+08 00 01.6	120E	0N	14
1972T	MCG+05-32-01	SBc	13 20 21.2	+31 30 54	4W	0N	14
1974A	NGC4156	SBb	12 10 48.3	+39 28 37	15W	15N	20
1984U	NGC4246	Scd	12 18 00.3	+07 10 55.2	33E	14S	18
1985K	A125916+2759	S	12 59 16.1	+27 59 03.7	0.5W	7S	V17.7
1987R	MCG+07-16-01	E/S0	07 25 14.4	+42 00 50.6	9W	7S	18.5

5. *Summary*. We used available imaging, photometric and astrometric information (generally from POSS-I, SERC, POSS-II, and SDSS), as well as deep literature search to determine and characterize the nature of 39 unconfirmed SNe (from [1] database). Our analysis shows that 21 objects are real SNe, 2 are Galactic stars, 4 are probable SNe, and 12 objects remain unconfirmed.

According to the morphology of the host galaxies, SNe blue colors and absolute discovery magnitudes, we tentatively assign a SN type to 4 of them. In addition, the host galaxy of SN 1976N is identified and corrected offsets for SNe 1958E, 1972F, and 1976N are calculated.

Acknowledgements. L.S.A., A.R.P., and A.A.H. acknowledge the hospitality of the Institut d'Astrophysique de Paris (France) during their stay as visiting scientists supported by the Collaborative Bilateral Research Project of the State Committee of Science (SCS) of the Republic of Armenia and the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). V.Zh.A. is supported by grant SFRH/BPD/70574/2010 from FCT (Portugal) and would further like to thank for the support by the ERC under the FP7/EC through a Starting Grant agreement number 239953. M.T. is supported by the INAF PRIN 2011 "Transient Universe". This work was made possible in part by a research grant from the Armenian National Science and Education Fund (ANSEF) based in New York, USA. This research made use of the Asiago Supernova Catalogue (ASC), which is available at <http://web.oapd.inaf.it/supern/cat/>, website of the Central Bureau for Astronomical Telegrams (CBAT), available at <http://www.cbat.eps.harvard.edu/lists/Supernovae.html>, the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), which is available at <http://ned.ipac.caltech.edu/>, and operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. Funding for SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, and the US Department of Energy Office of Science. The SDSS-III web site is <http://www.sdss3.org/>. SDSS-III is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS-III Collaboration including the University of Arizona, the Brazilian Participation Group, Brookhaven National Laboratory, University of Cambridge, Carnegie Mellon University, University of Florida, the French Participation Group, the German Participation Group, Harvard University, the Instituto de Astrofísica de Canarias, the Michigan State/Notre Dame/JINA Participation Group, Johns Hopkins University, Lawrence Berkeley National Laboratory, Max Planck Institute for Astrophysics, Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, New Mexico State University, New York University, Ohio State University, Pennsylvania State University, University of Portsmouth, Princeton University, the Spanish Participation Group, University of Tokyo, University of Utah, Vanderbilt University, University of Virginia, University of Washington, and Yale University.

¹ Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: aramyan@bao.sci.am

² Institut d'Astrophysique de Paris, France

³ INAF - Osservatorio Astronomico di Padova, Italy

⁴ Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Portugal

О ПРИРОДЕ НЕПОДТВЕРЖДЕННЫХ СВЕРХНОВЫХ

Л.С.АРАМЯН¹, А.Р.ПЕТРОСЯН¹, А.А.АКОПЯН¹, Г.А.МАМОН²,
Д.КУНТ³, М.ТУРАТТО³, В.Ж.АДИБЕКЯН⁴, Т.А.НАЗАРЯН¹

Используя доступные изображения, фотометрические данные и интенсивный литературный поиск, мы исследовали природу 39 неподтвержденных сверхновых (SNe), расположенных в области неба, покрытой 8-м Выпуском Данных Слоановского Цифрового Обзора Неба. Мы подтверждаем, что 21 из них является реальной SNe, 2 являются звездами Галактики, 4-вероятными SNe, а 12 остаются неподтвержденными. Для 4 объектов были предложены вероятные типы: 3 SNe являются вероятными Ia, SN 1953H является вероятной SN типа II. Также мы идентифицировали родительскую галактику SN 1976N и скорректировали смещения/координаты SNe 1958E, 1972F и 1976N.

Ключевые слова: *сверхновые: галактики: звездная составляющая*

REFERENCES

1. A.A.Hakobyan, V.Zh.Adibekyan, L.S.Aramyan et al., *Astron. Astrophys.*, **544**, A81, 2012.
2. S.D. van Dyk, *ASP Conference Series*, **332**, 47, 2005.
3. N.Smith, W.Li, J.M.Silverman et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **415**, 773, 2011.
4. A.Pastorello, *Mem. S.A.It. Suppl.*, **19**, 24, 2012.
5. S.R.Kulkarni, E.O.Ofek, A.Rau et al., *Nature*, **447**, 458, 2007.
6. R.Barbon, V.Buondi, E.Cappellaro, M.Turatto, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **139**, 531, 1999.
7. Ž.Ivezjić, S.Tabachnik, R.Rafikov et al., *Astron. J.*, **122**, 2749, 2001.
8. D.Richardson, D.Branch, D.Casebeer et al., *Astron. J.*, **123**, 745, 2002.
9. A.A.Hakobyan, A.R.Petrosian, B.McLean et al., *Astron. Astrophys.*, **488**, 523, 2008.
10. A.A.Hakobyan, G.A.Mamon, A.R.Petrosian et al., *Astron. Astrophys.*, **508**, 1259, 2009.
11. J.Maza, S. van den Bergh, *Astrophys. J.*, **204**, 519, 1976.
12. O.S.Bartunov, D.Yu.Tsvetkov, I.V.Filimonova, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **106**, 1276, 1994.
13. S.D. van Dyk, *Astron. J.*, **103**, 1788, 1992.
14. S.D. van Dyk, C.Y.Peng, A.J.Barth, A.V.Filippenko, *Astron. J.*, **118**, 2331, 1999.

15. *J.P.Anderson, P.A.James*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **390**, 1527, 2008.
16. *J.P.Anderson, S.M.Habergham, P.A.James, M.Hamuy*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **424**, 1372, 2012.
17. *J.Mueller, R.G.Harrington, A.G.Wilson et al.*, IAU Circ., **5536**, 2, 1992.
18. *J.Mueller, A.Wilson, G.Abell, G.Carlson*, IAU Circ., **5140**, 2, 1990.
19. *J.Mueller, R.G.Harrington, J.D.Mendenhall, S.Staples*, IAU Circ., **5175**, 2, 1991.
20. *C.Pollas*, IAU Circ., **5450**, 4, 1992.
21. *J.Mueller, R.G.Harrington, J.D.Mendenhall*, IAU Circ., **5525**, 2, 1992.
22. *J.Mueller, G.Abell, C.Brewer, J.D.Mendenhall*, IAU Circ., **5761**, 3, 1993.
23. *C.T.Kowal, W.L.W.Sargent, F.Zwicky*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **82**, 736, 1970.
24. *B.E.Schaefer*, IAU Circ., **7387**, 1, 2000.
25. *A.V.Filippenko, A.L.Coll*, IAU Circ., **7388**, 1, 2000.
26. *K.Tsvetkova, A.Holl, L.G.Balázs*, Balt. Astron., **17**, 405, 2008.
27. *M.Lovas, D.Shaffer*, IAU Circ., **2409**, 1, 1972.
28. *M.Lovas*, Information Bulletin on Variable Stars, **1561**, 1, 1979.
29. *C.T.Kowal, F.Zwicky, W.L.W.Sargent, L.Searle*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **86**, 516, 1974.
30. *J.Kormendy, W.L.W.Sargent*, IAU Circ., **2573**, 1, 1973.
31. *M.L.Humason, H.S.Gates*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **72**, 208, 1960.
32. *G.O.Abell*, Astron. Soc. Pacif. Leaflets, **8**, 121, 1959.
33. *J.Mueller, E.Helin, C.Brewer, N.Reid, W.Sargent*, IAU Circ., **6470**, 2, 1996.
34. *J.Mueller, C.Brewer, N.Reid, J.D.Mendenhall*, IAU Circ., **5259**, 1, 1991.
35. *I.N.Reid, C.Brewer, R.J.Brucato et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **103**, 661, 1991.
36. *J.Mueller*, IAU Circ., **5517**, 1, 1992.

PMS-ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТИ ЗВЕДООБРАЗОВАНИЯ Сер OB3. II. МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ В $\text{H}\alpha$ ТУМАННОСТИ Сер В

Е.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 30 ноября 2012

Принята к печати 1 марта 2013

Построены модели РСЭ для четырех звездных источников, расположенных в яркой компактной $\text{H}\alpha$ туманности Сер В. Полученные результаты позволяют заключить, что три из них, с большой вероятностью, являются очень молодыми звездными объектами 0/I-го эволюционного класса с возрастом 10^4 - 10^5 лет, что соизмеримо с кинематическим возрастом ионизационного фронта самой туманности. Ассоциируемый с Сер В IRAS 22551+6221 источник инициирован разогретой пылевой материей. В центре ионизационного фронта расположена звезда средней массы (B2-B3) III-го эволюционного класса. В непосредственной окрестности туманности Сер В локальная плотность PMS-звезд превышает в скоплении в целом. С большой вероятностью, эта зона представляет собой локальный очаг нового этапа звездообразования.

Ключевые слова: *компактная область звездообразования - объект: Сер В*

1. *Введение.* Наблюдения в субмиллиметровом диапазоне (^{12}CO) выявили в области Сер OB3 протяженное молекулярное облако, в котором были обнаружены несколько "горячих" сгустков [1,2]. Один из них, расположенный на расстоянии 725 пк Сер В, ассоциируется с яркой компактной $\text{H}\alpha$ туманностью [3]. Туманность расположена на краю III области S 155 и имеет так называемую пузыреобразную форму. Кроме того, Сер В является источником нетеплового радиоизлучения, возникшего в результате столкновения ионизационного газа с плотным молекулярным веществом [4]. Принимая во внимание, что скорость расширения этой III области порядка ~ 2 км/с [5], то относительно наблюдаемых размеров при расстоянии в 700 пк ее возраст оценивается в 2×10^4 лет [4], а масса, по данным наблюдений в субмиллиметровом диапазоне, должна быть порядка $0.3 M_{\odot}$ [6]. В юго-восточной части фронта ионизационного газа располагается IRAS 22551+6221 источник. Сопоставляя интенсивность его излучения в субмиллиметровом (450 и 850 μm) и инфракрасном (MSX) диапазонах, можно предположить, что IRAS 22551+6221 инициирован не молодым звездным источником, а разогретой пылевой материей [7].

Предположительно, в этой области расположена более молодая, чем в целом звездное население ассоциации Сер OB3b, подгруппа молодых

звездных источников [4,5,8]. Компактная группа молодых инфракрасных звезд была выявлена в окрестностях IRAS 22551+6221 источника также и по данным 2MASS обзора [9].

Изучение подобных, глубоко погруженных в молекулярное облако, компактных групп звездообразования очень важно, так как их образование инициировано, как правило, вторичными этапами звездообразования и во многом зависит от свойств самого родительского скопления [10,11]. Следовательно, их исследование очень важно для понимания полной картины процесса звездообразования в скоплении в целом.

Настоящая работа посвящена изучению молодых звезд, расположенных в окрестностях яркой $\text{H}\alpha$ туманности Сер В.

2. Группа молодых звезд в окрестности туманности Сер В.

2.1. *Метод.* На изображениях субмиллиметрового диапазона (450 μm и 850 μm) в окрестностях IRAS 22551+6221 выявлено несколько источников [7,12]. Три из них удалось отождествить с объектами в базах данных инфракрасного диапазона, а именно MSX, WISE и 2MASS. Кроме того, были использованы данные, полученные с помощью камеры IRAC телескопа Spitzer [13]. Фотометрические параметры этих объектов приводятся в табл.1. Интенсивность потока в субмиллиметровых (SM) диапазонах и

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ SM И IR-ИСТОЧНИКОВ

Объект	SM1	SM2	SM3	A-NIR
RA (2000)	22 57 02.0	22 57 02.0	22 57 07.2	22 57 06.22
Dec (2000)	+62 36 26	+62 38 26	+62 37 26	+62 37 55.6
850 μm (Jy)	0.31 ($R=25''.3$)	0.98 ($R=30''.3$)	7.31 ($R=49''.3$)	-
450 μm (Jy)	6.64 ($R=25''.3$)	109.2 ($R=30''.3$)	107.8 ($R=49''.3$)	-
MSX A (Jy)	-	4.89	-	-
MSX C (Jy)	-	7.45	-	-
MSX D (Jy)	-	7.11	-	-
MSX E (Jy)	-	10.18	-	-
WISE 3.4	9.44	6.48	9.44	8.52
WISE 4.6	9.00	4.43	8.41	7.60
WISE 12	4.27	0.47	3.43	4.20
WISE 22	2.22	-1.20	1.35	4.36
IRAC 3.6	-	6.58	-	9.03
IRAC 4.5	-	5.36	-	8.61
IRAC 5.8	-	4.45	-	8.08
IRAC 8.0	-	3.40	-	-
2MASS J	13.58	14.18	-	13.57
2MASS H	11.69	11.87	-	11.41
2MASS K	10.83	9.45	-	10.06
I	-	-	-	17.88
V	-	-	-	21.47

нумерация в таблице соответствует данным, приведенным в табл.2 (The Fundamental Map Data Set) из работы [12]. Положение объектов отмечено на рис.1, где представлено изображение области в нескольких диапазонах. Положение IRAS 22551+6221 источника обозначено эллипсом. Отметим, что расхождение координат в субмиллиметровом и инфракрасных диапазонах не превышает 3". Субмиллиметровые источники 4 и 5 из табл.2 работы [12], которые также отмечены на рис.1, не были отождествлены в инфракрасном диапазоне. В табл.1 приводятся также фотометрические параметры одного из расположенных в этой области радиоисточника A-NIR [4] (см. рис.1), который не различим в субмиллиметровом диапазоне. Координаты этого объекта определялись по изображениям 2MASS обзора. Кроме того, для этой звезды были определены V и I звездные величины. Метод наблюдений описан в первой работе [14]. Остальные объекты из табл.1 неразличимы в оптическом диапазоне.

На основании фотометрических параметров для каждого из приведенных в табл.1 звездных объектов была построена модель распределения

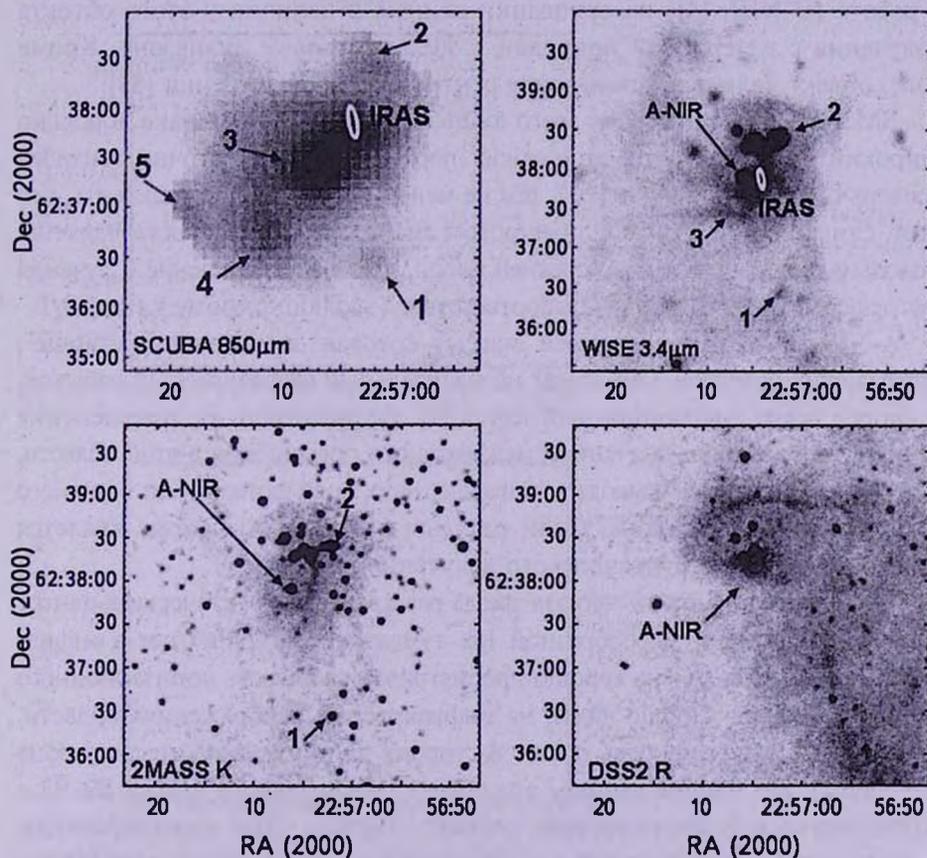


Рис.1. Изображение области вокруг IRAS 22551+6221 источника в различных диапазонах.

спектральной энергии (РСЭ) для PMS-звезд, которая детально описана в работах [15,16], а также определены их основные параметры, а именно, возраст, масса, болометрическая светимость и др. При построении РСЭ расстояние до скопления, как и в первой работе [14], бралось в интервале от 700 до 900 пк [3], но интервал поглощения (A_v) был увеличен до 20^m . Из всех предложенных моделей выбиралась наиболее вероятная.

2.2. Результаты. РСЭ были построены для всех объектов, представленных в табл.1. Результаты представлены на рис.2 (слева). В правой части рисунка приводятся основные параметры наиболее вероятной модели.

Рассмотрим каждый объект отдельно. Классификация эволюционного класса определялась по моделям РСЭ, рассмотренных в работах [15,17].

SM1. Молодой звездный объект с массой, практически равной солнечной. РСЭ соответствует объекту эволюционного класса I с массивной оболочкой и диском.

SM2. Молодой звездный объект средней массы эволюционного класса I с массивной оболочкой и диском. Это соответствует выводам, сделанным в работе (B-NIR, [4]) на основании данных о наличии у этого объекта излучения с нетепловой природой в миллиметровом диапазоне. Кроме того, объект является источником рентгеновского излучения [18].

SM3. РСЭ был построен всего лишь на пяти точках. Однако довольно широкий диапазон фотометрических параметров и достаточно высокий уровень соответствия ($\chi^2 = 126$), тем не менее, позволяет предположить, что этот, самый яркий в субмиллиметровом диапазоне объект, также является молодым звездным объектом средней массы, причем соотношение излучения фотосферы, диска и оболочки соответствует эволюционному классу 0/I.

A-NIR. Это звезда средней массы, которая значительно "старше", предыдущих объектов. Она имеет незначительный инфракрасный избыток, и скорее всего, эволюционный класс III. Ее значительное покраснение объясняется высоким значением межзвездного поглощения в этой области. Это соответствует тем выводам, которые, на основе фотометрии ближнего инфракрасного диапазона, были сделаны в работе [4]. Звезда является также источником рентгеновского излучения [18].

Необходимо отметить, что эта звезда расположена практически в центре упомянутой выше пузырьобразной $H\alpha$ туманности и вокруг нее в инфракрасном диапазоне очень хорошо просматривается область ионизационного фронта, который хорошо виден на инфракрасных изображениях области. Причем его интенсивность растет в сторону длинноволнового диапазона (см. рис.1). По нашим данным это объект спектрального класса B2-B3 с болометрической светимостью порядка $100 M_{\odot}$. Эти характеристики достаточно хорошо согласуются с предположительными оценками, сделанными в работе [4], что еще раз подтверждает предположение, что излучение

именно этой В-звезды и является причиной разогревания материи молекулярного облака и образования ионизационного фронта.

У трех из вышеуказанных звездных объектов величина межзвездного поглощения значительно превосходит усредненную по скоплению в целом [14].

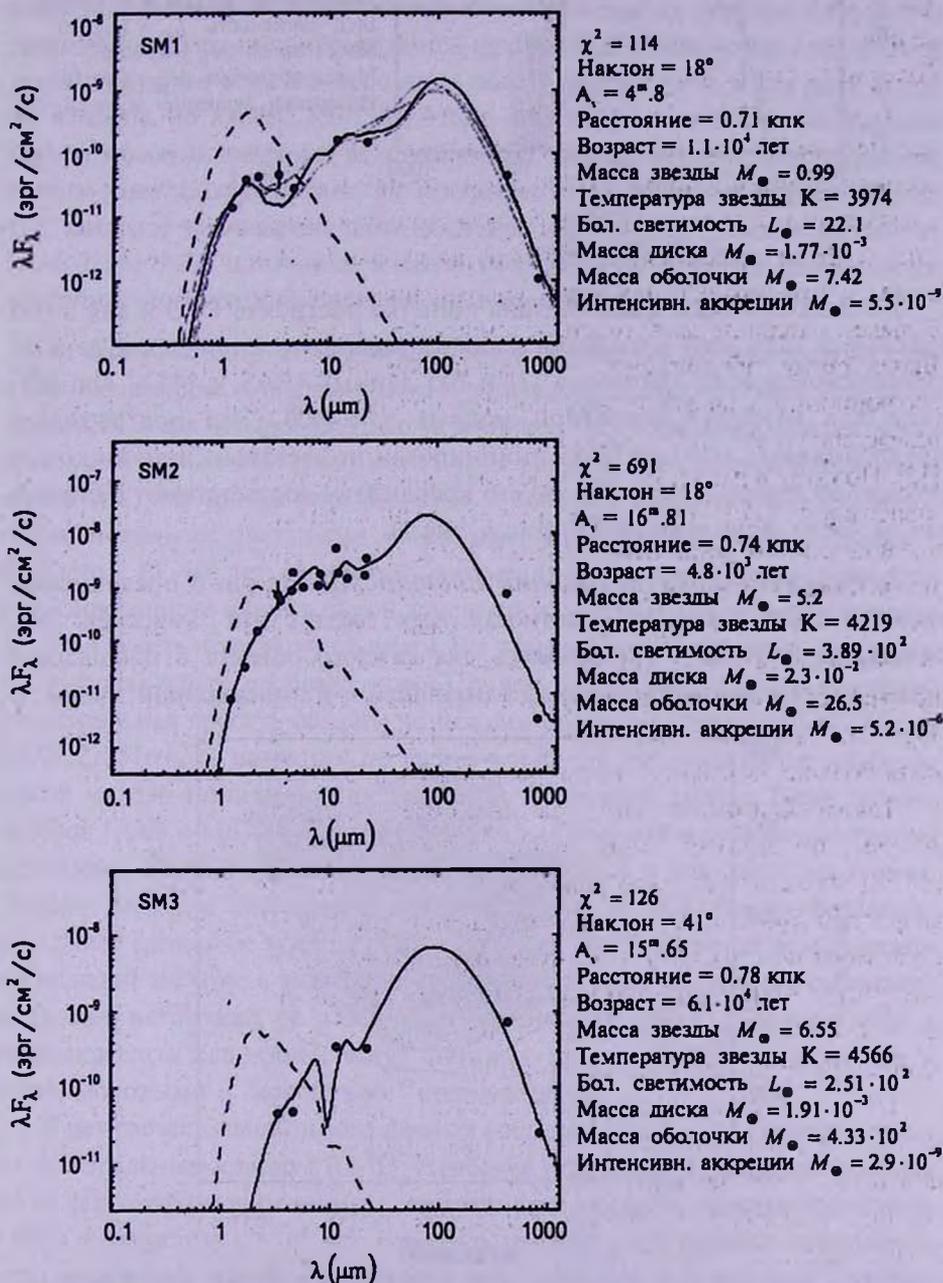


Рис.2. РСЭ и основные параметры молодых звездных объектов.

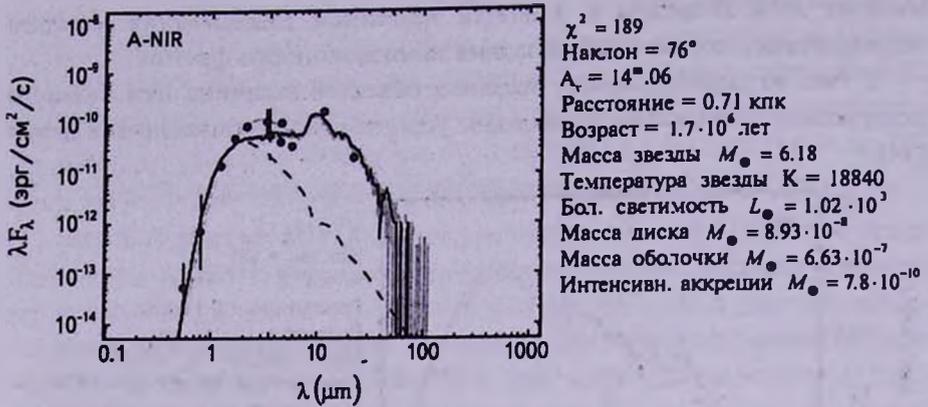


Рис.2. Окончание.

IRAS 22551+6221. Была сделана попытка построить РСЭ и для этого источника. Для этой цели были использованы фотометрические данные субмиллиметрового диапазона [7] и баз данных IRAS и MSX. Однако, даже для наиболее вероятной модели $\chi^2 > 4000$. Это подтверждает предположение, что сам IRAS инициирован не звездным источником, а разогретой пылью. Отметим, что его координаты соответствуют наиболее яркой части фронта ионизации (см. рис.1).

3. Распределение локальной плотности. На рис.3 представлено распределение локальной плотности всех звезд с Na эмиссией [14]. Локальная плотность определялась для каждого объекта в площадке с радиусом, равным расстоянию до ближайшей n -й эмиссионной звезды. В

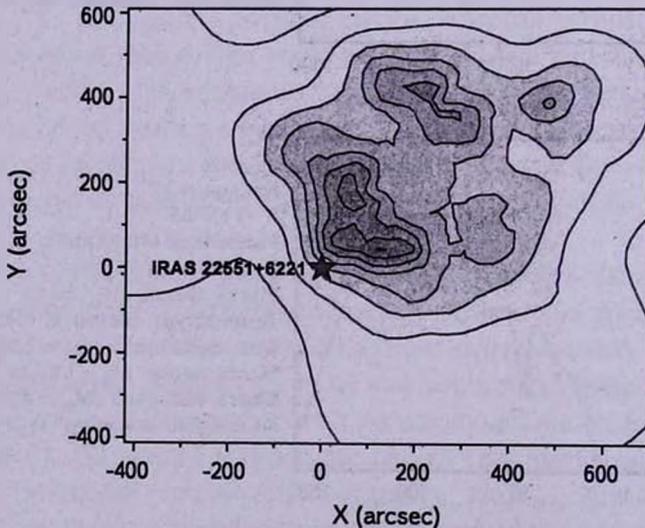


Рис.3. Распределение локальной плотности звезд с Na эмиссией. Положение (0, 0) соответствует координатам IRAS 22551+6221 источника ($22^{\text{h}}57^{\text{m}}04^{\text{s}}.93$; $+62^{\circ}37'49''.57$).

общей сложности локальная плотность была определена для 149 звезд при $n = 10$. В первом приближении, распределение плотности эмиссионных звезд относительно равномерно. Групп, в которых плотность превышала бы усредненную по всем объектам больше, чем на 3σ , не обнаружено. Однако в области, непосредственно примыкающей к IRAS 22551+6221 источнику, эмиссионные звезды располагаются более компактно, образуя небольшую группу с изоденсами кометообразной формы. Плотность группы превышает усредненную по всем эмиссионным объектам плотность в два раза. В той же области, на картах 2MASS обзора, также была выявлена компактная группа молодых звездных источников [9]. Форма изоденс инфракрасной группы имеет схожую форму. Не исключается, что подобная форма изоденс, т. е. заметное уменьшение плотности N_{α} эмиссионных звезд к востоку от IRAS 22551+6221 источника, в какой-то степени объясняется возрастанием значения межзвездного поглощения в этом направлении [3,14].

4. Обсуждение и заключение. На основании данных фотометрии в субмиллиметровом, инфракрасном и оптическом диапазонах были построены модели РСЭ для четырех звездных источников, расположенных в окрестности яркой компактной N_{α} туманности Сер В. Полученные результаты позволяют заключить, что три из этих объектов, с большой вероятностью, являются очень молодыми звездными объектами 0/I-го эволюционного класса с возрастом 10^4 - 10^5 лет. Их возраст соизмерим с кинематическим возрастом ионизированного фронта самой туманности, который оценивается порядка 10^4 лет. Область ионизации по краям N_{α} туманности хорошо просматривается на инфракрасных изображениях. Причем с увеличением длины волны относительная яркость области ионизации растет. Ассоциируемый с Сер В IRAS 22551+6221 источник по своим координатам совпадает с наиболее яркой частью ионизационного фронта. Используя данные базы данных обзоров IRAS и MSX, а также результаты наблюдений в субмиллиметровом диапазоне, была сделана попытка построить РСЭ и для этого источника. Однако, даже для наиболее вероятной модели $\chi^2 > 4000$. Все это подтверждает ранее сделанное предположение, что сам IRAS источник инициирован не молодой звездой, а разогретой пылевой материей. Остальные субмиллиметровые источники (4 и 5 в [12]), которые не были отождествлены в инфракрасном диапазоне, могут быть как просто сгустками пыли, так и очень молодыми и "холодными" протозвездами.

В центре ионизационного фронта расположена звезда средней массы со спектральным классом B2-B3. Наиболее вероятная модель, построенная по ее фотометрическим данным, соответствует звезде III-его эволюционного класса с возрастом $1.7 \cdot 10^6$ лет. Вероятно, именно она и является источником того излучения, которое привело к разогреванию межзвездной материи молекулярного облака и образованию ионизационного фронта.

В непосредственной окрестности туманности Сер В локальная плотность PMS-звезд почти в два раза превышает плотность молодых звездных объектов в скоплении в целом.

Все вышесказанное позволяет еще раз подтвердить ранее сделанные предположения о том, что в области Сер В расположена глубоко погруженная в молекулярное облако группа молодых звездных источников. По всей вероятности, эта зона представляет собой локальный очаг нового, третьего этапа звездообразования в ассоциации Сер OB3b.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: elena@bao.sci.am

PMS-OBJECTS IN THE STAR FORMING REGION CEP OB3. II. THE YSOs IN THE $H\alpha$ NEBULA Cep B

Е.Н.НИКОГОСЯН

For four stellar sources located in the bright $H\alpha$ nebula Cep B have been constructed the models of the SEDs. It is possible to conclude, that three of them with a high probability are classes 0/I YSOs with 10^4 - 10^5 yr age, which is commensurable with the kinetic age of the nebula's ionization front. The associated with Cep B IRAS 22551+6221 source is generated by a hot dust. In the center of the ionized front the intermediate mass stellar Class III object (B2-B3) is located. In the vicinity of the Cep B nebula the local density of PMS objects is higher than in the cluster in common. With high probability this area is a seat of a new wave of the star formation process.

Key words: *compact stars formation region - individual:Cep B*

ЛИТЕРАТУРА

1. A.L.Sargent, *Astrophys. J.*, **218**, 736, 1977.
2. A.L.Sargent, *Astrophys. J.*, **233**, 163, 1979.
3. M.A.Moreno-Corral, C.Chavarria-K, E. de Lara, S.Wagner, *Astron. Astrophys.*, **273**, 619, 1993.
4. L.Testi, L.Olmi, L.Hunt et al., *Astron. Astrophys.*, **303**, 881, 1995.
5. N.Panagia, C.Thum, *Astron. Astrophys.*, **98**, 295, 1981.

6. *M.A.Thompson, J.Hatchell, A.J.Walsh, G.H.Macdonald, T.J.Millar*, *Astron. Astrophys.*, **453**, 1003, 2006.
7. *S.J.Williams, G.A.Fuller, T.K.Sridharan*, *Astron. Astrophys.*, **417**, 115, 2004.
8. *M.Felli, G.Tofani, R.H.Harten, N.Panagia*, *Astron. Astrophys.*, **69**, 199, 1978.
9. *M.S.N.Kumar, E.Keto, E.Clerkin*, *Astron. Astrophys.*, **449**, 1033, 2006.
10. *B.G.Elmegreen, Y.Efremov, R.Pudritz, H.Zinnecker*, in "Protostars & Planets IV", eds. Mannings, F. A. P. Boss, S. S. Russell, S. S., p.179, 2000.
11. *C.J.Lada, E.A.Lada*, *An. Rev. Astron. Astrophys.*, **41**, 57, 2003.
12. *J. Di Francesco, D.Johnstone, H.Kirk, T.MacKenzie, E.Ledwosinska*, *Astrophys J. Suppl. Ser.*, **175**, 277, 2008.
13. *K.V.Getman, E.D.Feigelson, K.L.Luhman et al.*, *Astron. J.*, **699**, 1454, 2009.
14. *Е.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **56**, 33, 2013.
15. *T.P.Robitaille, B.A.Whitney, R.Indebetouw, K.Wood, P.Denzmore*, *Astrophys. J. Suppl.*, **167**, 256, 2006.
16. *T.P.Robitaille, B.A.Whitney, R.Indebetouw, K.Wood*, *Astrophys. J. Suppl.*, **169**, 328, 2007.
17. *B.A.Whitney, K.Wood, J.E.Bjorkman, M.Cohen*, *Astrophys. J.*, **598**, 1079, 2003.
18. *K.V.Getman, E.D.Feigelson, L.Townsley et al.*, *Astron. J. Suppl.*, **163**, 306, 2006.

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СР-ЗВЕЗД НА ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. I

Ю.В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 15 декабря 2012

Принята к печати 1 марта 2013

На основании исследования средних поверхностных величин магнитного поля B_s получено, что время затухания магнитного поля у химически пекулярных звезд $\tau \sim 10^8 - 10^9$ лет, что соответствует предположению о действии омической диссипации. Очевидно, не существует других, кроме омических, источников разрушения магнитного поля, таких как дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция, турбуленция и др. Подтверждены ранние предположения, что среднее поверхностное магнитное поле СР-звезд изменяется обратно пропорционально кубу эволюционно увеличивающегося радиуса, как и должно быть при дипольной конфигурации магнитного поля, но найдены также признаки одновременного постепенного увеличения магнитного поля, начиная от ZAMS, вплоть до момента ухода звезды с Главной последовательности. Вероятнее всего происходит постепенное упрощение и упорядочение поверхностной структуры поля ввиду неустойчивости мелких структур. По-видимому, СР-звезды делятся на 2 группы: с нормальными B_s и экстремальными. Нормальные звезды составляют основную массу, экстремальные - небольшую долю их. Возможно, они сформировались из наиболее намагниченных протозвездных облаков.

Ключевые слова: СР-звезды; магнитные поля; эволюция

1. *Введение.* Исследование изменения среднего поверхностного магнитного поля с возрастом интересно для выяснения того, имеются ли какие-либо магнитогидродинамические процессы внутри звезды. Согласно Каулингу [1], вследствие высокой проводимости вещества из-за омических потерь в магнитных звездах первоначальное поле должно распадаться по экспоненциальному закону $B_s = B_{s0} e^{-t/\tau}$, где B_{s0} - начальное поле, t - возраст звезды и τ - время затухания поля. Для Солнца оценка дает $\tau = 10^{10}$ лет, для звезд с большими радиусами, как у СР-объектов, $\tau = 10^{11}$ лет, так как $\tau \sim l^2$, где l - характерный размер рассматриваемого объема. Такое затухание поля может происходить при условии отсутствия дополнительных источников диссипации поля. Если внутри звезды существуют какие-либо нестационарные процессы - турбуленция, меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, то поле должно уменьшаться быстрее. Процессы диффузии химических элементов, приводящей к наблюдаемым химическим аномалиям, как известно, могут происходить только в стабильной атмосфере, а это служит дополнительным признаком отсутствия дополнительных источников диссипации магнитного поля. В работах [2-4] найдены признаки эволюционного уменьшения магнитного поля с возрастом за время $\tau \sim 10^8$

лет. Изменение поля с возрастом изучалось также в работах [5-7] с использованием среднеквадратических величин продольного магнитного поля $\langle Be \rangle$ в 13 скоплениях и ассоциациях разного возраста. В этих работах были собраны данные по $\langle Be \rangle$ для звезд поля и для звезд скоплений (132 звезды), которые были разбиты по возрастам на 10 групп. Оказалось, что поле не меняется в диапазоне $\log t = 6+9$, т.е. оно относительно стабильно. Поэтому величина $\tau \sim 10^8$ лет, полученная в ранних работах, вполне соответствует более поздним результатам.

Если существует распад поля с возрастом, то должна быть зависимость средней величины поля от температуры, так как холодные CP-звезды эволюционируют в примерно 100 раз медленнее горячих [8]. Изменение поля с возрастом мы изучали в работе [9]. Для этого строились графики зависимости $\langle Be \rangle$ и B_s от эффективной температуры звезды T_e . В результате был сделан вывод о том, что есть признаки уменьшения поля с возрастом. Однако на большем материале зависимость от температуры в работе [10] не подтвердилась. Было также обнаружено, что магнитное поле уменьшается по мере эволюционного движения звезд поперек полосы Главной последовательности вследствие увеличения радиуса [9,11] и сохранения полного магнитного потока [12]. Поэтому в работе [9] была сделана попытка исправить полученные ранее зависимости $\langle Be \rangle - \log t$ за эффект уменьшения магнитного поля вследствие эволюционного увеличения радиуса звезд путем приведения всех величин магнитного поля к одному относительному радиусу $R/R_z = 1.3$, где R - радиус звезды в настоящее время, а R_z - ее радиус на ZAMS. Это соответствует положению всех звезд в полосе V-класса светимости (см. ниже). В результате получилась зависимость с нулевым угловым коэффициентом вплоть до $\log t = 10^9 + 10^{10}$ лет: $\langle Be \rangle = (0.046 \pm 0.053) \cdot \log t + 1.65$. Такое время диссипации поля больше, чем время жизни звезд на Главной последовательности.

Таким образом, по одним данным поле не меняется вплоть до возраста 10^9 лет, по другим - оно уменьшается за 10^8 лет. Последние данные [13,14] показывают, что для звезд с $M > 3M_\odot$ поля уменьшаются с возрастом приблизительно как ожидается при сохранении потока вместе с увеличением звездного радиуса, или, возможно, еще быстрее, чем эта величина, приблизительно за $3 \cdot 10^7$ лет. Напротив, менее массивные звезды не показывают никакого свидетельства уменьшения поля даже на шкале времени нескольких единиц 10^8 лет.

Наша задача в данной работе состоит в дополнительном исследовании затухания магнитного поля на основе накопившихся данных о средних поверхностных величинах магнитного поля B_s . Из-за недостаточного количества величин B_s ранее использовали среднеквадратические величины магнитного поля $\langle Be \rangle$. Среднеквадратическая величина поля вычисляется по нескольким измерениям Be [15] по формуле $\langle Be \rangle = \left[\sum (Be_i^2 - \sigma_i^2) / N \right]^{1/2}$,

где N - число измерений, которые, к сожалению, зависят от ориентации звезды по отношению к наблюдателю. Но при исследованиях зависимостей, связанных с магнитным полем, желательно использовать средние поверхностные величины магнитного поля B_s , а не $\langle Be \rangle$. Измерения B_s выполняются по зеемановскому расщеплению спектральных линий в неполяризованных спектрах, либо по магнитному уширению линий. Кроме того, среднее поверхностное поле получается при моделировании магнитных структур. На рис.1 дано сравнение $\langle Be \rangle$ с величинами B_s . Данные для $\langle Be \rangle$ взяты из работы [16]. Соотношение между ними следующее $\langle Be \rangle = (371 \pm 135) + (0.16 \pm 0.03) \cdot B_s$. Величины $\langle Be \rangle$ сильно зависят от угла наклона звезды к лучу зрения и по значительному рассеянию точек на рисунке видно, что использование $\langle Be \rangle$ вместо B_s при анализе разного рода зависимостей может привести к искаженным результатам. Поэтому в данной работе сделана попытка исследования эволюционных изменений магнитного

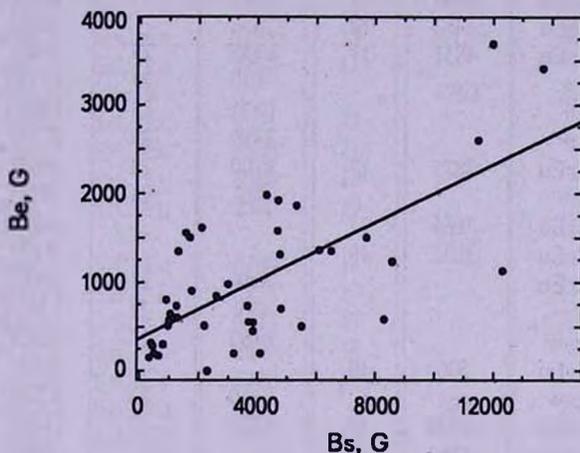


Рис.1. Соотношение между среднеквадратическими $\langle Be \rangle$ и средними поверхностными величинами магнитного поля B_s .

поля только по средним поверхностным величинам поля B_s , приведенных в табл.1, так как именно такое поле определяет физическое состояние поверхности звезд. Фактически, в данном случае мы повторяем работу [12], однако при существенно большем количестве звезд (133 вместо 53). В данном списке увеличено также число звезд с гелиевыми и кремниевыми аномалиями. Пересмотрена также шкала температур, особенно для SrCrEu- звезд.

2. *Среднее поверхностное магнитное поле B_s .* В табл.1 приведены данные о средних поверхностных магнитных полях B_s у СР-звезд, полученные разными методами и разными авторами. В 4 колонке ($B_s(a)$) даны результаты измерений по расщепленным компонентам в неполяризованных спектрах из работ [17-21]. Величины B_s из работы [17] представляют собой средние арифметические значения из всех измерений,

как правило, равномерно распределенных по фазам периода вращения и, следовательно, являются средними по периоду вращения. Данные в [18] это или одиночные измерения или средние величины из нескольких

Таблица 1

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ B_s И ЭФФЕКТИВНЫЕ
ТЕМПЕРАТУРЫ CP-ЗВЕЗД

	HD	Тип	$B_s(a)$	Лит.	$B_s(b)$	Лит.	T_e , К	R/R_z
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	965	SrCrEu	4386	17			7500	1.4
2	2453	SrCrEu	3737	17	3750	23	8300	1.6
3	3360	He-r			294	23	21050	2.2
4	4778	SrCrEu			2600:	23	9400	1.3
5	5737	He-w			3190:	23	13620	2.5
6	5797	SrCrEu	1800	19			8200	2.1:
7	8441	SrCrEu	0	19			9000	2.1
8	9996	SrCrEu	4831	17	5000:	23	9800	1.5
9	10221	Si+			100	24	11770	1.5
10	11503	Si+			1000:	23	10000	1.3:
11	12098	Si+			2450	23	7700	1.4
12	12288	SrCrEu	7879	17	8100	23	9100	1.6
13	12447	Si+			782	23	9050	1.6
14	14437	SrCrEu	7665	17			10810	1.3
15	18078	SrCrEu	3835	19			8100	1.7
16	18296	SrCrEu			890:	23	10900	1.6:
17	19832	Si			495:	23	12450	1.4:
18	21699	He-w			6150	23	15800	1.3
19	22374	SrCrEu	500	19			8500	1.6
20	22470	He-w			2350	23	13200	1.4
21	24712	SrCrEu	2600	19	1250:	23	7220	1.1
22	28578	SrCrEu	2782	17			6900	1.4
23	29578	SrCrEu	5600	22			7800	1.1
24	32633	Si+			12000	23	9300	1.8
25	33629	SrCrEu	4760	18			7400	1.4
26	34452	Si			1000:	23	14800	1.7:
27	35298	He-w			3810		15200	1.2:
28	35456	He-w			1643		14000	1.4
29	35502	He-w			1700:	25	16200	0.9
30	37017	He-r			2144	26	19700	1.5
31	37479	He-r			4312	26	21700	2.5:
32	37776	He-r			35000	27	22900	1.2:
33	40312	Si			650	23	10260	2.4
34	42075	SrCrEu	8540	18			7700	1.4:
35	44226	SrCrEu	4990	18			8130	-
36	45583	Si			16000:	23	12830	1.4
37	46665	SrCrEu	4630	18			8400	1.6
38	47009	SrCrEu	7360	18			8530	2.0
39	47103	SrCrEu	16300	22			8180	2.2
40	49976	SrCrEu	10500	21	1315	28	9650	1.2
41	50169	SrCrEu	4790	17			9100	1.8

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
42	51418	SrCrEu			1126	28	8900	2.2:
43	51684	SrCrEu	6100	20			8000	1.6
44	54118	Si			1055:	28	10500	1.4
45	55540	SrCrEu	12730	18			8750	-
46	55719	SrCrEu	6501	17			8600	1.2
47	59435	SrCrEu	3234	17			7000	1.4
48	61468	SrCrEu	7321	20			9000	1.9
49	62140	SrCrEu			1566	28	8200	1.2
50	64740	He-r			849	28	23830	1.4
51	65339	SrCrEu	12840	17	13700	23	8400	1.4
52	66318	SrCrEu	15500	22			9200	1.0
53	69013	SrCrEu	4800	19			7770	1.4
54	70331	Si	12312	17			14300	1.4
55	71866	SrCrEu			3470	28	8500	1.6
56	72316	SrCrEu	5180	18			8700	2.0
57	75049	SrCrEu	30290	18	28158	26	9820	1.1
58	75445	SrCrEu	2985	17			7800	1.2
59	79158	He-w			1762	28	12820	1.8
60	81009	SrCrEu	8301	17			8200	1.3
61	83368	SrCrEu	8400	21			7900	1.1
62	88701	SrCrEu	4380	18			8080	1.9:
63	89069	SrCrEu	2300	19			9600	1.6
64	90044	Si+			2153		9780	1.5
65	92499	SrCrEu	8200	18			7900	1.2
66	93507	Si+	7154	17			9400	1.5
67	94660	Si+	6175	17			10640	1.5
68	96237	SrCrEu	2870	18			8000	1.8
69	101065	SrCrEu	2300	22			6600	1.4
70	108662	SrCrEu			1040	28	10020	1.3
71	110066	SrCrEu	4095	17			8830	1.7
72	110274	SrCrEu	4020	18			7610:	1.4
73	111133	SrCrEu	3700	19			9630	1.9
74	112185	SrCrEu			330	23	9230	1.5
75	112413	SrCrEu			2600	23	11200	1.4
76	115708	SrCrEu			3850:	23	7500	1.2
77	116114	SrCrEu	5953	20			7800	1.2
78	116458	He-w	4676	17	4650	23	10040	2.0
79	117290	SrCrEu	5380	18			8230	1.4
80	118022	SrCrEu	2900	19	1271	29	9100	1.3
81	119027	SrCrEu	3163	17			7150	1.4
82	119419	Si	17300	21	23000	23	10240	1.3
83	121661	SrCrEu	6160	18			8500	1.4
84	122970	SrCrEu	2500	22			6930	1.2
85	124224	Si			2200	23	12110	1.2
86	125248	SrCrEu	7300	21			9490	1.4
87	125823	He-r,w			390:	26	18500	1.4
88	126515	SrCrEu	12322	17	13000	23	9280	1.3
89	128898	SrCrEu	5600	21			8300	1.2
90	133792	SrCrEu	1100	22			9400	1.9
91	134214	SrCrEu	3091	17			7250	0.8

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
92	135728A	SrCrEu	2500	18			8300	1.7
93	135728B	SrCrEu	3630	18			-	-
94	137509	Si+	23000	21			13030	1.6
95	137909	SrCrEu	5499	17	5500	23	7900	1.6
96	137949	SrCrEu	4676	17			7500	1.1
97	142070	SrCrEu	4923	17			9000	1.3
98	143487	SrCrEu	4230	18			6800	1.4
99	143473	Si	7600	21			9220	1.2
100	144897	SrCrEu	9014	17			10900	1.9
101	147010	Si+	10600		12000	23	7400	2.1
102	318107	Si+	13307	17	15000	30	11800	1.1
103	150562	SrCrEu	4887	17			7600	1.4
104	152107	SrCrEu					8950	1.3
105	153882	SrCrEu	4300				9470	1.8
106	165474	SrCrEu	6523	17			8300	1.4
107	166473	SrCrEu	7649	17			7800	1.4
108	170397	Si			1160		9500	2.0
109	170973	Si+	0.0	22			10750	2.2
110	175362	Si	12000	21			16270	1.1
111	176232	SrCrEu	2100	19			7700	1.4
112	177765	SrCrEu	3413	17			8000	1.7
113	178892	SrCrEu			17440	23	8200	1.3
114	182255	He-w			100	31	13420	1.1
115	187474	Si+	5317	17	5500	23	10140	1.4
116	188041	SrCrEu	3663	17	3600	23	8800	1.4
117	191742	SrCrEu	1800	19			8200	1.1
118	192678	SrCrEu	4668	17	4700	23	9160	1.4
119	196502	SrCrEu	2000	19			8333	1.7
120	335238	SrCrEu	8706	17			8000	1.4
121	200311	Si+	8568	17	8500	23	13500	1.3
122	201601	SrCrEu	3846	17	3800	23	7660	1.0
123	203932	SrCrEu	<1000	22			7550	0.9
124	204411	Si	500	19			8500	1.1
125	208217	SrCrEu	7958	17			8150	1.5
126	215441	Si	34000				16030	1.2
127	216018	Si?	5643	17			7650	1.1
128	216533	SrCrEu	2300	19			8750	1.8
129	217522	SrCrEu	1500	22			6750	1.0
130	221568	SrCrEu	1800	19			10580	1.5
131	223640	Si			2170	30	12340	1.1
132	200775	Ae/Be			3951	26	17000	-
133	V381Ort	Ae/Be			2010	26	10000	-

Примечание: 1.4 - принято для всех звезд с $T_e < 8000$ К с неизвестными M_V .

наблюдений. Эти данные менее надежны вследствие малого числа измерений по фазам периода вращения. В этой колонке приведены также данные из работы Престона [19], которые получены по измерениям магнитного уширения спектральных линий и тоже без учета влияния переменности.

Величины B_s из работы [20] сняты с графиков в этой работе, а из [22] данные взяты в приведенной там табл.2.

В 6 колонке ($B_s(b)$) даны оценки B_s , полученные методом моделирования в работах [23-31]. Их величина определяется по модельной фазовой зависимости $B_s(\Phi)$ как $B_s = (B_s(\max) + B_s(\min))/2$. Сравнение показывает, что $B_s(a)$ и $B_s(b)$ не имеют систематических различий.

При исследовании зависимостей от B_s мы всегда использовали в первую очередь измеренные величины, если их нет, то модельные. Модельные величины охватывают более слабые поля по сравнению с измеренными, потому что последние имеют ограничения по чувствительности.

3. *Эффективные температуры.* Дальнейшие действия требуют в первую очередь знания эффективных температур T_e . Величины T_e определены нами по параметрам X для $T_e > 10500$ К и по $B2-G$ для $T_e < 10500$ К многоцветной фотометрии, а также по параметру Q UBV -фотометрии. Для звезд с $T_e < 8000$ К температура определялась по параметру β с помощью калибровки из работы [32].

Для проверки надежности нашей системы температур и пополнения нашего списка были использованы оценки T_e других авторов. Для некоторого числа звезд позднего типа ($T_e < 8000$ К) температуры были определены по параметрам β многоцветной фотометрии [18]. Используются также температуры, приведенные в работе [21]. Как оказалось, температуры из этих источников и наши оценки во всем диапазоне хорошо соответствуют друг другу. Температуры приведены в предпоследнем столбце табл.1.

4. *Изменение магнитного поля с возрастом.* Используя средние поверхностные величины поля и эффективные температуры, были исследованы зависимости изменения поля с возрастом. Идея основана на том, что горячие СР-звезды примерно на два порядка моложе самых холодных, поэтому в случае существования омических потерь, можно ожидать у последних уменьшения поля со временем. При этом предполагается, что те и другие в среднем занимают одну и ту же полосу на Главной последовательности, а именно полосу V класса светимости, на которой они находятся большую часть своей жизни, а также, что звезды всех масс имеют одинаковую величину B_p . На рис.2 показано распределение СР-звезд поперек полосы Главной последовательности, из которого видно, что более половины из них занимают полосу на Главной последовательности с $R/R_z = 1.2 - 1.6$, соответствующую V классу светимости. Здесь R - радиус звезды в настоящее время, а R_z - ее радиус был на линии нулевого возраста - ZAMS. Очевидно, что $R/R_z \propto \log g$ (см. далее). Искомая зависимость $B_s(T_e)$ показана на рис.3. Несмотря на довольно большое число звезд - более 120, из рассмотрения полученного графика трудно ожидать достаточно надежной зависимости $B_s(T_e)$ вследствие неравномерного распределения

звезд по температуре и величине поля. Линейная регрессия имеет угловой коэффициент равный 2σ ($R=0.18$),

$$B_s(G) = 2680 - (0.32 \pm 0.16) \cdot T_e,$$

но этот ход скорее всего не имеет ничего общего с предполагаемой диссипацией и происходит вследствие недостаточного количества данных для горячих CP-звезд и влияния нескольких объектов с экстремальным полем.

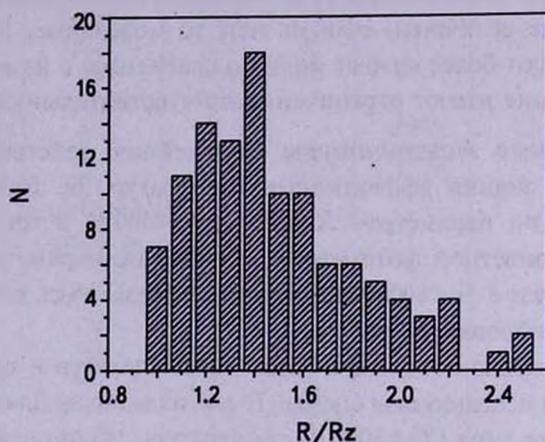


Рис.2. Распределение звезд поперек полосы Главной последовательности.

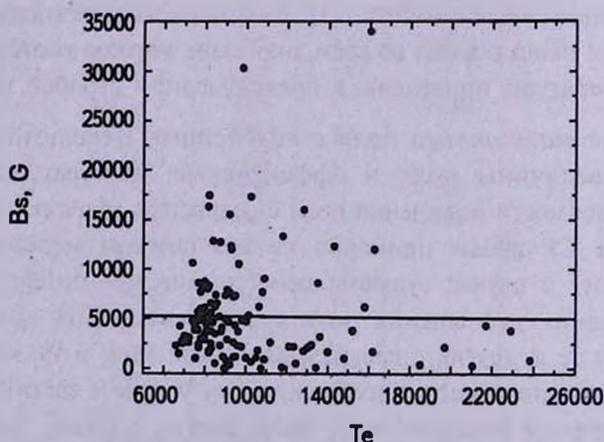


Рис.3. Зависимость величин B_s от температуры.

Учитывая то, что ожидаемая зависимость от возраста должна иметь экспоненциальный вид, в качестве второго шага была сделана попытка исследовать зависимость поля $B_s(\log t)$. Для этого на рис.4 по оси ординат отложены средние величины B_s отдельно для звезд разных типов пекулярности: (He - r + He - w), (Si+ (Si+)) и SrCrEu, а по оси абсцисс их средние возрасты (классификация звезд взята из [33], оценки возрастов будут опубликованы в статье II). На рисунке показано также количество

звезд в каждой группе. О самой правой точке будет сказано позднее. Линейная регрессия имеет вид

$$B_s(\text{kG}) = 8.63 - (0.30 \pm 1.21) \cdot \log t,$$

т.е. наклон отсутствует ($R=0.14$). Точки, принадлежащие звездам Si и Si+ отскакивают вверх потому, что среди них имеются объекты с уникально сильными полями (HD 215441, 119419, 137509 и др). Величины, обозначенные белыми точками, получены без учета этих звезд. Положение точки на графике, принадлежащей звездам SrCrEu- группы (87 звезд), определяется надежно. Точность углового коэффициента искомой линейной регрессии зависит от положения точек справа. Они определяются полным количеством звезд, которое тоже достаточно велико - 44. Обращает на себя внимание слишком малая средняя величина B_s для звезд с гелиевыми аномалиями. Она показывает, что величины поля у них в среднем вдвое меньше, чем у кремниевых звезд. Это одна из проблем и, возможно, она связана с особенностями природы звезд с гелиевыми аномалиями (см. далее). Сплошной линией показаны экспоненты,

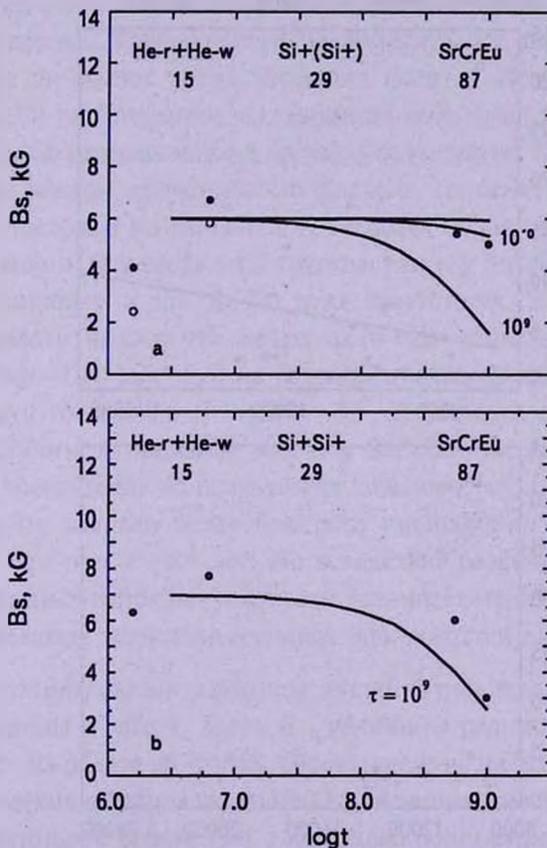


Рис.4. Зависимость средних величин B_s для звезд трех основных типов пекулярности от их среднего возраста. а) Зависимости без учета влияния кубической зависимости от радиуса; б) Та же зависимость с учетом кубической зависимости.

вычисленные при предположении $\tau - 10^9$ и 10^{10} лет.

Теперь о точке справа. На рис.3 заметно сгущение точек, принадлежащих SrCrEu- звездам. Складывается впечатление, что разброс величин B_s у них меньше, чем у кремниевых звезд. На рис.5а приведена зависимость $B_s(Te)$ только для SrCrEu- звезд, а на рис.5b и 5c - для остальных. Линейная

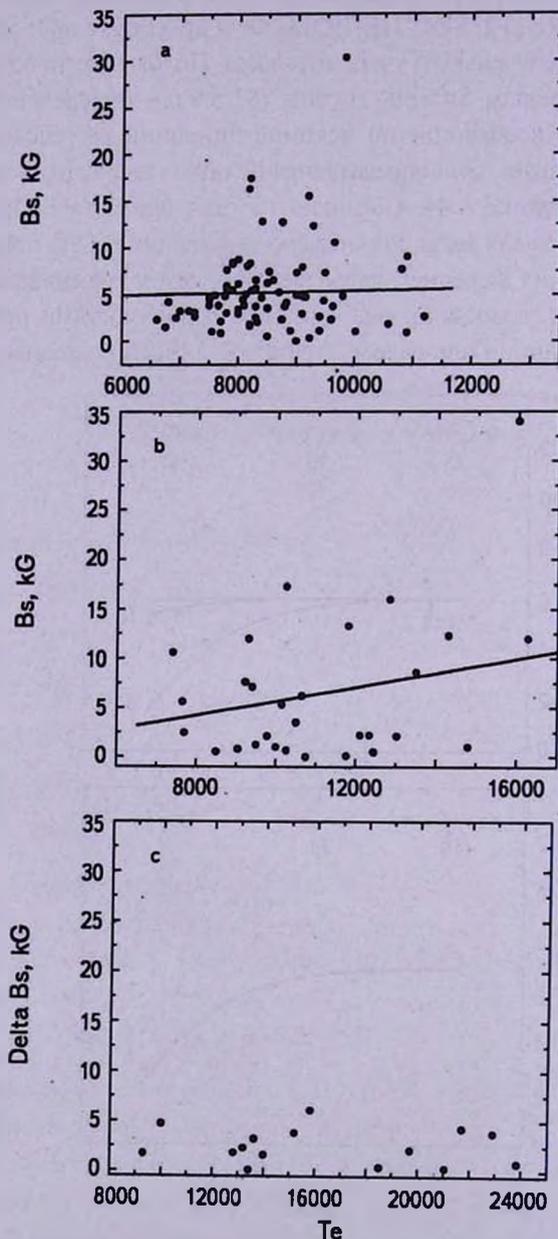


Рис.5. Зависимость величин B_s от температуры для звезд трех основных типов peculiarности после учета кубической зависимости: а- SrCrEu, б- Si+(Si+), в- He-r+He-w.

регрессия для звезд SrCrEu- группы имеет вид

$$B_s(\text{kG}) = 4.27 + (1.12 \cdot 10^{-4} \pm 4.35 \cdot 10^{-4}) \cdot T_e,$$

т.е. наклон отсутствует ($R=0.1$). Звезды левой части ($T_e = 6700 - 8000 \text{ K}$) полученной зависимости имеют в среднем возраст $t \sim 10^9$ лет и среднюю величину поля порядка 3 килогаусс, именно эту величину мы и отложили справа на рис.4 для того, чтобы продлить зависимость. Из ее рассмотрения делаем вывод, что магнитные звезды сохраняют магнитное поле до возраста $\tau \approx 10^9$ лет, подтверждая выводы, указанные во *Введении*.

Зависимость на рис.5b для звезд с Si- аномалиями ведет себя несколько по-другому, разброс точек по оси ординат больше. Линейная регрессия имеет вид

$$B_s(\text{kG}) = -1.50 + (7.14 \cdot 10^{-4} \pm 5.12 \cdot 10^{-4}) \cdot T_e$$

($R=0.26$, угловой коэффициент равен 1.4σ). Вследствие большого рассеяния точек не ясно, заметный ход вызывается дополнительным разрушением поля или случайным скоплением экстремальных магнитных звезд и недостаточного количества данных. Можно сделать предварительный вывод, что кремниевые звезды вряд ли имеют время затухания поля $\tau \sim 10^7$ лет, полученное в работах [13,14] на основании исследования всех звезд, кроме SrCrEu- звезд. Точки на рис.5b располагаются в пределах возрастов от 10^7 до 10^9 лет, поэтому полученный наклон, оцененный по формуле, соответствует $\tau \sim 10^9$ лет.

Рис.5с построен по звездам с гелиевыми особенностями. Видно, что разброс величин B_s у звезд этой группы, как и у SrCrEu- группы меньше, чем у кремниевых, а ход $B_s(T_e)$ тоже отсутствует. В данном случае это следует ожидать, потому что звезды этого типа эволюционируют короткое время (от $\log t \sim 7$ до $\log t \sim 8.5$) на Главной последовательности и изменение должно быть только 0.6 кГ при $\tau \sim 10^9$. В отличие от звезд Si- группы разброс величин B_s невелик, как и у SrCrEu- звезд (см. далее).

Общее впечатление из полученных зависимостей на рис.4а, б, с состоит в том, что не заметно более быстрого уменьшения магнитного поля с возрастом, чем при $\tau \sim 10^9$ лет. Но вследствие различия средних величин B_s у звезд разных типов пекулярности возникает неуверенность в правильности проведения экспоненциальных зависимостей на рис.4.

5. *Относительные радиусы звезд.* Относительные радиусы звезд R/R_z приведены в табл.1. Здесь R - величины радиуса звезд в настоящее время, а R_z - их радиус на ZAMS. Они вычислены на основании абсолютных болометрических величин звезд $M_b(G)$, оцененных из абсолютных величин M_v , приведенных в работе [34] с помощью болометрических поправок из [35]. Кроме того, для некоторого числа звезд болометрические звездные величины $M_b(\beta)$ получены по параметрам β многоцветной фотометрии. Радиусы звезд вычислены по известной формуле

$$\log R = 8.46 - 2\log Te - 0.2 Mb.$$

Величины R_z получены путем продвижения звезды вдоль эволюционного трека до ZAMS. Среднее различие $R/R_z(G) - R/R_z(\beta) = \pm 0.2$, и, к сожалению, различие для отдельных звезд довольно велико. Поэтому задача ближайшего будущего состоит в увеличении точности этих величин. Для некоторого числа звезд использованы радиусы R/R_z , вычисленные на основании данных о $\log g$ из работ [21,36] по формуле

$$\log R/R_z = 1/2(\log g_{ZAMS} - \log g).$$

Величины $\log g_{ZAMS}$ взяты из [35]. Нескольким звездам с $Te < 8000$ К мы приписали одно и то же значение $R/R_z = 1.4$, так как интенсивности линий водорода и, следовательно, параметры β , в этом диапазоне температур практически не зависят от светимости, эти данные отмечены в таблице курсивом. Но если в работе [34] для таких звезд M_V определены, мы их использовали для оценок R/R_z . Окончательные данные приведены в табл.1 в колонке R/R_z .

Полученные выше результаты о величине τ мы попытались уточнить с учетом того, что рассмотренные зависимости включают в себя два эффекта - изменение B_s вследствие омической диссипации и вследствие эволюционного изменения радиуса. Как уже говорилось выше, магнитное поле при движении звезды поперек полосы Главной последовательности уменьшается в 8-10 раз по кубической зависимости от радиуса, как и ожидается при дипольной конфигурации магнитных полей. Это говорит о том, что при исследованиях разного рода зависимостей от магнитного поля данный эффект надо учитывать. Для уточнения вывода о наличии омической диссипации поля необходимо влияние этого эффекта исключить. На рис.6 показана зависимость $B_s(R/R_z)$, построенная по данным табл.1. Предполагаемая кубическая зависимость уменьшения поля при эволюционном увеличении радиуса нанесена сплошной линией. Черными кружками обозначены измеренные величины, а звездочками - модельные. Белыми кружками обозначены средние величины на разных R/R_z . Из этого рисунка видно, что после эволюционного движения звезды от ZAMS ее поле растёт вплоть до достижения $R/R_z = 1.2$. После этого поле становится стабильным и начинает преобладать действие эффекта уменьшения поля вследствие увеличения радиуса звезды. По-видимому это происходит в соответствии с предполагаемой кубической зависимостью вплоть до достижения $R/R_z = 1.8$. Дальше величина поля оказывается в 1.5 раза больше предполагаемого. Этот эффект можно, вероятно, объяснить тем, что продолжается рост поля, начатый с $R/R_z = 1$. Это видно также из рис.7, где приведена зависимость $\Delta B_s = B_s(\text{ср.}) - B_s(\text{куб.})$, где $B_s(\text{ср.})$ - средние величины, обозначенные на рис.6 кружками, а $B_s(\text{куб.})$ - величины, снятые с кубической зависимости. В таком случае приходим к предположению, что поле звезды испытывает три эффекта: 1) поле уменьшается вследствие омической диссипации,

- 2) среднее поверхностное поле растет вследствие неизвестного механизма и
- 3) одновременно оно уменьшается вследствие роста радиуса.

Для исключения влияния увеличения радиуса все величины B_s мы привели к моменту нахождения звезды в полосе V-класса светимости, а именно к $R/R_z = 1.4$, где звезда проводит большую часть времени и на котором наблюдается максимум распределения рис.2.

$$B_s(1.4) = B_s(i) \cdot (R/R_z(i)/1.4)^3,$$

где $R/R_z(i)$ относительный радиус звезды в настоящее время. Мы не учитываем предполагаемый эффект роста поля в диапазонах $R/R_z = 1 - 1.2$

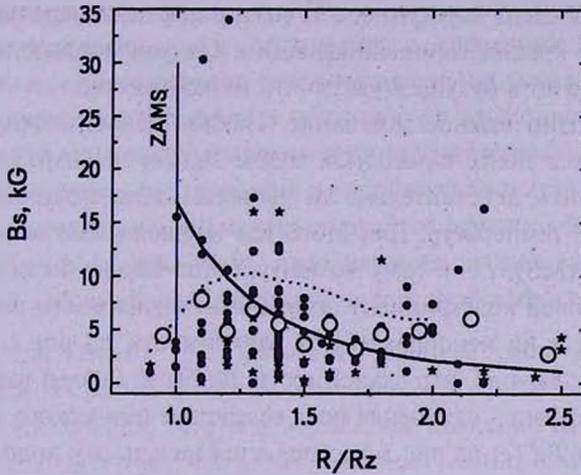


Рис.6. Распределение B_s -звезд поперек полосы Главной последовательности. Точки - измеренные величины. Звездочки - величины, полученные из моделей. Белые кружки - средние величины B_s на разных R/R_z . Штриховая линия отделяет звезды с экстремальным магнитным полем. Сплошная линия - предполагаемая средняя "кубическая" зависимость вследствие уменьшения поля от эволюционного увеличения радиуса звезд.

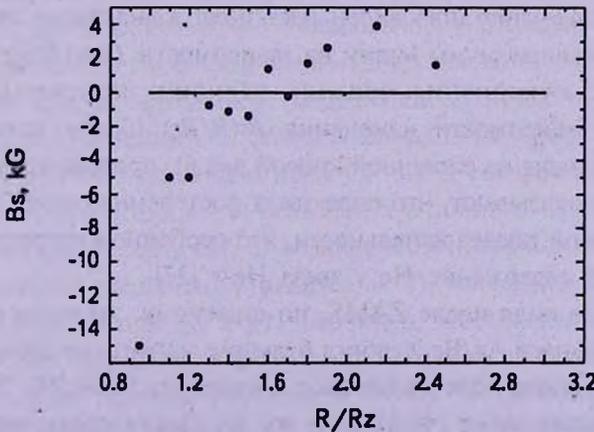


Рис.7. Отличие средних величин B_s от "кубической" зависимости, обозначающее постепенный рост поля.

и 1.75 - 2.5, так как там мало звезд и эффект изучен недостаточно хорошо.

Мы не приводим измененные зависимости $B_s(Te)$, так как в результате оказалось, что на построенных вновь зависимостях угловые коэффициенты незначимы, т.е. изменение B_s с возрастом отсутствует. Таким образом, учет влияния переменности радиуса с возрастом практически не дал эффекта. Но на рис.4b приводим новую зависимость $B_s(\log t)$, полученную по исправленным данным. Справа нанесена точка, соответствующая средней величине B_s левой части зависимости для звезд SrCrEu- группы, возраст которой $t \sim 10^9$ лет, а средняя величина не изменилась. На рис.4b отложена ожидаемая экспонента при предположении $\tau = 10^9$ лет. Результат не изменился, но положение точек слева выровнялось. К сожалению пока мало данных для звезд с гелиевыми и кремниевыми аномалиями и для окончательного решения проблемы необходимо в будущем увеличить их количество.

Сделаем еще одно важное замечание. Наклон зависимости $B_s(Te)$ и $B_s(\log t)$ определяется также начальным ходом $B_{s_0}(Te)$ на ZAMS. Поэтому необходимо выяснить, действительно ли мы имеем дело с одинаковым B_{s_0} во всем диапазоне температур. Для этого все наблюдаемые величины B_s приведены к $B_s(ZAMS)$, т.е. к тому моменту, когда звезды были на ZAMS и где $R/R_z = 1$. Угловой коэффициент полученной зависимости равен 1.7σ , т.е. такой же, как и на неисправленной зависимости на рис.3. В таком случае приходим к выводу, что зависимости $B_s(Te)$ и $B_s(\log t)$ включают в себя только один эффект - изменение поля вследствие омического затухания. А ход зависимости $B_s(Te)$ на рис.3 определяется начальным ходом $B_{s_0}(Te)$.

На основании рис.6 получено дополнительное подтверждение роста поля в начальный период жизни звезды на Главной последовательности, найденного в работе [11]. Во-первых, экстраполяция величин магнитного поля к моменту $R/R_z = 1$ приводит к очень большим величинам B_s , которые должны быть, но реально в диапазоне $R/R_z = 1 - 1.2$ не наблюдаются. Во-вторых, на рис.6 отчетливо виден рост поля в диапазоне от $R/R_z = 1$ до $R/R_z = 1.2$. То же самое мы видим на зависимости $\langle Be \rangle (R/R_z)$ в работе [11]. В-третьих, отклонения средних величин измеренных B_s от предполагаемой зависимости изменения $B_s(R/R_z)$ (белые точки минус соответствующая точка на сплошной кривой рис.6), приведенные на рис.7, с очевидностью показывают, что поле звезд постепенно растет вплоть до выхода их с Главной последовательности, что особенно интересно. В этот же период растет содержание He у звезд He-r [37].

Причина роста поля после ZAMS, по-видимому, заключается в том, что в стадии эволюции Ae/Be Хербига будущие магнитные звезды имеют среднее поверхностное поле B_s близкое к нулевому [9,38,39]. Это видно также из результатов работ [40,41], где мы не нашли среди звезд Ae/Be Хербига звезд, имеющих такие же сильные поля, как у CP-звезд Главной

последовательности. Действительно, последние поиски (например [42]) привели к открытию только слабых полей у звезд Ae/Be Хербига, которые после выхода их на ZAMS, должны появиться уже как сильные. Тем не менее впоследствии найдены отдельные объекты, например HD 200775 и V380 Ori [43], которые имеют довольно сильное поле и до ГП, но тогда после выхода на ZAMS они, вероятно, будут принадлежать к классу экстремальных магнитных, таких как HD 215441, 75049, 37776 и др. Это свойство мы планируем проанализировать в другой работе.

Представляется исключительно интересным то, что, по-видимому, механизм роста поля продолжает действовать вплоть до ухода звезд с Главной последовательности с постепенно уменьшающейся скоростью. Поэтому на рис.6 распределение звезд определяется действием трех факторов - 1) ослаблением полного магнитного потока за счет омического механизма, 2) ослаблением поверхностного поля за счет эволюционного увеличения радиуса и 3) усилением полного вектора поверхностного поля за счет, вероятно, постепенного упрощения и упорядочения поверхностной структуры (ввиду неустойчивости мелких структур). Этот процесс обсуждался в [44]. Не исключено, что эффект роста поля немного увеличивает величину τ . В следующей работе мы предполагаем учесть этот эффект.

6. *Заключение.* 1) В результате данной работы, основанной на использовании средних поверхностных величин магнитного поля B_s , можно придти к заключению, что подтверждается сделанное в упомянутых выше работах предположение, что время затухания магнитного поля у химически пекулярных звезд не менее $t \sim 10^8 - 10^9$ лет (рис.4b), это соответствует предположению о действии омической диссипации. Полный магнитный поток, очевидно, не изменяется в течение пребывания звезды на Главной последовательности. Этот результат подтверждает предположение об отсутствии дополнительных, кроме омических, источников разрушения магнитного поля и подтверждает предположение о стабильности атмосфер магнитных звезд, которая способствует возникновению диффузии химических элементов. Не существует других источников разрушения магнитного поля, таких как дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция, турбуленция и др.

2) Изменение магнитного поля CP-звезд со временем определяется действием трех факторов - 1) ослаблением полного магнитного потока за счет омического механизма, 2) ослаблением поверхностного поля за счет эволюционного увеличения радиуса и 3) усилением полного вектора поверхностного поля за счет, вероятно, постепенного упрощения и упорядочения поверхностной структуры (ввиду неустойчивости мелких структур). Этот процесс обсуждался в [44]. Не исключено, что эффект роста поля немного увеличивает величину τ . В следующей работе II мы предполагаем учесть все перечисленные эффекты.

3) Большое рассеяние величин B_s на зависимости $B_s(Te)$ на рис.3 не противоречит предположению (см. также в [43]) о реликтовом механизме возникновения магнитного поля СР-звезд из крайне неоднородных намагниченных протозвездных облаков.

4) Подтверждены ранние предположения, что среднее поверхностное магнитное поле СР-звезд изменяется обратно пропорционально кубу эволюционно увеличивающихся радиусов (рис.6), как и должно быть при дипольной конфигурации магнитного поля, а также получены свидетельства об одновременном росте (рис.7) среднего поверхностного поля в течение всего времени пребывания звезд на Главной последовательности.

5) Наблюдается малый разброс величин B_s у звезд SrCrEu- и He-g+He-w- групп по сравнению с Si- группой, что происходит, вероятно, вследствие разных характерных размеров протозвездных облаков, из которых они формируются.

6) По-видимому, магнитные звезды делятся на 2 группы: с нормальными, типичными средними поверхностными величинами B_s и экстремальными. На рис.6 видно, что типичные звезды образуют основную массу ниже штриховой линии, экстремальные образуют рассеянную область выше нее. На рис.8 приведена гистограмма распределения звезд по B_s , приведенных к $R/R_z=1.4$. Гауссово распределение обозначено сплошной линией. Хорошо видно, что разделение звезд происходит на $B_s=12$ килогаусс. Экстремальные

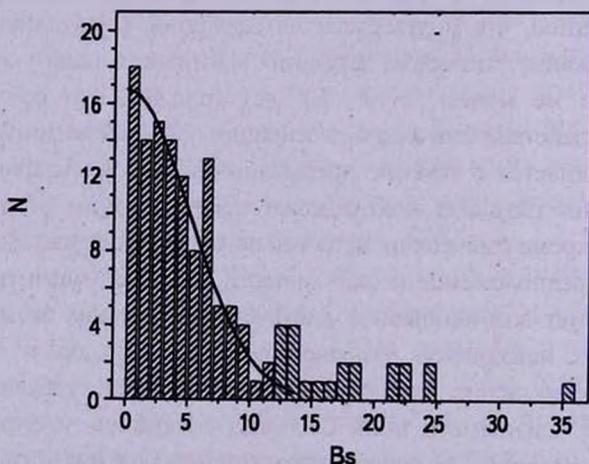


Рис.8. Распределение звезд по B_s . Сплошная линия - гауссовое распределение основной массы звезд.

звезды распределены равномерно по R/R_z и по типам пекулярности. Не замечено никаких особенностей в их свойствах, кроме экстремального поля. Очевидно, при их формировании либо были условия для лучшего сохранения первоначального поля, либо они образовались из наиболее намагниченных протозвездных облаков.

7) В процессе данной работы возникли следующие проблемы, которые необходимо решить для уточнения полученных результатов.

А) Необходимо получение более точных температур и параметров R/R_z .

В) Нужны дополнительные измерения B_s для гелиевых и Si-звезд.

С) Необходимы дополнительные измерения магнитного поля CP-звезд, находящихся в диапазонах $R/R_z = 1 - 1.2$ и $1.75 - 2.5$.

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

THE EVOLUTION OF MAGNETIC FIELDS CP-STARS ON MAIN SEQUENCE. I

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

Based on the research of the average surface magnetic fields B_s we deduce that the time of attenuation of the magnetic field in chemically peculiar stars is equal to $t \sim 10^8 - 10^9$ yrs that corresponds to the assumption of the effect of ohmic dissipation. Obviously, there are no other, except for ohmic sources of destruction of the magnetic field such as the differential rotation, meridional circulation, turbulence, etc. We confirm the early assumptions that the average surface magnetic field of CP stars varies in inverse proportion to the cube of the evolutionary increasing radius, as it should be at the dipole configuration of the magnetic field. However, we also found the signs of the simultaneous gradual increase of the magnetic field starting from the ZAMS and up to the moment of star leaving the main sequence. There is most likely a gradual simplification and ordering of the surface structure of the field in view of the instability of fine structures. Apparently, the CP-stars are divided in 2 groups: with normal and extremal B_s . Normal stars make up the bulk, while the extremes compose only a small part of them. They are probably formed from the most magnetized protostellar clouds.

Key words: *CP-stars:magnetic fields:evolution*

ЛИТЕРАТУРА

1. T.G.Cowling, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 105, 166, 1945.
2. E.F.Borra, Astrophys. J. Lett., 249, L39, 1981.
3. D.N.Brown, J.D.Landstreet, I.Thompson, 23-d Coll., Liege, p.195, 1981.
4. P.North, N.Cramer, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 58, 387, 1984.

5. Ю.В.Глаголевский, В.Г.Клочкова, И.М.Копылов, Магнитные звезды, Саласпилс, с.82, 1984.
6. Yu.V.Glagolevskij, V.G.Klochkova, I.M.Korylov, Coll. MAS No90, D.Reidel Publ. Comr., p.29, 1986.
7. Ю.В.Глаголевский, В.Г.Клочкова, И.М.Копылов, Астрон. ж., 64, 360, 1987.
8. I.Iben, Astrophys. J., 141, 993, 1965.
9. Ю.В.Глаголевский, Magnetic stars, Leningrad, Nauka, p.206, 1988.
10. В.Д.Бычков, Ю.В.Глаголевский, В.Г.Елькин и др., Изв. САО., 30, 78, 1990.
11. Ю.В.Глаголевский, Е.Герт, ASP Conf. Ser., №216, 2003, p.1.
12. Ю.В.Глаголевский, Е.Герт, Бюлл., САО., 58, 17, 2005.
13. J.D.Landstreet, S.Bagnulo, V.Andretta et al., Astron. Astrophys., 470, 685, 2007.
14. J.D.Landstreet, S.Bagnulo, V.Andretta et al., Magnetic stars, 2011, p.14.
15. D.N.Brown, J.D.Landstreet, I.Thompson, 23-d Coll., Liege, 1981, p.195.
16. Ю.В.Глаголевский и др., Астрофиз. Исслед., 23, 37, 1986.
17. G.Mathys, S.Hubrig, J.D.Landstreet et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 123, 353, 1997.
18. L.M.Freyhammer et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 389, 441, 2008.
19. G.Preston, Publ. Astron. Soc. Pacif., 83, 571, 1971.
20. J.D.Landstreet, G.Mathys, Astron. Astrophys., 359, 213, 2000.
21. S.Hubrig, P.North, G.Mathys, Astrophys. J., 539, 352, 2000.
22. Т.А.Рябчикова et al., Astron. Astrophys., 480, 811, 2008.
23. Ю.В.Глаголевский, Астрофиз. Бюлл., 66, 158, 2011.
24. Ю.В.Глаголевский, Е.Герт, Астрофиз. Бюлл., 63, 276, 2008.
25. Ю.В.Глаголевский и др., Астрофизика, 53, 157, 2003.
26. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, 55, 189, 2012.
27. Yu.V.Glagolevskij, ASP Conf. №.248, 2001, p.337.
28. Ю.В.Глаголевский, Астрофиз. Бюлл., 67, 245, 2012.
29. Ю.В.Глаголевский, Астрофиз. Бюлл., 2013 (в печати).
30. Ю.В.Глаголевский, Астрофиз. Бюлл., (готовится к печати).
31. Ю.В.Глаголевский, А.В.Шаврина, Г.А.Чунтонов, Астрофиз. Бюлл., 66, 161, 2011.
32. Yu.V.Glagolevskij, Bull. SAO, 53, 33, 2002.
33. M.Jashek, D.Egret, Catalogue of stellar groups, IAU Coll. №23, Liege, 1981.
34. A.E.Gomez, X.Luri, S.Grenier et al., Astron. Astrophys., 336, 953, 1988.
35. V.Straijzls, G.Kuriliene, Astrophys. Space Sci., 80, 353, 1981.
36. P.North et al., Astron. Astrophys., 258, 389, 1992.
37. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Topilskaya, Т.А.Карашова, Stellar Magnetizm, Sankt Peterburg, Nauka, 1992, p.36.
38. S.Hubrig, M.Scholler, R.V.Yudin, Astron. Astrophys., 428, L1, 2004.
39. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, Bull. SAO, 45, 105, 1998.
40. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, Stellar magnetic fields, M., 1997, p.116.
41. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, 46, 399, 2003.
42. S.Hubrig et al., Astron. Astrophys., 446, 1089, 2006.
43. E.Alecian et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 400, 354, 2009.
44. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, 55, 369, 2012.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДАХ

В.ВЛЕУШИН

Поступила 23 января 2013

Принята к печати 1 марта 2013

Мы анализируем химические аномалии, наблюдаемые в некоторых двойных звездах. С нашей точки зрения причины этих аномалий следующие: 1) ядерные процессы в ядрах; 2) диффузионное и конвективное перемешивание материи между соседними слоями с ядерным горением; 3) выброс материи с поверхности в межзвездное пространство. Рассмотрено влияние слияния компонентов кратных звезд в плотных звездно-пылевых комплексах на эволюцию химического состава. Показана возможность увеличения выхода нейтрино от подобных комплексов. Оценки потоков нейтрино от комплекса туманности Ориона и ядра Галактики показывают, что на уровне Земли они могут достигать величин: $5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ и $10^4 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, соответственно.

Ключевые слова: *кратные звезды; ядерный синтез; нейтрино*

1. *Введение.* Химический состав нашей Вселенной обусловлен двумя главными процессами: первичным нуклеосинтезом и ядерными процессами в звездах. Все особенности кривой распространенности элементов можно объяснить теми либо иными частностями этих двух процессов. Распределение изотопов от водорода до бора несет в себе свидетельства о физических условиях в ранней Вселенной (времена первичного нуклеосинтеза). Распространенности изотопов от углерода до трансурановых ядер связаны с особенностями ядерных процессов в звездах. Основной ход ядерной эволюции вещества предполагает пошаговую историю синтеза ядер в недрах звезд от самых легких ядер гелия до изотопов тяжелых трансурановых элементов. Причем каждый шаг формирования более тяжелых ядер в звездах должен наступать после гравитационного сжатия однородного по составу ядра, в котором до этого выгорел предыдущий элемент. Достаточно большое различие масс ядер, составляющих последовательность формируемых элементов, препятствует перемешиванию, что должно приводить к четко разделенной слоистой структуре недр звезды: водородная оболочка (незатронутая ядерными реакциями и сохраняющая первичный химический состав), гелиевый слой, углеродный слой и т.д.

Если бы предыдущий элемент выгорал полностью, а следующие ядерные реакции шли бы по одному каналу, структуру звезды можно было бы представить так:



Но уже, начиная с горения водорода, ядерные реакции могут идти по разным каналам, и в зависимости от температуры, плотности и начального химического состава, возможно большое количество вариантов. Слоевые источники ядерного горения, появление и исчезновение в разные моменты времени и в разных областях звезды зон перемешивания еще более усложняют картину ядерной эволюции, а отсутствие точных величин для указанных параметров делает выводы неоднозначными.

Тем не менее громадное большинство данных по химическому составу показывает, что мы имеем дело, в основном, с продуктами деятельности рассмотренных двух ядерных процессов: 1) первичный нуклеосинтез и 2) равновесный ядерный процесс (ϵ -процесс) в сверхновых звездах. Тщательное исследование химического состава атмосфер звезд показывает присутствие на поверхности некоторых из них продуктов ядерных реакций, что свидетельствует о наличии перемешивания между ядром и атмосферой [1]. Наиболее ясно этот эффект проявляется в массивных двойных звездах [2].

В данной работе мы рассматриваем некоторые особенности ядерной эволюции вещества в двойных звездах, которые можно подтвердить наблюдениями.

2. Химический состав звезд. Выводы о химическом составе наблюдаемого вещества во Вселенной делаются в основном на основе анализа состава атмосфер звезд, несмотря на то, что массы атмосфер составляют $\approx 0.01-0.001$ массы звезды. Практически все наблюдаемые объекты Вселенной состоят из 70% водорода, 28% гелия и 2% всего остального. Преобладание водорода наблюдается даже в атмосферах белых карликов.

Общий характер распределения элементов в звездах, Солнце и солнечной системе [3,4] представлен на рис.1, где наряду с солнечным химическим составом показан химический состав Проциона А [5,6]. Химический состав атмосферы Проциона А практически не отличается от солнечного.

Наиболее интересными особенностями этой кривой являются:

1. Три наибольших максимума: 1) H, He; 2) C, N, O и 3) Fe (железный пик).

2. Соотношение четно-нечетных (по номеру в таблице Менделеева) элементов - четных элементов всегда больше, чем соседних нечетных. Особенно хорошо выражено это свойство в области до ^{40}Ca . Здесь все четные элементы состоят из целого числа ядер гелия (альфа частиц).

2% тяжелых элементов было сгенерировано в звездах с момента их появления. Возможно, что сейчас в виде тяжелых элементов находится существенно большее количество вещества, но оно находится в недрах звезд и недоступно прямому наблюдению.

Преобразование водорода в гелий в звездах $M \leq M_{\odot}$ через pp или для

$M \geq M_{\odot}$ через CNO - цикл дает два нейтрино на один атом гелия.

Результат процесса - образование ${}^4\text{He}$ в ядре, и, если в звезде имеются условия для перемешивания, то на поверхности должно появиться какое-то дополнительное количество гелия. Однако найти этот избыток в звездах с $M \leq M_{\odot}$ практически невозможно, так как линий гелия в спектрах этих звезд нет.

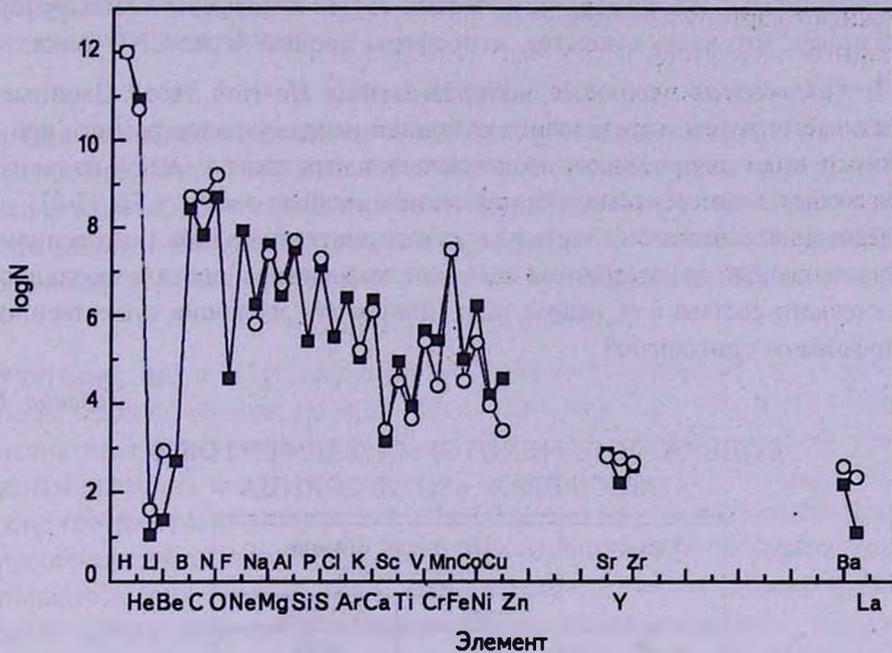


Рис.1. Содержание химических элементов в атмосфере Солнца (черные квадраты) и атмосфере Проциона А (светлые кружки).

Оценка содержания гелия для звезд с $M \leq M_{\odot}$ находится из условия $X + Y + Z = 1$.

По соотношению водород - гелий можно описать ядерную историю звезды, если известно первоначальное содержание водорода, гелия и металлов.

Например, по нашим оценкам возраст Проциона составляет $1.4 \cdot 10^9$ лет. Водород в ядре выгорел почти полностью (в ядре его осталось меньше 20%). Сравнительно малая эффективная температура не позволяет возникнуть линиям гелия в видимой области спектра Проциона, что затрудняет оценку содержания гелия в атмосфере Проциона. В то же время небольшое наблюдаемое расхождение в содержаниях C, N и O между Солнцем и Проционом А может свидетельствовать о перемешивании в главном компоненте двойной системы. Масса Проциона равна $M = 1.74 M_{\odot}$, а в звездах с $M > M_{\odot}$ выгорание водорода идет уже через CNO-цикл и именно следы работы этого цикла отражают наблюдаемое различие. При работе

CNO-цикла выгорание водорода мгновенно (за несколько тысяч лет) выходит на равновесный цикл, при котором практически весь углерод в области ядерных реакций превращается в азот. Соотношение четно - нечетных элементов внутри второго максимума разительно меняется, азота (номер 7) становится больше соседних элементов: углерода (номер 6) и кислорода (номер 8). Эти изменения достаточно хорошо определяются и в других двойных звездах. Например, химический состав атмосферы V380 Cyg [2] показывает, что часть вещества атмосферы прошла через CNO-цикл.

3. *Химическая эволюция экстремальных He-rich звезд.* Двойные звезды при определенных условиях позволяют напрямую изучать итоги продвинутых ядерных процессов, происходящих в ядре звезды. Одной из таких звезд является экстремально богатая гелием двойная звезда υ Sgr [7-9].

Данные исследований, часть из которых приведена в табл.1, позволили составить полный эволюционный сценарий этой звезды и описать эволюцию химического состава в ее недрах [10]. Причем эта эволюция существенно отличается от стандартной.

Таблица 1

СОДЕРЖАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В
АТМОСФЕРАХ υ Sgr И СОЛНЦА

Элемент	По числу атомов $\log(N_i / \Sigma N_i)$	
	υ Sgr	Солнце
H	-3.40	-0.05
He	-0.01	-1.00
C	-2.31	-3.50
N	-2.15	-4.12
O	-3.41	-3.28
Ne	-2.76	-3.90
Fe	-3.85	-4.50

Система υ Sgr появилась на Главной последовательности 52 млн лет назад и состояла из компонент в $7M_{\odot}$ и $4M_{\odot}$.

5 млн лет назад главный компонент еще не потерял толстую водородную оболочку (масса последней составляла $4.5M_{\odot}$) и имел две зоны ядерного горения:

- 1) зону горения водорода на верхней границе гелиевого слоя над ядром,
- 2) зону горения гелия на границе углеродно-кислородно-неонового ядра.

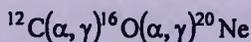
Включение в этот момент процессов слабого перемешивания создало наблюдаемые обилия H, He, C, N, O и Ne в атмосфере яркого компонента системы.

Длительность описанного ядерного процесса с одновременной потерей

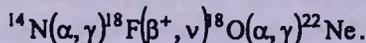
водородной оболочки для ν Sgr составила примерно 10000 лет. В результате система преобразовалась в двойную, состоящую из:

- 1) гелиевого гиганта с массой $2.5 M_{\odot}$, радиусом $40-50 R_{\odot}$, находящегося во второй стадии заполнения полости Роша уже с гелиевой оболочкой,
- 2) звезды Главной последовательности ($4 M_{\odot}$).

Большое содержание неона в ν Sgr говорит о далеко продвинутой стадии выгорания гелия. Неон образуется в результате реакций гелия с углеродом и кислородом



в ядре звезды, а затем выносится в те слои звезды, которые сейчас наблюдаются в результате потери оболочки. В этом случае мы должны предположить, что в ядре ν Sgr в период горения гелия в тройном α -процессе углерод стремительно превращался в кислород, а последний в неон. Одновременно возможно образование неона и в ядерной цепочке с азотом



Учитывая, что в ν Sgr наблюдается большое содержание азота (второй после гелия по обилию элемент), мы должны предположить, что генерация неона идет одновременно с генерацией азота. Перемешивание между зонами горения водорода и гелия приводит к тому, что генерируемый в зоне горения гелия углерод, попав в слоевой источник горения водорода, преобразуется в азот. Вещество, обогащенное азотом, в свою очередь, попадая в зону горения гелия, увеличивает количество неона, который затем опять выносится в верхние слои. Таким образом, создается одновременное обогащение и азотом и неоном.

4. *Формирование массивных звезд.* Рассмотрим еще одну проблему, приводящую в конечном итоге к резким изменениям в ядерной эволюции некоторых звезд. Это проблема формирования массивных звезд. Возникновению массивных звезд препятствуют силы возникающие в процессе гравитационного сжатия протозвездного облака и противодействующие гравитационной силе. В отличие от звезд малых и промежуточных масс звезды больших масс не могут формироваться в результате гравитационного коллапса в центрах молекулярных облаков. Сжатие останавливается, как только звездное ядро достигнет массы около $10 M_{\odot}$. В этот момент лучевое давление на падающее вещество останавливает аккрецию, что и лимитирует массу [11].

Альтернативная модель формирования массивных звезд основана на столкновениях и последующем слиянии звезд малых, промежуточных и больших масс в плотных центрах скоплений [12]. На первый взгляд типичные условия в областях формирования звезд (звездная плотность $n_* \leq 10^5$ на пк^{-3} и дисперсия скоростей $\sigma = 2$ км/с приводят к очень

большой временной шкале столкновений $t_{coll} \geq 10^{10}$ лет, что указывает на малую вероятность данного процесса. Однако некоторые особенности подобных скоплений могут драматически изменить картину. Прежде всего, такие изменения связаны с наличием спусковых механизмов звездообразования и большого количества межзвездной материи, которая может образовывать диски и оболочки вокруг звезд. Учет всех этих обстоятельств, в том числе и связанных с так называемыми эффектами гравитационной фокусировки, меняет временную шкалу столкновения до $t_{coll} \approx 10^5$ лет, что делает рассматриваемый процесс реальным.

Комплекс туманности Ориона (Orion Nebula) является ближайшим к нам и наиболее подробно изучаемым объектом, в котором могут протекать обсуждаемые процессы. Различные группы объектов комплекса туманности Ориона находятся от нас на расстоянии в 350-420 пк, имеют возраст от 1 до 12 Муг, обладают высокой звездной плотностью ($n_* \approx 5 \cdot 10^4$ пк⁻³), содержат большое количество ($10^2 - 10^3 M_{\odot}$) газа и пыли и имеют размеры 3-4 пк [13]. Исследования комплекса Туманности Ориона показывают, что в нем и сейчас идет звездообразование. Трапеция Ориона, возраст которой не может превышать несколько сотен тыс. лет, накладывает ограничения и на возраст звезд. Одновременно многочисленные кратные звезды могут свидетельствовать о протекании в комплексе процессов слияния звезд, приводящих к формированию массивных звезд. Спекл-интерферометрические и спектральные исследования кратных звезд в комплексе Туманности Ориона [12,14,15] показывают, что некоторые звезды в комплексе близки к контактному, и, возможно, находятся в начале процесса слияния:

Таблица 2

ВЕЛИЧИНЫ МАСС И РАССТОЯНИЙ КОМПОНЕНТОВ КРАТНЫХ СИСТЕМ В КОМПЛЕКСЕ ТУМАННОСТИ ОРИОНА

Звезда	Масса	Расстояние ρ [AU]
θ^1 Ori A	$16 M_{\odot} + 2 M_{\odot}$	1
θ^2 Ori A	$25 M_{\odot} + 9 M_{\odot}$	0.47
θ^1 Ori C	$45 M_{\odot} + 5 M_{\odot}$	16
NU Ori	$14 M_{\odot} + 3 M_{\odot}$	0.35
θ^1 Ori D	$21 M_{\odot} + 1.1 M_{\odot}$	0.39

Условием слияния компонент кратных систем является динамическая неустойчивость системы, которая возникает в результате образования "убегающих" звезд, уносящих избыток кинетической энергии системы. Наличие таких звезд в комплексе Туманности Ориона [16] является подтверждением существования процессов слияния с образованием массивных звезд.

Вероятно, увеличение точности определения масс и расстояний между звездами покажет наличие рассматриваемых процессов и в других скоплениях.

5. *Ядерные реакции.* Эволюционное время звезды, определяемое временем выгорания водорода в ядре, связано с массой соотношением $t_E = t_E^\odot (M/M_\odot)^{-3}$. Эволюционное время Солнца $t_E^\odot = 10^{10}$ лет.

Таблица 3

ЭВОЛЮЦИОННОЕ ВРЕМЯ И ВРЕМЯ ВЫГОРАНИЯ ВОДОРОДА В ЦЕНТРЕ ДЛЯ ЗВЕЗД РАЗНЫХ МАСС [17]

M/M_\odot	t_E лет	Время образования в ядре 98% ^4He
1	$10 \cdot 10^9$	$10.2 \cdot 10^9$
2	$1.25 \cdot 10^9$	$1.22 \cdot 10^9$
3	$0.37 \cdot 10^9$	$0.39 \cdot 10^9$
4	$0.16 \cdot 10^9$	$0.18 \cdot 10^9$
5	$0.08 \cdot 10^9$	$0.10 \cdot 10^9$

Эти соотношения дают для ядра звезды массой в $20 M_\odot$ время выгорания водорода около млн лет, для больших масс, соответственно меньше.

В то же время и наблюдения и расчеты [18] дают для звезд больших масс $t_{MS} = 1.6 \cdot 10^8 (M_\odot/M)$ лет, что приводит для звезды массой в $20 M_\odot$ ко времени сжигания водорода в ядре в 8 млн лет. Время же выгорания гелия до образования углеродно-кислородно-кремниевое ядра должно быть на 2-3 порядка меньше.

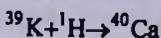
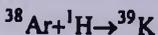
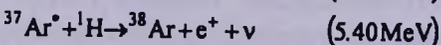
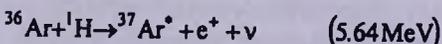
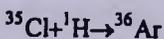
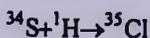
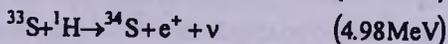
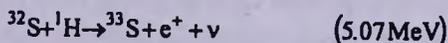
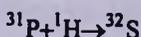
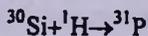
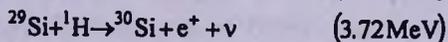
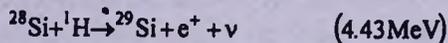
Если в комплексе туманности Ориона звездообразование началось в момент формирования комплекса (10-12 млн лет назад), то звезды больших масс ($20-40 M_\odot$) должны дойти до стадии формирования углеродно-кислородно-кремниевое ядра. Этого же времени достаточно для формирования двойных звезд столкновениями и вступления в фазу слияния компонент. При таком слиянии компонент двойных возникает проникновение в углеродно-кислородно-кремниевое ядро водорода от второго компонента, имеющего меньшую массу и все еще находящегося в стадии эволюции на Главной последовательности. Это существенно меняет ядерную эволюцию главной звезды. Водород, проникший в центр такой звезды, будет мгновенно реагировать с ядрами тяжелых элементов с выделением энергии, выделившаяся энергия может остановить гравитационный коллапс углеродно-кислородно-кремниевое ядра. Процесс ядерного горения водорода должен идти вплоть до образования железа. Для простоты можно рассмотреть цепочку реакций, начиная с кремния, хотя можно начать с ^{12}C или ^{40}Ca - эти ядра состоят из целого числа α -частиц, и их содержание определяется

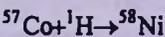
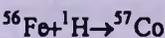
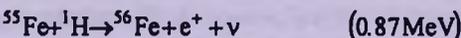
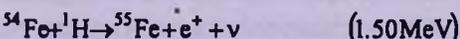
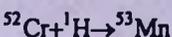
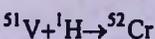
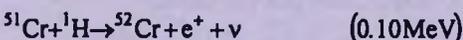
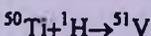
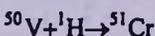
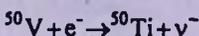
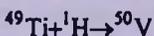
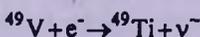
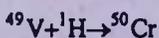
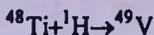
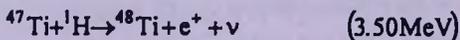
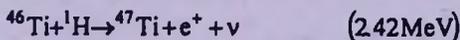
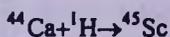
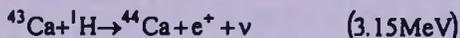
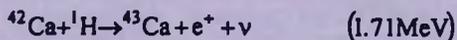
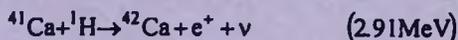
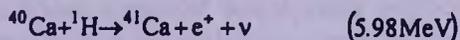
предыдущей ядерной эволюцией ядра и, прежде всего, температурами. Рассмотрим ядерные реакции кремниевого ядра с поступающим в результате слияния водородом.

В этой цепочке реакций 28 протонов и одно ядро атома кремния превращаются в ядро атома ^{56}Fe или в соседнее ядро железного пика. По сути это процесс синтеза железа в стационарном режиме.

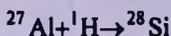
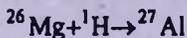
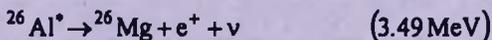
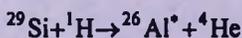
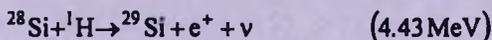
Если рассматривать слияние звезды с массой около $40M_{\odot}$ со звездой в $5M_{\odot}$, то можно считать, что в первой звезде закончилось выгорание углерода. Звезда находится в предпоследней стадии ядерной эволюции перед равновесным е-процессом и возможным взрывом звезды, как сверхновой. Ядро в этой стадии, вероятно, содержит в основном кремний и нагрето до 10^9 К. Скорости ядерных процессов с ядрами атомов водорода при физических условиях в центрах таких звезд очень велики. Темп же ядерных превращений, как и скорость генерации энергии, определяются здесь скоростью поступления водорода от сливающейся звезды в $5M_{\odot}$ в углеродно-кислородно-кремниевое ядро массивной проэволюционировавшей звезды. Энерговыведение, регулируемое количеством водорода поступающего от сливающегося спутника в зоны ядерных реакций главного компонента, может воспрепятствовать гравитационному сжатию компонента и привести систему в квазистационарное состояние.

Из рассматриваемой цепочки реакций следует, что в этом ядерном процессе происходит 16 β -распадов и выделяется 16 нейтрино с энергиями до 5.98 MeV. В таблице реакций приведены максимальные значения энергий нейтрино, в предположении, что позитрон уносит только энергию в 0.511 MeV, связанную с его массой покоя. Если же учесть кинетическую энергию позитрона, которая может быть сравнима с тепловой энергией частиц, то энергия нейтрино должна быть уменьшена на 0.1-0.2 MeV.



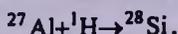
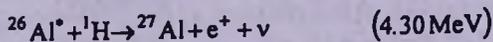


Цепочка указывает принципиальное направление процесса, самое начало процесса может протекать и по такому пути:



в этом случае выгорание водорода идет в циклическом процессе (аналог CNO - цикла). ${}^{26}\text{Al}^*$ радиоактивный изотоп с периодом полураспада

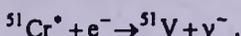
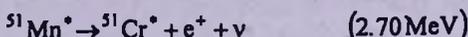
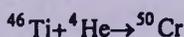
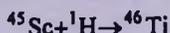
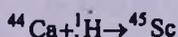
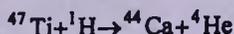
$T_{1/2} = 7.2 \cdot 10^5$ лет, поэтому здесь более вероятен такой процесс:



Продолжение:



Изменение каналов реакций может модифицировать энергетический спектр нейтрино.



6. *Оценка потока нейтрино.* 28 ядер водорода и одно ядро ${}^{28}\text{Si}$, превращаясь в ядро ${}^{56}\text{Fe}$, дают 16 нейтрино. При этом выделившаяся энергия, связанная с дефектом массы равна

$$\begin{aligned} E &= c^2 \Delta m, \quad \Delta m = m({}^{28}\text{Si}) + 28 \cdot m({}^1\text{H}) - m({}^{56}\text{Fe}) = \\ &= 27.976928 + 28 \cdot 1.00782504 - 55.934939 = 0.26109012 \text{ а.е.м.}, \\ E &= 0.26109012 \cdot 931.4812 \text{ MeV} = 243.2005 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Выделившуюся энергию несут нейтрино, позитроны и кванты. Кроме того, позитроны могут аннигилировать с электронами также по разным каналам (и один из них: $e^+ + e^- = \nu + \nu^-$). В стационарном случае вся выделившаяся энергия обуславливает светимость звезды. То есть, каждый цикл дает звезде примерно 240 MeV или $3.84 \cdot 10^{-4}$ эрг энергии.

Если в данный момент в комплексе туманности Ориона звезда в $40 M_{\odot}$ сливается со звездой в $5 M_{\odot}$, то ее светимость, обусловленная рассматриваемым процессом, должна быть равна:

$$L = L_{\odot} \cdot M^4 = 3.83 \cdot 10^{33} \cdot 40^4 \text{ эрг/с} = 9.8 \cdot 10^{39} \text{ эрг/с}.$$

И, следовательно, в каждую секунду там должно происходить $9.8 \cdot 10^{39} / 3.84 \cdot 10^{-4} = 2.55 \cdot 10^{43}$ циклов ядерных реакций, дающих по 16 нейтрино. Таким образом, поток нейтрино должен составлять $4.08 \cdot 10^{44} \text{ с}^{-1}$.

Следовательно на Земле поток нейтрино должен быть равен:

$$4.08 \cdot 10^{44} / (4\pi D^2) = 0.26 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2},$$

где D - расстояние до комплекса туманности Ориона - равно 400 пк или $1.2 \cdot 10^{21} \text{ см}$.

Таблица 4

ПОТОКИ НЕЙТРИНО ОТ СОЛНЦА

Источник нейтрино	Энергия, MeV	Поток, $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$
${}^1\text{H} + {}^1\text{H}$	0.42	$6.0 \cdot 10^{10}$
${}^{13}\text{N}$	1.20	$3.3 \cdot 10^8$
${}^{15}\text{O}$	1.74	$2.7 \cdot 10^8$
${}^8\text{B}$	14.06	$5.4 \cdot 10^5$

Для сравнения приведем здесь потоки нейтрино от Солнца (табл.4).

Если в комплексе туманности Ориона есть 10000 звезд подобных рассмотренной, то нейтринный поток на Земле от этого комплекса по величине приближается к потоку борных нейтрино от Солнца, что измеримо уже при современном развитии нейтринных телескопов.

Рассмотрим теперь временные характеристики обсуждаемого процесса. Масса водорода, проникшего в область описанных выше ядерных реакций, в каждую секунду должна быть равна $2.55 \cdot 10^{43} \cdot 28 \cdot 1.66 \cdot 10^{-24} = 1.18 \cdot 10^{21}$ г/с, за год эта масса будет равна $3.72 \cdot 10^{28}$ г, что составляет $1.88 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ в год. Таким образом, слияние звезды в $40 M_{\odot}$ со звездой в $5 M_{\odot}$ и, соответственно, описанный выше процесс излучения нейтрино, будет продолжаться около 265000 лет.

7. *Ядро Галактики.* Другим местом для описанных выше процессов может быть ядро нашей Галактики.

Центр Галактики находится от Земли на расстоянии в 7-8 кпк или 21-24 тысячи световых лет ($1.99 \cdot 10^{22} - 2.27 \cdot 10^{22}$ см). Объем центрального уплотнения звезд близок к 1 кпк^3 и содержит звезды общей массой в $3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Само же ядро с радиусом около одного парсека имеет в центре черную дыру с массой $(3-4) \cdot 10^6 M_{\odot}$ [19]. Плотность звезд в ядре Галактики меняется от $10^{17} M_{\odot}/\text{пк}^{-3}$ до $10^6 M_{\odot}/\text{пк}^{-3}$ [20]. Ясно, что здесь процессы слияния звезд, подобные тем, что мы рассматривали для комплекса туманности Ориона, должны иметь гораздо большую интенсивность.

Если в керне есть звезды, которые в результате слияния дают в секунду $4.08 \cdot 10^{44}$ нейтрино, то поток от каждой на Земле будет равен $1.02 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Таким образом, если во взаимодействии находится один процент звезд, поток нейтрино на Земле должен быть около $3.06 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Центр Галактики находится в направлении созвездия Стрельца со склонением $\delta = -29^\circ$. В верхней кульминации для широты $\varphi = 43^\circ$ (примерно широта САО и БНО) центр Галактики поднимается над горизонтом на 18° , в нижней кульминации опускается на 68° под горизонт. Таким образом, в течение суток между нейтринным телескопом и центром Галактики появляется и исчезает экран из Земного шара с максимальной толщиной

$D_{\text{Земли}} \cdot \cos 22^\circ = 0.93 \cdot D_{\text{Земли}}$. Возможно, для некоторых типов нейтрино этот экран может создавать суточную модуляцию потока.

8. *Заключение.* Рассмотренные здесь предположения, возможно, могут быть экспериментально проверены по измерению потоков нейтрино и исследованиям химического состава скоплений, в которых, вероятно, существуют рассмотренные процессы. Нейтрино несет информацию о процессах, происходящих непосредственно в ядрах звезд, причем спектр нейтрино связан с типом ядерных реакций. В то же время наблюдаемый химический состав в подавляющем числе случаев показывает первоначальное содержание элементов не затронутое ядерными превращениями. И только тогда, когда звезда или теряет оболочку (двойные звезды после заполнения полости Роша), или взрываются, как сверхновые, наблюдаемый химический состав может нести следы ядерной истории.

В случае существования рассмотренных выше процессов в каком-либо скоплении там существенно увеличивается выход энергии за счет ядерных реакций. Одновременно может измениться и химический состав, который в обычных случаях несомненно связан с равновесным ядерным процессом, протекающим в сверхновых звездах.

Слияния звезд в комплексах, подобных комплексу туманности Ориона и ядру Галактики, должны приводить к выделению и гравитационной энергии. Динамика процессов слияния может существенно менять как потоки нейтрино, так и временные и энергетические характеристики в рассматриваемых комплексах и всю ядерную и эволюционную историю звезд.

Специальная астрофизическая обсерватория, РАН,
Россия, e-mail: leushin@sci.lebedev.ru

ON THE PECULIARITY OF NUCLEOSYNTHESIS IN BINARY STARS

V.V.LEUSHIN

We analyse the chemical anomalies presently observed in some binary stars. From our point of view these anomalies are caused by the followings: 1) nucleosynthetic processes in the internal layers of the stars; 2) diffuse and convective mixing of matter in the contacting layers with the nuclear burning; 3) ejection of the surface matter into the interstellar medium. The influence of merge of components of multiple stars in dense star-dust complexes on

evolution of chemical structure is considered. The opportunity of increase of an output neutrino from similar complexes is shown. Estimations of flows neutrino from a complex Orion Nebula Cluster and the core of Galaxy show, that at ground level they can reach sizes: $5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ and $10^4 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ accordingly.

Key words: *multiple stars: nucleosynthesis: neutrino*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.С.Любимков, Химический состав звезд, Одесса, НПФ "Астропринт", 1995.
2. В.В.Леушин, Астрофизика, 30, 229, 1989.
3. K.Lodders, H.Palme, H.-P.Gail, Landolt-Bornstein, New Series, Astron. Astrophys., Springer Verlag, Berlin, p.560, 2009.
4. M.Asplund, N.G.Grevesse, A.J.Sauval, P.Scott, arXiv:0909.0948v1, 2009.
5. В.В.Леушин, В.В.Соколов, Астрофизические исслед., 12, 42, 1980.
6. В.В.Леушин, Астрон. ж., 62, 602, 1985.
7. В.В.Леушин, Г.П.Топильская, Астрофизика, 26, 195, 1987.
8. В.В.Леушин, Г.П.Топильская, Астрофизика, 28, 363, 1988.
9. В.В.Леушин, Г.П.Топильская, Астрофизика, 28, 554, 1988.
10. В.В.Леушин, Л.И.Снежко, В.В.Чуевков, Письма в Астрон. ж., 24, 45, 1998.
11. H.W.Yorke, Massive Stars, Their Lives in the Interstellar Medium. ASP Conference Series, Vol. 35. Eds. J.Cassinelli and E.Churchwell, San Francisco., p.45, 1993.
12. T.Preibisch, G.Weigelt, H.Zinnecker, The Formation of Binary Stars, ASP Conference Series, Vol. 200. Eds. H.Zinnecker, R.D.Mathieu, 2000.
13. J.Bally, Handbook of Star Forming Regions, Vol. 1 ASP Conference Series, 2008.
14. Э.А.Витриченко, Трапеция Ориона, М., 2003.
15. S.Simon-Dias et al., Astron. Astrophys., 448, 351, 2006.
16. A.Poveda, C.Allen, A.Hernandez-Alcantara, arXiv:astro-ph/0506002v1, 2005.
17. Yi.S.Demarque, P.Kim, Y.-C.Lee, Y.-W.Ree, C.-H.Lejeune, Th., & Barnes, S. Astrophys. J., 136, 417, 2001.
18. А.Г.Масевич, А.В.Тутуков, Эволюция звезд: теория и наблюдения. М. Наука, 1988.
19. А.В.Локтин, В.А.Марсаков, Лекции по звездной астрономии, Ростов на Дону, Тип, ЮФУ, 2009.
20. R.Schodel, T.Ott, R.Genzel et al., Nature, 419, 694, 2002.

ОЦЕНКИ РАДИУСА АККРЕЦИОННОГО ДИСКА
КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ ПЕГАСА 2010П.О.ЗЕМКО^{1,2,3}, Т.КАТО³

Поступила 5 января 2013

Принята к печати 1 марта 2013

Статья посвящена оценкам изменения величины радиуса аккреционного диска карликовой новой типа WZ Sge - OT J213806.6+261957. Расчеты основывались на фотометрических наблюдениях объекта во время сверхвспышки, начавшейся 6-го мая 2010г. Вскоре после максимума, на кривой блеска OT J2138 появились сверхгорбы, наличие которых характерно для звезд типа WZ Sge. Фотометрические наблюдения объекта в период с 15 мая по 2 декабря 2010г. обнаружили изменение периода сверхгорбов и, таким образом, позволили проследить изменения радиуса аккреционного диска в течение сверхвспышки в рамках модели приливной неустойчивости аккреционных дисков карликовых новых звезд. В статье показано, что радиус аккреционного диска может превышать не только радиус резонанса 3:1, но и радиус приливного воздействия вторичного компонента.

Ключевые слова: *звезды: фотометрия: двойные системы: карликовые новые*

1. *Введение.* Карликовые новые являются подклассом катаклизмических переменных звезд - полуразделенных тесных двойных систем, известных своим активным вспышечным поведением. В таких системах вещество перетекает через внутреннюю точку Лагранжа со вторичного компонента - красного или коричневого карлика на первичный - белый карлик. Карликовые новые, в которых кроме обыкновенных вспышек происходят сверхвспышки, отличающиеся большей амплитудой и продолжительностью, относятся к звездам типа SU UMa [1,2]. Другой, хорошо известной характеристикой этих звезд, является наличие колебаний на кривой блеска, обычно возникающих около максимума сверхвспышки, но иногда, присутствующих постоянно, вызванных прецессией аккреционного диска. Если период этих колебаний больше, чем орбитальный период системы, такие колебания называются "положительными сверхгорбами" и связаны с прецессией эллиптического аккреционного диска на радиусе резонанса 3:1 (радиус, на котором период обращения пробной частицы в аккреционном диске равен одной трети орбитального периода) [3-6]. Звезды типа WZ Sge являются подклассом карликовых новых типа SU UMa и характеризуются крайне продолжительным характерным временем появления сверхвспышек (порядка нескольких десятилетий) и редкими, или вовсе отсутствующими обыкновенными вспышками.

Сверхгорбы у звезд типа WZ Sge обычно эволюционируют от "ранних сверхгорбов" с двугорбым профилем и близким к орбитальному периодом [7], появляющихся около максимума сверхвспышки, к "обыкновенным сверхгорбам" с одногорбым профилем и постепенно увеличивающимся периодом, на несколько процентов превышающим орбитальный. В некоторых системах, кроме того, наблюдаются поздние сверхгорбы, поведение которых довольно разнообразно. Так, "традиционные" поздние сверхгорбы появляются со сдвигом по фазе на 0.5 периода. Считалось, что данная модуляция возникает из-за того, что в эллиптическом аккреционном диске гравитационный потенциал между точкой Лагранжа L1 и горячим пятном на диске меняется в течение орбитального периода. Такая вариация приводит к периодическому увеличению блеска горячего пятна, и, соответственно, модуляции кривой блеска [8]. Тем не менее, сдвиг по фазе на 0.5 периода наблюдается далеко не у всех звезд типа WZ Sge. В большинстве случаев период поздних сверхгорбов близок по величине к минимальному периоду обыкновенных сверхгорбов, однако у некоторых объектов поздние сверхгорбы, наоборот, возникают с необычно большим периодом. Като [9] предположил, что в таких звездах типа WZ Sge (GW Lib, V455 And и самой WZ Sge) поздние сверхгорбы вызваны прецессией диска на радиусе, близком к радиусу приливного воздействия.

Принято считать, что сверхгорбы связаны с прецессией диска, радиус которого равен радиусу резонанса 3:1, тем не менее, многочисленные наблюдательные факты, такие как постепенно увеличивающийся период обыкновенных сверхгорбов, эхо-вспышки и, упомянутые выше поздние сверхгорбы с большим периодом, указывают на то, что радиус аккреционного диска может превосходить радиус резонанса 3:1 в системах с низким отношением масс компонентов [9-13]. В данной статье мы приводим оценки радиуса аккреционного диска, подтверждающие, что в силу крайне продолжительного интервала времени между сверхвспышками и, соответственно, большого количества накопленного вещества в аккреционном диске, его радиус может превосходить не только радиус резонанса 3:1, но и радиус приливного воздействия вторичного компонента.

1.1. *O-C диаграммы для звезд типа SU UMa.* Для звезд типа SU UMa диаграмма O-C, построенная для периода сверхгорбов, обычно имеет три стадии: А - ранняя эволюционная стадия с длинным периодом сверхгорбов, В - промежуточная стадия с систематически меняющимся периодом сверхгорбов, характеризующая так называемые "обыкновенные" сверхгорбы (в это время обычно наблюдается параболическое изменение величины O-C на соответствующей диаграмме) и стадия С, финальная стадия, обычно с относительно коротким стабильным периодом. Ранние сверхгорбы у звезд типа WZ Sge наблюдаются в начале сверхвспышки,

перед стадией А. Долгое время считалось, что у звезд типа SU UMa период обычных сверхгорбов на стадии В может только уменьшаться, однако обширный наблюдательный материал, накопленный за последние годы, показал, что у многих карликовых новых типа SU UMa сверхгорбы эволюционируют от короткого периода к длинному в течение стадии В [10-13]. Единственное существующее на сегодняшний день объяснение данного феномена заключается в распространении так называемой "эксцентрической" волны [14] по аккреционному диску от центральных областей к внешним [15,16]. Радиус, рассчитанный в течение данной стадии, характеризует не фактический радиус диска, а эффективный радиус его эксцентрической части.

1.2. *Карликовая новая Пегаса 2010*. ОТ J213806+261957 (в дальнейшем ОТ J2138) была обнаружена в момент ее сверхвысшики, 6-го мая 2010г. и была классифицирована как звезда типа WZ Sge [11,17]. Для оценок радиуса аккреционного диска данного объекта мы использовали результаты фотометрических наблюдений, проводимых в обсерватории Терскол (Россия), обсерватории Астрономического Института Словацкой Академии Наук (Стара Лесна, Словакия) и в Крымской лаборатории Государственного Астрономического Института им. Штернберга (п. Научный, Украина). Подробный анализ фотометрических наблюдений представлен в работе [17]. Результаты наблюдений ОТ J2138 также представлены в

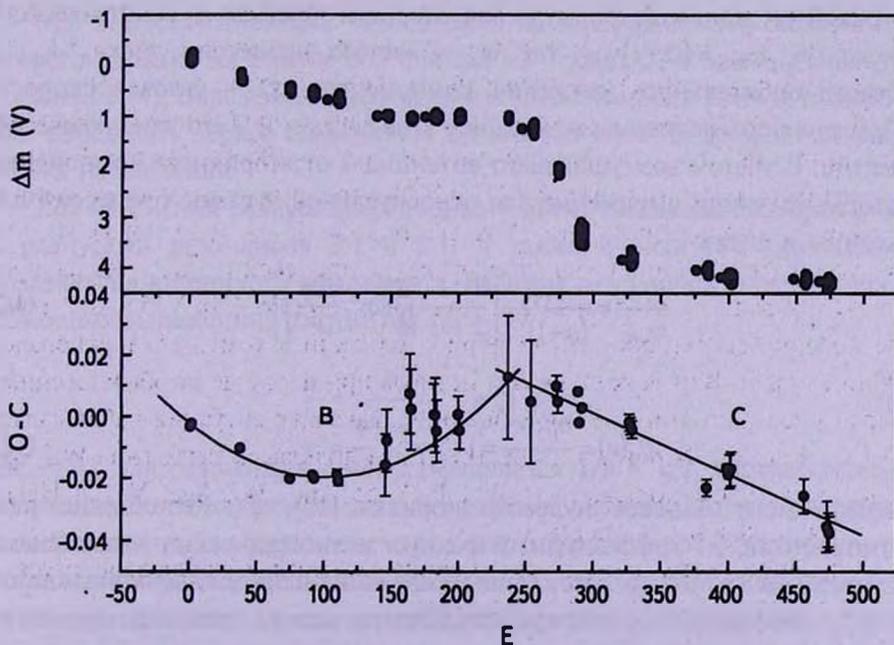


Рис.1. Кривая блеска карликовой новой ОТ J2138 в полосе V в относительных величинах (верхний график) и диаграмма O-C для сверхгорбов (нижний график), построенные в зависимости от номера цикла (из статьи [17]).

работе [11].

На рис.1 представлены зависимости хода остаточных отклонений О-С для сверхгорбов и кривая блеска карликовой новой OT J2138, где за нулевую звездную величину условно принята величина переменной во время вспышки. По оси абсцисс отложен номер цикла. Диаграмма О-С объекта имеет вид довольно характерный для карликовых новых типа SU UMa. Видно, что период сверхгорбов сначала увеличивался (стадия В - параболическая зависимость на нижнем графике рис.1), затем, во время резкого спада на кривой блеска, скачкообразно изменился, став стабильным и очень близким по значению к тому, что наблюдался в начале стадии В. Данное изменение соответствует переходу к сверхгорбам стадии С, которые на диаграмме О-С отражены линейной зависимостью. В связи с тем, что наши наблюдения начались только на 9-й день после сверхвспышки, они не покрывают стадию А сверхгорбов. Тем не менее, Мюррей [18] показал, что на стадии А происходит установление колебаний, и наблюдаемые в это время сверхгорбы не несут информации о радиусе аккреционного диска.

Мы опустили в наших расчетах стадию А и, используя результаты проведенных фотометрических наблюдений, оценили радиус диска на стадиях В и С в рамках динамической модели прецессии эллиптического аккреционного диска.

2. *Оценки радиуса аккреционного диска.* В своей работе Хиросе и Осаки [4] приводят формулу для скорости прецессии эллиптического диска: $\omega_p/\omega_{orb} = (\Omega+1) - \kappa$, где ω_p - частота прецессии диска, ω_{orb} - частота орбитального движения компонентов, Ω - угловая скорость обращения потока плазмы на внешнем крае диска и κ - его эпициклическая частота. С учетом возмущающего потенциала от вторичного компонента, авторы получили выражение для относительной частоты прецессии для частицы в диске:

$$\frac{\omega_p}{\omega_{orb}} = \frac{\eta q}{(q+1)^{1/2}} \left[\frac{1}{2} \frac{1}{r^{1/2}} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dB_0}{dr} \right) \right], \quad (1a)$$

где

$$B_0(r) = \frac{b_{1/2}^{(0)}(r)}{2} = 1 + \frac{1}{4}r^2 + \frac{9}{64}r^4 + \dots \quad (16)$$

коэффициент Лапласа нулевого порядка [19], q - отношение масс компонентов, r - эффективный радиус эксцентрической части диска, измеряемый в единицах расстояния между компонентами двойной системы, а η - коэффициент пропорциональности между частотой прецессии реального газового аккреционного диска и его модельным представлением, который находится из наблюдений.

Период сверхгорбов есть суперпозиция орбитального периода и периода

прецессии диска и выражается уравнением:

$$\frac{1}{P_{sh}} = \frac{1}{P_{orb}} - \frac{1}{P_{prec}}, \quad (2)$$

где $P_x = 2\pi/\omega_x$, а P_{prec} , P_{sh} и P_{orb} - период прецессии, сверхгорбов и орбитальный период, соответственно. Подставляя уравнение (16) в уравнение (2) и, оставляя первые три члена разложения в коэффициенте Лапласа, получим следующее выражение:

$$\frac{P_{sh} - P_{orb}}{P_{sh}} \eta \frac{q}{2\sqrt{q+1}} \left(\frac{45}{16} r^{7/2} + \frac{3}{2} r^{3/2} \right). \quad (3)$$

Решая уравнение (3) относительно r , можно определить изменение радиуса аккреционного диска по изменению периода сверхгорбов.

В качестве необходимой для расчетов величины орбитального периода, был взят вероятный период, определенный Като [11] - $P_{orb} = 0.054523(4) d$.

Период сверхгорбов может быть определен из диаграммы О-С с помощью следующего соотношения:

$$P_{sh} = P_{0sh} + \frac{dP_{sh}}{dE} \times E, \quad (4)$$

где P_{0sh} есть средний период, используемый для построения диаграммы (в нашем случае он равен $P_{0sh} = 0.055106 d$), E - номер цикла, а dP_{sh}/dE - угол наклона касательной к графику на диаграмме О-С.

Мы аппроксимировали зависимость на диаграмме О-С полиномом второго порядка на стадии В и прямой на стадии С, и затем, используя уравнение (4), определили период сверхгорбов. Данный подход позволил нам определять период сверхгорбов для любого момента времени с начала наших наблюдений.

Ход изменений радиуса аккреционного диска исследовался в сравнении с радиусами резонансов 3:1 и 2:1, а также с радиусом приливного воздействия вторичного компонента. Радиусы резонансов определялись с помощью выражения, взятого из [2]:

$$\frac{r}{a} = \left(\frac{P}{P_{orb}} \right)^{2/3} (1+q)^{-1/3}, \quad (5)$$

где P/P_{orb} для резонансов 3:1 и 2:1 равняется 1/3 и 1/2, соответственно, a - расстояние между компонентами в двойной системе. Радиус приливного воздействия приближенно есть максимальный радиус орбит частиц кеплеровского аккреционного диска, не пересекающихся друг с другом из-за влияния вторичного компонента. Данный радиус рассчитывался, исходя из выражения, взятого из [2]:

$$\frac{r_{tidal}}{a} = \frac{0.6}{1+q}. \quad (6)$$

Таким образом, кроме радиуса диска, у нас осталось два неизвестных параметра в уравнении (3): отношение масс компонентов - q и коэффициент пропорциональности - η . Для того, чтобы определить величину q , мы применили метод калибровки уравнения (3), предположив, что сверхгорбы, наблюдающиеся на стадии С, возникают из-за прецессии аккреционного диска на радиусе резонанса 3:1. Далее, используя уравнения (3) и (5), мы получили:

$$r^{7/2} + \frac{8}{15} r^{3/2} = \frac{32\sqrt{q+1}}{45q\eta} \frac{P_{shC} - P_{orb}}{P_{shC}}, \quad (7)$$

где

$$\frac{r}{a} = \left(\frac{1}{3}\right)^{2/3} (1+q)^{-1/3}, \quad (8)$$

а P_{shC} - период сверхгорбов на стадии С, определенный с помощью диаграммы О-С. Данное предположение вполне обосновано. На стадии С сверхгорбы имели стабильный период очень близкий по величине к периоду сверхгорбов в начале стадии В, когда, как считается, происходит зарождение прецессии на радиусе резонанса 3:1. Решая уравнения (7) и (8), можно найти q как функцию η , и затем, подставляя q в уравнение (3), найти радиус диска r , опять же, как функцию η . Проблема состоит в том, что отношение масс компонентов q сильно зависит от η и равняется 0.033 для $\eta=1$, 0.044 для $\eta=0.75$ и 0.068 для $\eta=0.5$. Радиусы резонансов и радиус приливного воздействия также зависят от q и, соответственно, от η . Однако из-за используемого метода калибровки, влияние изменений η на рассчитанные радиусы практически свелось к нулю. Мы рассчитали радиусы дисков для различных η , соответствующих характерным для звезд типа WZ Sge значениям q и сравнили полученный результат с наблюдаемыми кривыми блеска.

3. Обсуждения. Зависимость радиуса диска на стадиях В и С, рассчитанного для различных значений η от времени, представлена на рис.2. Мы использовали следующие значения η : 1, 0.75 и 0.05. Радиус диска, радиусы резонансов 3:1 и 2:1, а также радиус приливного воздействия, полученные для данных η , представлены на графике черными кружками и сплошной линией, полыми кружками и пунктирной линией, крестами и штрихпунктирной линией, соответственно. Стадии В и С также отмечены на этом графике. Из рис.2 можно видеть, что из-за процедуры калибровки изменение величины η практически не влияет на ход зависимости радиуса аккреционного диска от времени. Все кривые лежат очень близко друг к другу. Радиусы резонансов слабо зависят от q и, поэтому, также практически не изменяются при вариациях данного коэффициента пропорциональности. Заметные, но несущественные расхождения наблюдаются лишь в рассчи-

танных величинах радиуса приливного воздействия. Таким образом, мы можем проследить изменения радиуса аккреционного диска со временем, даже при неизвестных q и η . Тем не менее, данный подход не позволяет найти величину η , важную для дальнейших подобных исследований.

Чтобы определить η , мы использовали следующее уравнение. Като [10] уточнил зависимость между отношением масс компонентов и относительного дефицита периода $\varepsilon = (P_{orb} - P_{sh})/P_{orb}$ и получил выражение:

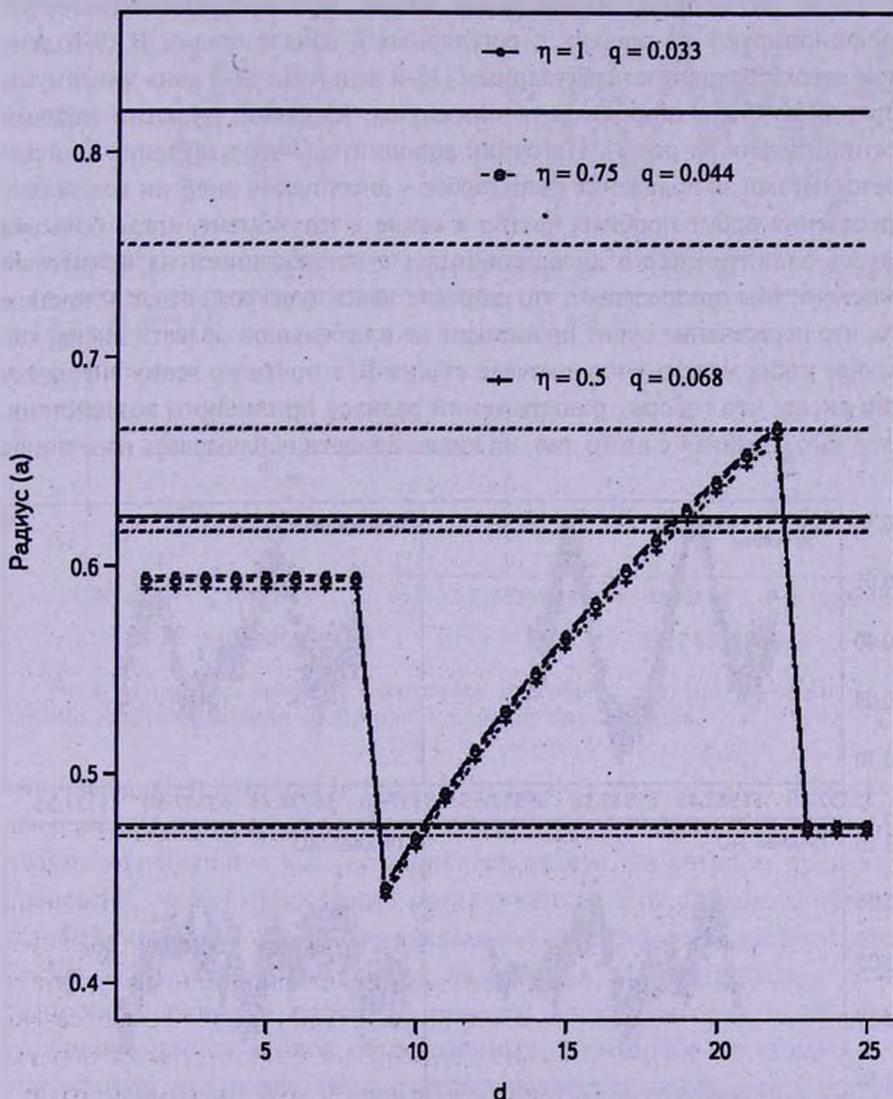


Рис.2. Оценки радиуса аккреционного диска OT J2138 для различных значений параметра η . Радиусы резонансов 3:1 и 2:1, а также радиус приливного воздействия, полученные для $\eta=1$, представлены на графике черными кружками и сплошной линией, для $\eta=0.75$ — полными кружками и пунктирной линией, для $\eta=0.5$ крестами и штрихпунктирной линией, соответственно. Стадии сверхгорбов В и С также отмечены.

$$\varepsilon = 0.16(2)q + 0.25(7)q^2, \quad (9)$$

Учитывая наши значения P_{orb} и $P_{\text{ш}}$, отношение масс получилось равным $q = 0.057$. Подставляя найденное таким образом q в (7) и (8), получим значение η порядка 0.6.

3.1. *Сравнение с изменениями профилей сверхгорбов.* Рис.3 и рис.4 иллюстрируют изменения профилей сверхгорбов карликовой новой OT J2138. Во-первых, из графиков видно, что профили сверхгорбов эволюционируют от гладких и регулярных в начале стадии В (9-й день после сверхвспышки) к нерегулярным (15-й день). На 19-й день максимумы сверхгорбов стали широкими, а минимумы, наоборот - узкими (правый нижний график на рис.3). Источник дополнительного излучения в диске, ответственный за появление сверхгорбов - диссипация энергии вследствие пересечения орбит пробных частиц в диске в тот момент, когда большая полуось эллиптического диска совпадает с направлением на вторичный компонент. Мы предполагаем, что широкие максимумы возникают вследствие того, что пересечение орбит происходит не в небольшой области диска, как в случае узких максимумов в начале стадии В, а почти по всему внешнему краю диска, что говорит о достижении радиуса приливного воздействия. Более того, начиная с этого дня, на кривых блеска наблюдалась изрезанная

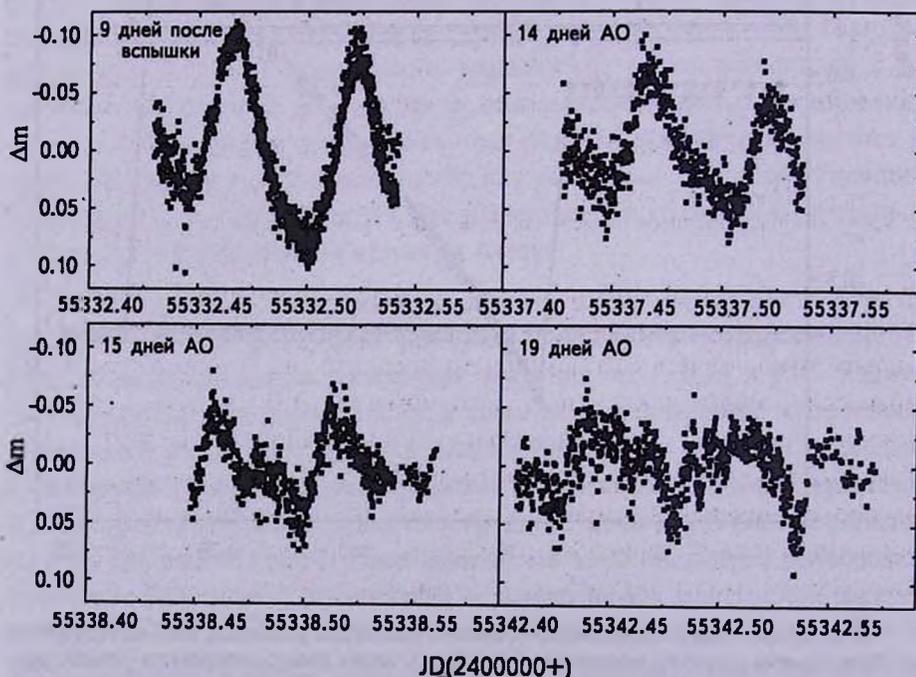


Рис.3. Изменение профилей сверхгорбов с течением времени на стадии В. Для каждого графика подписан номер дня с момента сверхвспышки.

форма профилей сверхгорбов с многочисленными пиками. Очевидно эксцентрическая часть диска начала терять устойчивость в силу значительно возросшего приливного воздействия вторичного компонента.

3.2. *Изменения радиуса диска.* По нашим предположениям радиус аккреционного диска в течение сверхвспышки изменяется следующим образом. Обыкновенные сверхгорбы, наблюдающиеся в начале стадии В,

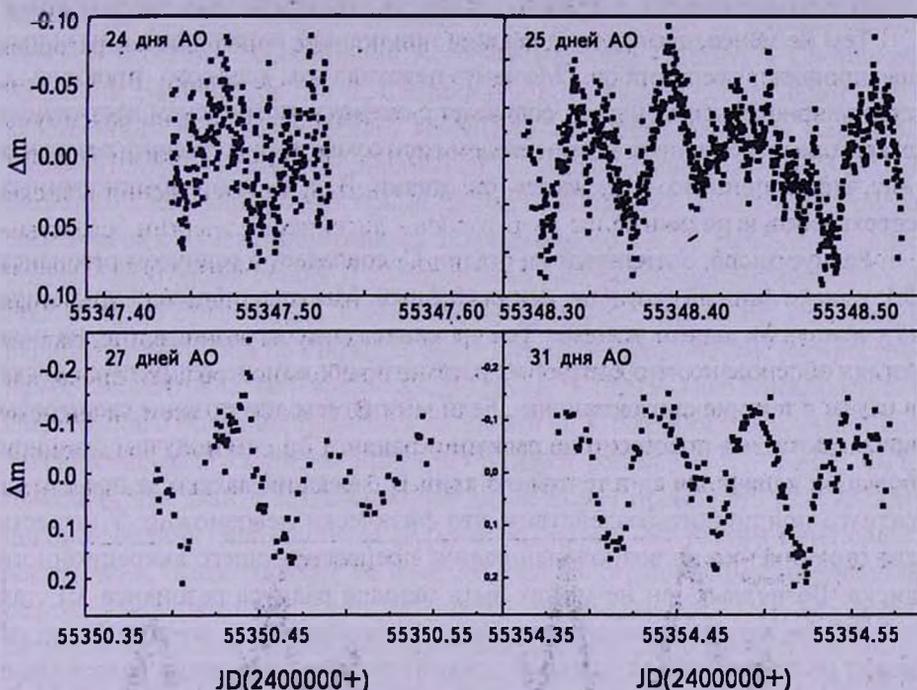


Рис.4. Изменение профилей сверхгорбов с течением времени на стадии С. Для каждого графика подписан номер дня с момента сверхвспышки.

возникают из-за развития прецессии на радиусе резонанса 3:1. Моделирование также показывает [19], что в карликовых новых типа SU UMa с низким отношением масс компонентов радиус, на котором происходит прецессия, может постепенно увеличиваться. Это связано с обменом угловых моментов между центральными и внешними частями диска. Таким образом, формируется так называемая "эксцентрическая" волна, распространяющаяся вдоль по радиусу диска, которая и объясняет увеличивающийся период обыкновенных сверхгорбов на стадии В. Из этого следует, что именно первые установившиеся обыкновенные сверхгорбы отражают прецессию на радиусе резонанса 3:1, а последующие колебания, вплоть до стадии поздних сверхгорбов, - являются следствием прецессии на больших радиусах. По нашим оценкам радиус диска действительно увеличивался в течение стадии В, достигнув радиуса приливного воздействия

($r \approx 0.56a$) на 15-16-й день после сверхвспышки, и на 19-й день после сверхвспышки оказался больше радиуса резонанса 2:1 ($r \approx 0.62a$). Радиус приливного воздействия определяет внешний радиус диска в равновесном состоянии, однако аккреционный диск карликовой новой во время сверхвспышки далек от равновесия и может простираться за данный радиус, если в нем накоплено достаточное количество вещества. Более того, приливное воздействие вторичного компонента в двойной системе ослабевает по мере уменьшения q .

Тем не менее, достижение радиуса приливного воздействия отразилось на профиле сверхгорбов. Момент перехода от гладкого профиля к нерегулярному, изрезанному, совпадает с оценочным временем достижения диском данного радиуса. В дальнейшем диск сократился до радиуса резонанса 3:1, что и привело к переходу от стадии В к С и от обыкновенных сверхгорбов к поздним.

Радиус диска, оцененный на стадии С, совпадает с радиусом резонанса 3:1, однако данный результат искусственный. Мы откалибровали уравнение (9), используя данное условие. Тем не менее, такое предположение на наш взгляд обосновано, что следует из рассмотрения изменения радиуса диска в целом в течение сверхвспышки. Если мы примем, что поздние сверхгорбы возникают из-за прецессии на радиусе резонанса 2:1, мы получим слишком большой радиус диска в течение стадии В, лежащий далеко за пределами радиуса приливного воздействия, что физически невозможно. У нас есть два ограничения на возможный радиус прецессирующего аккреционного диска. Во-первых, он не может быть меньше радиуса резонанса 3:1, так как в этом случае никакой прецессии не возникнет, и, во-вторых, он не может распространяться далеко за пределы радиуса приливного воздействия, так как такой диск со временем потеряет устойчивость. Из рис.2 видно, что радиусы, рассчитанные для OT J2138, удовлетворяют этим условиям.

Для некоторых звезд типа WZ Sge подобные расчеты показали, что сверхгорбы на стадии С возникают из-за прецессии диска на радиусе близком к радиусу резонанса 2:1. Для объектов GW Lib, V455 And и WZ Sge поздние сверхгорбы имели период близкий к тому, что наблюдался в конце стадии В, и резкого скачка периода при переходе от обыкновенных сверхгорбов к поздним не произошло [9]. Такая же ситуация наблюдалась в V1108 Her [21]. Вероятно, существуют два подкласса звезд типа WZ Sge. В экстремальном подклассе (GW Lib, V455 And, WZ Sge, V1108 Her):

- нет выделенной стадии С,
- поздние сверхгорбы имеют период близкий к наблюдавшемуся в конце стадии В (максимальный период).

В классическом случае:

- есть выраженная стадия С,
- сверхгорбы на этой стадии имеют период близкий к наблюдавшемуся

в начале стадии В (минимальный период).

ОТ J2138, очевидно, является "классической" карликовой новой типа WZ Sge, с выделенной стадией С и поздними сверхгорбами, возникающими из-за прецессии на радиусе резонанса 3:1.

4. *Заключение.* Мы приводим оценки изменений радиуса аккреционного диска карликовой новой ОТ J2138 во время ее сверхвспышки, основанные на фотометрических наблюдениях, проведенных на обсерваториях Терскол (Россия), обсерватории Астрономического Института Словацкой Академии Наук (Стара Лесна, Словакия) и в Крымской лаборатории Государственного Астрономического Института им. Штернберга (п. Научный, Украина). Мы использовали динамическую модель прецессирующего аккреционного диска карликовых новых, связав наблюдаемое изменение периода сверхгорбов с изменением радиуса аккреционного диска. Наблюдались две стадии сверхгорбов: стадия В с непрерывно увеличивающимся периодом, и стадия С, со стабильным, относительно коротким периодом. Изменения периода сверхгорбов на стадии В были интерпретированы как распространение эксцентрической волны вдоль диска, а переход от обыкновенных сверхгорбов с большим периодом на стадии В, к поздним сверхгорбам как сокращение радиуса диска вплоть до радиуса резонанса 3:1. Также было показано, что радиус аккреционного диска может превышать радиус приливного воздействия, достигая радиуса резонанса 2:1. Радиус приливного воздействия, таким образом, не является строгим ограничением на внешний радиус аккреционного диска во время сверхвспышки. Тем не менее, превышение диском приливного барьера отражается на профиле сверхгорбов, который меняется с гладкого на изрезанный и нерегулярный. ОТ J2138 была отнесена к "классическим" карликовым новым типа WZ Sge с выраженной стадией С сверхгорбов, имеющих период, близкий по величине к периоду в начале стадии В и возникающих из-за прецессии на радиусе резонанса 3:1.

Данная работа была проведена при поддержке программы двустороннего международного обмена 2012 ведущих мировых научных центров (Global Center Of Excellence Bilateral International Exchange Program 2012), представленной университетом Киото и Министерством образования, Культуры, Спортa, Науки и Технологий Японии. Мы также хотели бы выразить признательность доктору Йожи Осаки за ценные комментарии и С.Ю.Шугарову, Н.А.Катьшевой и М.В.Андрееву за предоставленный наблюдательный материал.

¹ Государственный Астрономический Институт им. Штернберга, Россия

² Физический факультет Московского Государственного Университета им. М.В.Ломоносова, Россия, e-mail: polina.zemko@gmail.com

³ Астрономическое отделение Университета Киото, 606-8502
e-mail: tkato@kusastro.kyoto-u.ac.jp

ESTIMATES OF THE ACCRETION DISC RADIUS IN DWARF NOVA PEGASI 2010

P.ZEMKO^{1,2,3}, T.KATO³

We present estimation of the radius of accretion disc based on the photometrical observations of the dwarf nova OT J213806.6+261957 in Pegasus, a WZ Sge-type star, discovered during its superoutburst on May 6, 2010. As the other members of WZ Sge type stars, DN in Pegasus showed superhumps that appeared shortly after the beginning of the superoutburst. Photometric observations, obtained between May 15 and December 2, 2010, allowed us to find the superhumps period change and thus follow the evolution of the accretion disc radius during the superoutburst in the framework of the tidal instability model of DNe superoutbursts. It is shown that the disk radius can exceed the radius of 3:1 resonance and expand above the tidal limit.

Key words: *stars: photometry: double systems: dwarf nova*

ЛИТЕРАТУРА

1. B.Warner, "Cataclysmic Variable Stars", Cambridge, 1995.
2. C.Heller, "How and why they vary", Springer, 2000.
3. R.Whitehurst, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 232, 35, 1988.
4. M.Hirose, Y.Osaki, PASJ, 42, 135, 1990.
5. S.H.Lubow, Astrophys. J., 381, 259, 1991.
6. S.H.Lubow, Astrophys. J., 381, 268, 1991.
7. T.Kato, D.Nogami et al., PASJ, 54, L11, 2002.
8. N.Vogt, Astrophys. J., 252, 653, 1982.
9. T.Kato, H.Maehara, B.Monard, PASJ, 60, L23, 2008.
10. T.Kato, A.Imada, M.Uemura et al., PASJ, 61, S395, 2009.
11. T.Kato, H.Maehara, M.Uemura et al., PASJ, 62, 1525, 2010.
12. T.Kato, H.Maehara, I.Miller et al., PASJ, 64, 21K, 2012.
13. T.Kato, F.-J.Hambsch, H.Maehara et al., arXiv:1210.0678, 2012.
14. S.H.Lubow, Astrophys. J., 401, 317, 1992.
15. K.Uemura et al., Astron. Astrophys., 432, 261, 2005.
16. A.J.Smith, C.A.Haswell, J.R.Murray et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 378, 3, 785, 2007.
17. D.Chochol, N.A.Katysheva, S.Yu.Shugarov et al., CAOSP, 42, 39, 2010.
18. J.R.Murray, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 315, 707, 2000.
19. М.Ф.Субботин, "Введение в теоретическую астрономию", М., Наука, Глав. Ред. физ-мат лит., 1968.
20. J.R.Murray, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 314, L1, 2000.
21. E.P.Pavlenko, T.Kato, O.I.Antonyuk et al., Astrophysics, 54, 483, 2011.

ОБЪЕКТ SNO 74 В АССОЦИАЦИИ АРА ОВ 1

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 7 ноября 2012

Принята к печати 1 марта 2013

Исследована область звездообразования SNO 74, погруженная в темное облако в ассоциации Ага ОВ 1. С этим объектом связана компактная область III, видимая в ИК, и тесное скопление ИК-звезд. $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения выявили наличие красного и синего молекулярных истечений из этого объекта, т.е. это биполярное истечение. На изображении, полученном с помощью приемника SIMBA на 1.2 мм, присутствуют также вторая активная область и перемичка, расположенные к W от первой активной области и совпадающие с сильным поглощением. Красное молекулярное истечение направлено в сторону этой второй активной области и перемички.

Ключевые слова: *область звездообразования: молекулярное истечение: ИК-скопление*

1. *Введение.* В.А.Амбарцумян впервые отметил, что ОВ-звезды образуются в ОВ-ассоциациях [1], причем часто в виде систем типа Трапедии Ориона [2]. Образование подобных звезд обычно происходит в областях звездообразования, похожих на область, связанную с Трапедией Ориона, причем эти области лежат в гигантских молекулярных облаках (ГМО), массы которых достигают $10^4 - 10^5 M_{\odot}$, а размеры бывают в пределах 30 - 50 пк [3]. При дальнейшей эволюции образуется ОВ-ассоциация. Нами, совместно с чилийскими астрономами, были просмотрены карты южного неба в поисках новых областей звездообразования, тесных систем звезд типа Трапедии Ориона и других интересных областей [4]. В некоторых из них были обнаружены молекулярные истечения, выбросы, а также вращение связанных с ними темных глобул [5,6]. В данной статье рассматривается область звездообразования SNO 74 [4], которая расположена в ОВ-ассоциации Ага ОВ 1 и связана с гигантским молекулярным облаком (ГМО).

2. *Область звездообразования SNO 74.* Объект SNO 74 в [4] описывается как группа туманных объектов в темной туманности, похожая на область звездообразования Ser A = GGD 37. Объект отождествляется с точечным ИК источником IRAS 16362-4845 [7]. SNO 74 находится в темном облаке, входящем в ассоциацию Ага ОВ 1. Расстояние до этой ассоциации 1300 пк [8]. Рядом с вышеназванным молекулярным облаком расположено О-скопление NGC 6193. Это скопление (скорее две яркие

О-звезды HD 150135 и HD 150136) образовало в молекулярном облаке область HII и радиальную систему темных глобул на границе молекулярного облака и области HII (см. рис.1).



Рис.1. DSS2 R изображение области, содержащей О-скопление NGC 6193 и область HII. 1 - звезды скопления NGC 6193, 2 - область HII, 3 - объект SNO 74. Размеры изображения 30' x 30', север наверху, восток слева.

В оптическом диапазоне на месте SNO 74 видны три яркие звезды, расположенные в виде цепочки по направлению N-S (см. рис.2а). С этими звездами связаны яркие волокна. На 2MASS К изображении уже видна компактная область HII, связанная с тесной группой ИК-звезд (см. рис.2б).

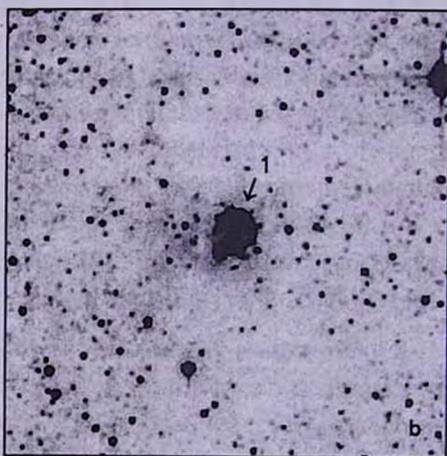
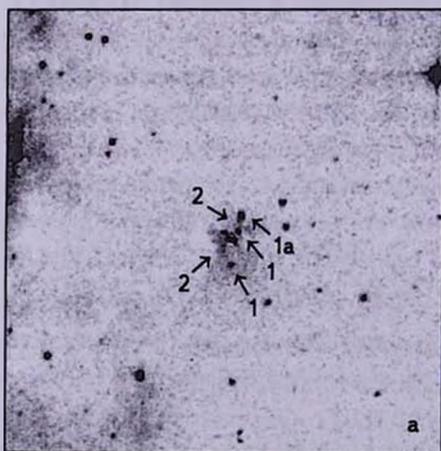


Рис.2. а. DSS2 R изображение области вокруг объекта SNO 74. 1 - звезды цепочки, 1а - звезда CSR-012, 2 - волокна. Размеры изображения 6' x 6', север наверху, восток слева. б. 2MASS К изображение области вокруг объекта SNO 74. 1 - компактная область HII. Размеры изображения 6' x 6', север наверху, восток слева.

В [9] получено, что среди этих звезд имеются 2-3 поздние O-звезды и около 10 B-звезд. Исследование этой группы звезд показало, что присутствует полная область звездных масс, однако число звезд малых масс намного меньше ожидаемого числа, если экстраполировать нормальную функцию масс в сторону малых масс с учетом наличия звезд больших масс (т.е. по сравнению с уже известными областями звездообразования, например с областью, связанной с Трапещией Ориона, имеется недостаток звезд малых масс) [10]. Возможно, это явление происходит из-за того, что это более молодая группа. Компактная область III связана с точечным ИК-источником IRAS 16362-4845. ИК-цвета этого источника: $R(1, 2) = \log((F(25) \times 12)/(F(12) \times 25)) = 0.84$; $R(2, 3) = \log((F(60) \times 25)/(F(25) \times 60)) = 0.06$; $R(3, 4) = \log((F(100) \times 60)/(F(60) \times 100)) = -0.04$. Согласно [11], эти цвета соответствуют источнику, связанному с мазером воды (скорее всего этот источник является молодым звездообразным объектом - M3O). Звезда CSR-012 видимо играет главную роль при ионизации SNO 74, судя по ее центральному положению в ядре туманности. Эта звезда не видна на 2MASS K изображении из-за передержки, но хорошо видна на DSS2 R изображении (см. рис.2а). Ее фотометрия предполагает поздний O [9]. В то время как SNO 74 является местом, где в настоящее время происходит образование массивных звезд, другие места в том же молекулярном облаке, подвергнувшись тому же поглощению и образующие звезды меньших масс, могут существовать, не показывая таких же видимых проявлений (как молекулярное истечение, яркие волокна, компактные области III).

Для обнаружения молодых звезд с меньшими массами в [9] воспользовались положением звезд на диаграмме ($J-H$), ($H-K$), а для обнаружения наличия остатков горячих околозвездных дисков, оставшихся после их образования и для оценки ИК избытка, была употреблена величина $Q = (J-H) - 1.7(H-K)$. Звезды с $Q < 0$ могут быть звездами с ИК избытком [9]. Распределение звезд с ИК избытком явно не случайное. Наибольшая концентрация имеет место в плотнейшей области облака, вокруг SNO 74, где общая плотность звезд наименьшая из-за наличия сильного поглощения. Звезды с ИК избытком не расположены в облаке равномерно. Они расположены вдоль пояса, содержащего SNO 74 и простирающегося от NE к SW. NW сторона особенно интересна, так как она простирается параллельно яркому ободку (риму) на границе области, образованной скоплением NGC 6193 и молекулярным облаком. Некоторые звезды с ИК избытком видны также вне этой полосы, где ионизационный фронт разрушил облако [9]. Таким образом здесь присутствуют как звезды с ИК избытком, происхождение которых можно объяснить спусковым механизмом звездообразования (прохождением ионизационного фронта), так и звезды, происхождение которых подобным механизмом объяснить нельзя. Подобное явление (одновременное

наличие молодых звезд, чье происхождение можно объяснить спусковым механизмом, и звезд, чье наличие этим механизмом нельзя объяснить) имеет место и для других областей образования массивных звезд [12].

3. $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения объекта SNO 74. $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения молекулярного облака, связанного с SNO 74, были проведены 30 августа 2003г. на 15-м SEST (Швеция - ESO субмиллиметровый телескоп) телескопе в Сьерро Ла Силья, Чили. Диаграмма направленности антенны на $115\text{ GHz} \sim 45''$, эффективность пучка 0.70. Положения в направлении источника были пронумерованы с интервалом в $40''$ в режиме частотной модуляции с разбросом частот в 10 MHz . Телескоп во время наблюдений был снабжен SIS детектором и акусто-оптическим спектрометром с высоким разрешением (с 1000 каналами и с разрешением скорости в 0.112 км/с). Эти наблюдения осуществлены по совместной программе с ныне покойным проф. Хорхе Майем (Национальная обсерватория Чили, Сантьяго, Чили). На рис.3 приводятся спектры, пронумерованные в направлении SNO 74, представленные в виде распределения по ячейкам, размеры которых $40''$. Из рис.3 можно заключить, что имеется красное молекулярное истечение ($-22 + -17\text{ км/с}$) и синее истечение ($-29 + -26\text{ км/с}$). В табл.1 на основании рис.3 представлены данные о пиках излучения в $^{12}\text{CO}(1-0)$, а также данные о наличии красного (знак +) или синего (знак -) истечений. Ниже приводится табл.1, в которой ячейки соответствуют ячейкам на рис.3. Скорость дана в км/с.

Из таблицы можно определить скорость молекулярного облака - около -24 км/с . Красное истечение направлено к *N* и к *W*. Ниже будет показано, что подобное направление имеют также вторая активная область и перемычка на 1.2 мкм изображении. Синее истечение направлено к *E* (есть незначительное

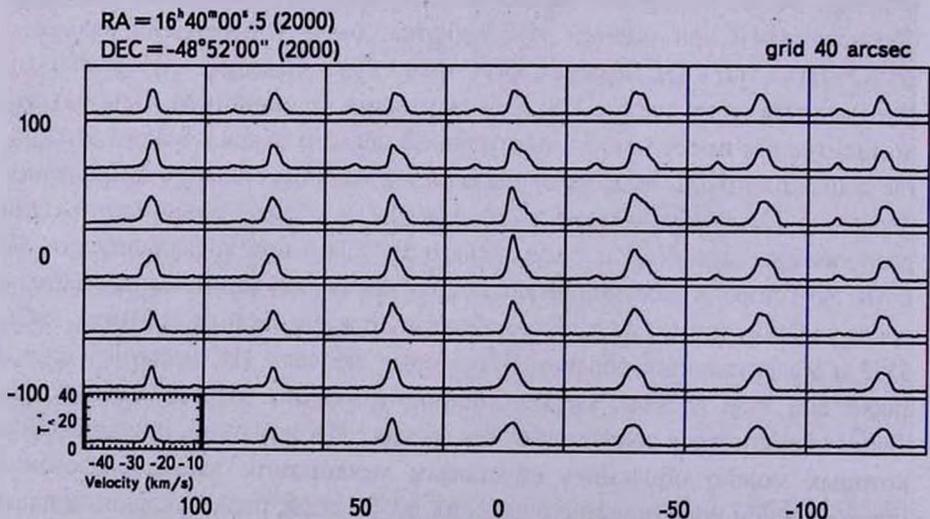


Рис.3. $^{12}\text{CO}(1-0)$ спектры области вокруг SNO 74.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В $^{12}\text{CO}(1-0)$ ВОКРУГ SNO 74

-24.73	-23.9; -38.15	-23.4; -38.15; +	-23.9; -37.29; +	-24.3; -37.29; +	-22.6; -35.59	-22.6; -37.29
-24.73	-23.9; -38.15	-23.9; -37.72; +	-24.3; -37.72; +	-23.9; -37.72; +	-21.7; -37.29	-21.7; -37.72
-24.73;	-23.9; -38.15	-23.9; -37.72; +	-24.3; -37.72; +	-23.9; -37.72; +	-20.9; -37.72; +	-21.3; -37.72; +
-23.9;	-24.3; -38.15; -	-23.9; +	-23.9; +	-23.9; -37.29; +	-21.7; -37.29; +	-21.3; -37.29; +
-23.4	-23.4; -	-23.9	-23.9; +	-23.9	-21.7; +	-21.7; +
-23.9	-23.4	-23.9	-23.4; -	-23.9	-22.15; +	-21.7
-24.73	-23.9	-23.4	-23.4; -	-23.9	-22.6	-21.3

истечение к S). Имеются два основных пика излучения. 1. На -24 км/с наблюдается максимальный пик. Это излучение распределено по всему облаку, максимум этого излучения совпадает с объектом SNO 74. 2. Пик на -37 км/с. Интенсивность этого излучения меньше, чем на предыдущей скорости. На -37 км/с излучение распространяется к N и к W от SNO 74. Возможно облако, излучающее с этой скоростью, расположено за основным облаком, имеющим скорость около -24 км/с.

4. *SNO 74 и Трапеция Ориона.* SNO 74, как и область вокруг Трапеции Ориона, являются областями звездообразования, в которых образуются массивные звезды. Масса скопления, связанного с Трапецией, $\sim 130 M_{\odot}$, радиус ~ 0.22 пк, скопление содержит три O-звезды. SNO 74 более компактное (радиус ~ 0.11 пк), масса больше, $\sim 370 M_{\odot}$ [10]. Трапеция является ядром более протяженного агрегата, скопления туманности Ориона (масса которого $\sim 2000 M_{\odot}$). Роль, которую будет играть SNO 74 в качестве ядра будущего агрегата, будет подобна роли, которую сейчас играет Трапеция в Орионе. В этом отношении SNO 74 и компактная туманность Ориона могут рассматриваться как сходные структуры на разных этапах эволюции. Радиус области III в Ага ОВ 1 (~ 4.7 пк) примерно вдвое меньше радиуса области III в Ори ОВ 1 (~ 8.1 пк), хотя центральные звезды в этих системах довольно схожи (O5V и O7V в Ага ОВ 1 и O8III и O9.5V в Ори ОВ 1). Это может свидетельствовать о сравнительной молодости комплекса в Ага ОВ 1. Недавно были предложены идеи об определяющей роли, которую играют скопления типа Трапеции при рождении звезд больших масс [13,14]. Однако нужно напомнить, что об определяющей роли систем типа трапеции Амбарцумян высказывался еще в 1951 г. [15]. Рассмотренное нами молекулярное облако имеет низкую эффективность звездообразования, определенную как $M_{\star}/(M_{\star} + M_{\text{gas}})$). Эффективность звездообразования этого облака равна 4.6%,

так как $M_* = 370 M_\odot$, $M_* + M_{\text{gas}} = 8000 M_\odot$. Типичные проэволюционировавшие ГМО к концу жизни имеют эффективность звездообразования $\sim 10\%$ [9]. Малая эффективность звездообразования вокруг SNO 74, вместе с большим количеством молекулярного газа, а также большая плотность этого газа предполагают, что большая часть звездообразования в этом облаке будет иметь место в будущем. Это приведет к еще большему сходству со скоплением в Орионе, т.е. рассмотренная нами область в Ага OB 1 в эволюционном смысле моложе области в Орионе.

5. *Наблюдения SNO 74 на 1.2 мм.* Область вокруг SNO 74 была пронаблюдена также на SEST телескопе с помощью приемника SIMBA (на 1.2 мм). Эти наблюдения проводились по совместной программе с доктором Маркусом Нилбоком (ESO Vetasura, Сантьяго, Чили) 14 августа 2002г. На рис.4 представлено изображение, полученное с помощью этого приемника. Из этого рисунка можно заключить, что на изображении имеются две активные области и перемычка между ними. Большая активная область (1 на рис.4) совпадает с компактной областью III (см. рис.2b), а вторая активная область (3 на рис.4) и перемычка (2 на рис.4) не имеют аналогов в ИК (см. рис.2b). На DSS2 R изображении вторая область активности и перемычка совпадают с сильным поглощением, из-за этого они не видны в ИК. Можно предположить, что вторая область активности и перемычка удаляются от нас и входят в область повышенной плотности.

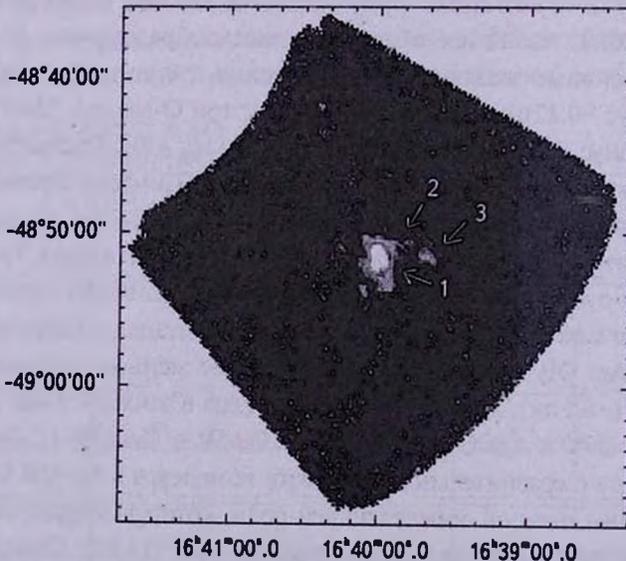


Рис.4. 1.2 мм SIMBA изображение области вокруг SNO 74. Контуры начинаются с 3σ над уровнем шумов. 1 - большая активная область, 2 - перемычка, 3 - вторая активная область.

6. *Заключение.* Рассмотрена область звездообразования SNO 74 в ассоциации Ара ОБ 1. Этот объект погружен в обширное молекулярное облако, восточная граница которого является радиальной системой темных глобул. В центре этой системы расположено О-скопление NGC 6193. SNO 74 связан с компактной областью HII и со скоплением ИК-звезд, видимых на 2MASS K изображении. Среди звезд этого скопления имеются ОБ-звезды, т.е. это область, где образуются массивные звезды. В скоплении имеет место дефицит звезд малых масс по сравнению с другими подобными областями звездообразования. Данные $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдений этого объекта показывают, что присутствует красное ($-22 + -17$) км/с и синее ($-29 + -26$) км/с молекулярное истечение из области, где находится SNO 74, т.е. имеется биполярное истечение. Наблюдения на 1.2 мм выявили наличие двух активных областей, одна из которых совпадает с компактной областью HII, а вторая расположена западнее и находится в области со значительным поглощением. Эти активные области соединяются перемычкой. Вторая активная область и перемычка совпадают с направлением красного истечения из SNO 74, что может свидетельствовать об их выбросе из первой активной области. С объектом связан точечный ИК источник IRAS 16362-4845, который имеет ИК-цвета, типичные для источника, связанного с мазером воды (этот источник видимо является МЗО). Проведено сравнение скопления в SNO 74 со скоплением, связанным с трапецией Ориона. Отмечено, что SNO 74 и компактная туманность в Орионе могут рассматриваться как сходные структуры на разных этапах эволюции.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: agyulb@bao.sci.am

OBJECT SNO 74 IN THE ASSOCIATION ARA OB 1

A.L.GYULBUDAGHIAN

Star formation region embedded in dark nebula in association Ara OB 1 is investigated. A compact HII region and tight cluster of IR stars are connected with that object. $^{12}\text{CO}(1-0)$ observations have revealed existence of red and blue outflows from that object, it means that a bipolar outflow exists. On the image obtained by SIMBA detector on 1.2 mm, the second active region and an arch, situated to the *W* of the object and coincident with strong absorption are present. Red molecular outflow is directed towards that second active region and arch.

Key words: star forming region: molecular outflow: IR cluster

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, ДАН СССР, 68, 21, 1949.
2. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3, 1954.
3. Л.С.Марочник, А.А.Сучков, Галактика, М., Наука, 1984.
4. A.L.Gyulbudaghian, J.May, L.Gonzalez, M.Mendez, Rev. Mex. Astron. Astrofis., 40, 137, 2004.
5. A.L.Gyulbudaghian, J.May, Astrofizika, 51, 29, 2008.
6. A.L.Gyulbudaghian, J.May, Astrofizika, 53, 565, 2010.
7. IRAS Point Source Catalog, Version 2, 1980, Washington, D.C.
8. I.Ruprecht, B.Balazs, R.E.White, Catalogue of star clusters and associations, Suppl. I, Budapest, 1970.
9. F.Comeron, N.Schneider, D.Russeil, Astron. Astrophys., 433, 955, 2005.
10. F.Comeron, N.Schneider, Astron. Astrophys., 473, 149, 2007.
11. J.Wouterloot, C.Walmsley, Astron. Astrophys., 168, 237, 1986.
12. Z.Jiang, Y.Yao, J.Yang, Astrophys. J., 577, 245, 2002.
13. I.A.Bonnell, M.R.Bate, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 336, 659, 2002.
14. I.A.Bonnell, M.R.Bate, C.J.Clarke, J.E.Pringle, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 324, 573, 2001.
15. В.А.Амбарцумян, ДАН АрмССР, 13, 129, 1951.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК A1716 И ГРУППЫ ЗВЕЗД

А.АЛИПОВКА, Н.М.ЛИПОВКА

Поступила 10 января 2013

Принята к печати 1 марта 2013

Посвящается светлой памяти Энрике Чавира-Наваррете,
Национальный Институт Астрономии, Оптики и
Электроники (INAOE), Тонансингла, Мексика

В настоящей работе приводятся оптические отождествления радиоизлучения области неба, связанной с объектами скопления галактик A1716 и проецирующимися на него звездами. Отождествления были выполнены по радиокартам, полученным в обсерватории NRAO на частоте 1400 МГц. Совмещение яркого радиоисточника, имеющего координаты по прямому восхождению $RA(J) = 13^h 19^m 03^s.1$ и по склонению $DEC(J) = +34^\circ 23' 54''$ с галактикой IC883, показало прекрасное совпадение многих объектов и значительно увеличило процент отождествленных радиоисточников. Оказалось, что система координат радиоисточников, отождествленных со звездами в данной области, смещена относительно системы координат радиоисточников, отождествленных с объектами с диффузным изображением. В результате, на исследуемой площадке отождествилось 90% радиоисточников. Обнаруженное смещение системы координат радиозвезд относительно радиогалактик мы интерпретируем как эффект, возникающий из-за наличия радиорефракции в межзвездной среде (МС).

Ключевые слова: *звезды; галактики; межзвездная среда (МС); оптические отождествления; радиорефракция в МС*

1. *Введение.* Одной из наиболее актуальных тем в настоящее время является исследование галактик в скоплениях. Изучение морфологии галактик, их радио и оптических спектров излучения, измерение их пекулярных скоростей и параметров, характеризующих сами скопления в целом, имеет большое значение, поскольку позволяет ответить на ряд фундаментальных вопросов, касающихся образования галактик и скоплений галактик, а также понять в деталях процесс релаксации галактик в скоплениях, уточнить физические условия, имеющие место в обсуждаемых объектах, сделать выводы об их звездной популяции, оценить химическую эволюцию звезд и межзвездной среды (МС). Указанные вопросы важны не только для более глубокого понимания процессов, происходящих в наблюдаемой Вселенной, но также и для построения модели образования наблюдаемой структуры Вселенной и ее эволюции во времени. Необходимым условием для получения этих разносторонних данных, является возможность наблюдения объектов в широком диапазоне длин волн, в

частности в оптике и радио. В свою очередь при изучении радио и оптических свойств объектов основополагающими являются оптические отождествления, когда радиоисточник правильно привязывается к оптическому объекту. Именно после такой привязки мы можем получить полную и достоверную информацию об исследуемом объекте в широком диапазоне длин волн.

Однако, выполняя отождествления, мы зачастую сталкиваемся с рядом серьезных трудностей. Существует множество факторов, влияющих в большей или меньшей степени на координаты небесных объектов как в радио, так и в оптическом диапазоне длин волн, которые должны учитываться в процессе обработки полученного изображения неба. Среди них, в радиодиапазоне, следует назвать люфты радиотелескопов, весовые нагрузки, абберацию, ошибки в выборе опорных объектов, сложности в восстановлении изображения для радиоинтерферометра, радиорефракцию в ионосфере и тропосфере Земли, и ряд других причин. Для оптики это в первую очередь ошибки поля, точность измерения координат опорных звезд и оптическая рефракция в земной атмосфере. Как известно, все указанные факторы приводят к ощутимым, и часто неконтролируемым поправкам к координатам небесных объектов, как в радио, так и в оптическом диапазоне длин волн, что затрудняет отождествления радиообъектов с объектами, видимыми в оптическом диапазоне длин волн. Причины неточной привязки радионеба к оптическому небу подробно изложены в работе [1]. Главная причина заключается в малом количестве опорных объектов используемых в радиодиапазоне (один опорный радиоисточник на 70 квадратных градусов). Несовершенство привязки радионеба к оптическому небу привело к тому, что большая часть радиоисточников не совпадает с объектами, видимыми в оптическом диапазоне длин волн. В данной работе выполнены оптические отождествления для области неба, проецирующейся на скопление A1716, которая была неверно привязана в наблюдениях обзора [2]. Указанная ошибка в привязке могла возникнуть не только вследствие факторов перечисленных выше, но также и благодаря наличию радиорефракции в МС [3,4]. Настоящая работа является продолжением работ [1,5-10] по отождествлениям небесных радиоисточников с небесными объектами, видимыми в оптике.

2.1. Метод оптических отождествлений небесных радиоисточников. Начало настоящей работе было заложено в 1980-1985гг., когда на радиотелескопе РАТАН-600 (САО, Зеленчукская) был выполнен обзор неба в режиме неподвижного фокуса радиотелескопа РАТАН-600 с высокой чувствительностью [11]. В 1985, 1990 и 1993гг. в Национальном Институте Астрономии Оптики и Электроники (ИНАОЕ) в Мексике были

выполнены оптические отождествления этого обзора при помощи блинк-компаратора по всем правилам астрометрии с точностью $1''.5$ [12]. Выполненные таким образом оптические отождествления показали, что большая часть радиоисточников не отождествляется с оптическими небесными объектами по стандартной методике и попадает в пустые поля (empty fields) [13]. Ситуация изменилась, когда в Интернете в 2003-2005 гг. стали появляться данные по наблюдениям небесных объектов в широком диапазоне длин волн и мы снова приступили к оптическим отождествлениям, используя теперь уже возможности, предоставленные компьютерными технологиями. Работая с участком неба в окрестности скопления галактик A1716, мы обнаружили, что радиоизлучают не только активные галактики и квазары [1], но и звезды. Более того, оказалось, что в космическом пространстве существует радиорефракция, которую нужно учитывать, выполняя оптические отождествления.

Небольшое количество опорных объектов, которые используются в настоящее время для привязки радионеба к оптическому небу, приводит к тому, что не всегда привязка радионеба к оптическому небу выполнена правильно. Нами предложен новый, более точный метод привязки радионеба к оптическому небу [14], который кратко можно сформулировать следующим образом. Привязка должна осуществляться в пределах одного лепестка диаграммы направленности интерферометра непосредственно к оптическому изображению неба при соблюдении следующих основных принципов:

а) по морфологическому признаку: галактики, квазары, звезды близкие и звезды далекие,

б) по конфигурационному расположению объектов таким образом, чтобы на площадке размером в один квадратный градус было не менее трех опорных звезд для правильной привязки и правильного определения ориентации площадки в пространстве.

Использование разработанного нами метода привязки радионеба к оптическому небу позволило увеличить количество радиоисточников отождествленных с оптическими объектами в десятки раз [14].

2.2. Радиоизлучение объектов с диффузным изображением в скоплении галактик A1716. В центре исследуемого скопления A1716 расположена галактика IC883, имеющая скорость удаления $v = 6882$ км/с. Как видно из рис.1, галактика (№14) является активной, с двумя протяженными деталями в виде джетов, которые прослеживаются в голубых, красных и в инфракрасных лучах. Следует подчеркнуть, что указанная галактика, согласно предложенному ранее отождествлению по данным [2], была совмещена с радиоисточником, спектр которого оказался не характерным для активной радиогалактики. Если учесть также тот факт, что в ближайшей ее окрестности на площадке порядка двух квадратных

градусов больше не отождествился ни один объект, такое отождествление становится сомнительным и встает вопрос о поиске альтернативного варианта отождествления всей площадки.

Нами был произведен поиск радио компаньона для отождествления этой галактики с радиоисточником таким образом, чтобы, с одной стороны, удовлетворить принципу конфигурационного совпадения ряда объектов в окрестности галактики, и, с другой, чтобы радиоспектр отождествленного источника был бы характерен именно для активной радиогалактики. Хорошим опорным объектом для привязки радио и оптической областей неба оказалась сама галактика IC883 (рис.1, №14) с цепочкой близко-расположенных к ней объектов с диффузным изображением. Мы исследовали две площадки. Одна в оптическом диапазоне [15] в окрестности IC883 (оптическое поле: рис.1, №14) и вторая в радиодиапазоне, в окрестности сравнительно яркого радиоисточника с нетепловым спектром ($\alpha = -1.0$, объект №14, табл.1) с координатами по прямому восхождению $RA(J) = 13^h 19^m 03^s.1$ и по склонению $DEC(J) = +34^{\circ} 23' 52''.2$ (радио поле), [16]. Как уже упоминалось выше, при предложенной по данным NVSS [2] привязке радиоисточника, имеющего радиокоординаты $RA(J) = 13^h 20^m 35^s.38$ и $DEC(J) = +34^{\circ} 08' 22''.5$, к галактике IC883 в ближайшей

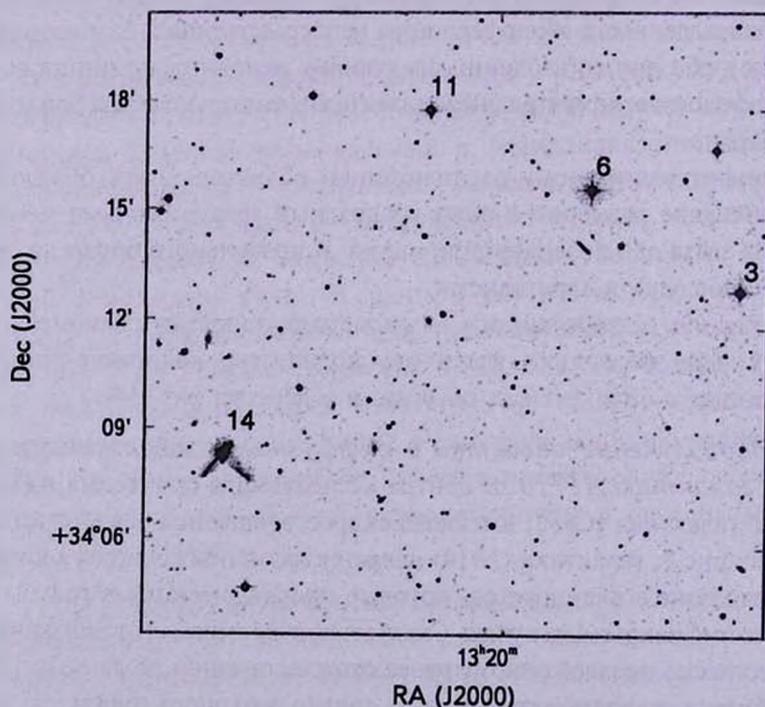


Рис.1. Изображение неба в окрестности A1716, полученное по данным Паломарского обзора неба [15].

окрестности галактики больше ничего не совпало. Более того, аналогичная картина наблюдается при оптических отождествлениях в окрестности яркого радиоисточника (RA(J) = 13^h19^m03^s.1, DEC(J) = +34°23'52".2). При предложенной привязке по данным NVSS [2] в этой области яркий радиоисточник (рис.1, табл.1, №14) попал в пустое поле и в ближайшей окрестности, на площадке размером один квадратный градус, не отождествился ни один радиоисточник. Все это побудило нас пересмотреть предложенную в работе [2] привязку радионеба к оптическому небу.

Обследование этих двух площадок в радио и оптике показало, что между ними имеется хорошее сходство по конфигурационному расположению объектов и яркостному соответствию в оптическом диапазоне длин волн и в радиодиапазоне.

В соответствии с вышеизложенным, мы предположили, что истинное радиоизображение сдвинуто относительно оптического изображения из-за неверной привязки радионеба к оптическому небу по прямому восхождению

Таблица 1

N	RA(J)	DEC(J)	P, Ян	RA_G(J)	DEC_G(J)
1	13 ^h 17 ^m 56 ^s .1	34°31'59".8	0.0909	13 ^h 19 ^m 28 ^s .1	34°16'27".8
2	13 17 59.4	34 36 22.2	0.0115	13 19 31.4	34 20 50.2
3	13 18 16.5	34 28 19.2	-		
4	13 18 27.8	34 21 43.5	0.002	13 19 59.8	34 06 11.5
5	13 18 28.3	34 12 53.7	0.0035	13 20 00.3	33 57 21.7
6	13 18 37.3	34 31 19.5	-		
7	13 18 50.7	34 25 50.5	-	13 20 22.6	34 10 18.5
8	13 18 51.1	34 18 07.6	-		
9	13 18 52.3	34 23 31.6	0.0036	13 20 24.3	34 07 59.7
10	13 18 53.6	34 15 38.5	0.0036	13 20 25.6	34 00 06.6
11	13 18 58.9	34 33 43.7	-		
12	13 18 59.2	34 25 20.0	0.0066		
13	13 18 59.8	34 20 26.5	-		
14	13 19 03.1	34 23 52.2	0.1217	13 20 35.1	34 08 20.3
15	13 19 03.5	34 17 47.1	-	13 20 35.5	34 02 15.1
16	13 19 07.7	34 30 17.9	0.0163		
17	13 19 08.5	34 09 17.9	-	13 20 40.5	33 53 45.9
18	13 19 10.6	34 15 17.9	-	13 20 42.6	33 59 45.9
19	13 19 17.3	34 33 28.2	0.0029	13 20 49.3	34 17 56.2
20	13 19 18.9	34 24 56.0	0.001	13 20 50.9	34 09 24.0
21	13 19 19.4	34 33 28.1	-	13 20 51.4	34 17 56.2
22	13 19 19.8	34 36 12.7	-	13 20 51.8	34 20 40.8
23	13 19 25.7	34 19 00.0	0.0201	13 20 57.7	34 03 28.0
24	13 19 26.9	34 34 24.6	-		
25	13 19 35.1	34 26 57.1	0.0051		
26	13 19 37.1	34 11 21.0	-	13 21 09.1	33 55 49.1
27	13 19 47.2	34 32 05.4	-		
28	13 20 18.9	34 38 24.9	-		
29	13 20 23.1	34 10 07.6	-	13 21 55.1	33 54 35.7

на величину $\Delta RA = 01^m 32^s$ и по склонению на величину $\Delta DEC = -15' 32''$. После учета этой поправки (привязка радионеба к оптическому небу) и совмещения яркого радиисточника (объект №14, табл.1) с галактикой IC883 мы получили прекрасное совпадение большого количества радиообъектов с оптическими объектами, имеющими диффузное изображение. В табл.1 приводятся исходные (по данным NVSS [2]) и исправленные за поправку координаты радиисточников, полученные в результате привязки яркого радиисточника с координатами $RA(J) = 13^h 19^m 03^s.1$ и $DEC(J) = +34^\circ 23' 52''.0$ к галактике IC883.

Координаты радиисточников (столбцы 2, 3), представленные в табл.1, были вычислены нами в результате обработки изофот радиоизображения, полученного по данным NVSS обзора [2], представленного в интернете для общего пользования. В столбце 4 приводится измеренная плотность потока по данным NVSS [2]. Для радиообъектов, плотность потока у которых меньше 2.5 мЯн, стоит прочерк. В каталог [2,16] включены радиообъекты ярче 25 мЯн. В столбцах 5, 6 приводятся исправленные с учетом поправки $\Delta RA = 01^m 32^s$ и $\Delta DEC = -15' 32''$ координаты радиисточников (поправка добавлена к столбцам 2, 3, табл.1 с учетом знака). Для исправленных координат радиисточников (столбцы 5, 6, табл.1), полученных после привязки радиоизображения неба к галактике IC883, были выполнены оптические отождествления.

В табл.2 представлены координаты оптических объектов, полученные по данным APM [17] для тех объектов из табл.1, для которых координаты оказались близкими к координатам оптических объектов: столбец 1 -

Таблица 2

N	RA(J)	DEC(J)	R mag	Ellipse parms	B mag	Ellipse parms
1	13 ^h 19 ^m 28 ^s .20	34°16'39".8	00 ^m .00	00.0 0.00	21 ^m .70	2.7 0.13
2	13 19 31.75	34 21 11.2	00.00	00.0 0.00	21.71	4.2 0.49
4	13 19 59.29	34 06 29.7	14.71	15.4 0.10	15.80	12.6 0.02
5	13 20 00.22	33 57 38.2	17.35	9.7 0.21	20.28	5.9 0.11
7	13 20 22.18	34 10 41.6	19.6	4.4 0.32	21.6	3.4 0.15
9	13 20 24.41	34 08 12.8	19.71	5.8 0.55	0.00	0.0 0.00
10	13 20 24.97	33 59 57.0	19.51	7.0 0.53	0.00	0.0 0.00
14	13 20 35.42	34 08 18.4	10.19	59.9 0.22	11.62	56.6 0.19
15	13 20 35.75	34 01 57.8	19.88	3.7 0.20	0.00	0.0 0.00
17	13 20 39.88	33 53 46.2	00.00	00.0 0.00	21.53	4.7 0.45
18	13 20 43.39	33 59 58.9	19.31	5.9 0.33	21.87	2.8 0.16
20	13 20 51.38	34 9 25.0	18.45	6.4 0.07	21.22	4.1 0.07
21	13 20 52.53	34 17 44.0	19.69	4.4 0.33	21.21	4.8 0.31
22	13 20 52.07	34 20 38.9	00.00	00.0 0.00	21.80	2.8 0.11
23	13 20 59.11	34 3 41.9	0.00	0.0 0.00	21.66	4.7 0.54
26	13 21 09.42	33 55 58.0	19.95	3.8 0.37	0.00	0.0 0.00
29	13 21 55.79	33 54 43.6	15.75	11.5 0.02	16.90	10.9 0.03

порядковый номер по табл. 1, 2 - прямое восхождение оптического объекта, 3 - склонение оптического объекта, 4, 6 - звездная величина в голубых и красных лучах, 5, 7 - размер в пикселях и эллиптичность оптического объекта [17].

При отождествлении радиоисточника №14 (табл.1, столбцы 2, 3) с галактикой IC883 (RA(J) = 13^h20^m35^s.38, DEC(J) = +34°08'22".5, объект №14, табл.2, столбцы 2, 3) с оптическими объектами отождествилось еще 17 радиоисточников. Точность привязки объектов радио - оптика составила по прямому восхождению $\Delta = -0^s.12 \pm 0^s.5$ и по склонению $\Delta = -4^s.4 \pm 1^s.5$.

2.3. *Радиоизлучение звезд.* Кроме радиообъектов, отождествленных с объектами, имеющими диффузное изображение в оптическом диапазоне длин волн, в табл.1 вошли несколько слабых радиоисточников, проецирующихся на скопление галактик A1716, которые не имеют оптической пары при предложенной выше привязке координат радиоисточников к галактике IC883. Как было обнаружено нами ранее [7] эти радиоисточники (№ 3, 6, 8, 11, 12, 19, 24, 25, 27, табл.1, столбцы 2, 3) имеют свою систему координат и сдвинуты относительно их оптического изображения на величину $\Delta RA = +01^m 09^s$ и $\Delta DEC = -15' 28''$. Первичная привязка осуществлялась к звездам 3, 6, 11 (рис.1), радиокоординаты которых представлены в табл.1, столбцы 2, 3. Исправленные за вышеуказанную поправку радиокоординаты приведены в табл.3, столбцы 2, 3, а оптические координаты, отождествленных с ними объектов представлены в табл.3, столбцы 4, 5. В результате такой привязки отождествились 9 радиоисточников (№ 3, 6, 8, 11, 12, 19, 24, 25, 27) со звездами.

В табл.3 представлены исправленные координаты радиокаталога (табл.1, столбцы 2, 3) с учетом поправок к прямому восхождению $\Delta RA = +01^m 09^s$ и склонению $\Delta DEC = -15' 28''$ для звездной составляющей.

Столбец 1 - порядковый номер по табл.1, 2 - прямое восхождение радиоисточника с учетом поправки для звездной составляющей ($\Delta RA = +01^m 09^s$), 3 - склонение радиоисточника с учетом поправки для

Таблица 3

N	RA(J)	DEC(J)	RA(J)	DEC(J)	R mag	Ellipse parms	B mag	Ellipse parms
03	13 ^h 19 ^m 25 ^s .5	34°12'47".2	13 ^h 19 ^m 27 ^s .36	34°12'59".3	12 ^m .31	26.0 0.03	13 ^m .22	24.9 0.08
06	13 19 46.3	34 15 47.6	13 19 47.30	34 15 42.2	11.77	30.7 0.02	12.77	28.1 0.06
08	13 20 00.0	34 02 35.7	13 20 00.38	34 02 20.0	14.49	15.1 0.08	15.77	12.9 0.04
11	13 20 08.7	34 18 11.9	13 20 09.18	34 17 51.3	12.40	26.1 0.07	13.51	22.5 0.06
12	13 20 08.7	34 04 54.6	13 20 08.84	34 04 48.9	16.23	12.6 0.29	18.07	10.4 0.28
19	13 20 26.2	34 17 56.2	13 20 24.98	34 18 09.5	13.70	17.7 0.02	14.97	15.2 0.02
24	13 20 35.8	34 18 52.7	13 20 35.52	34 18 46.8	18.85	8.3 0.39	21.73	5.5 0.68
25	13 20 44.1	34 11 25.1	13 20 44.43	34 11 15.8	15.76	12.6 0.06	17.19	10.7 0.07
27	13 20 56.2	34 16 33.4	13 20 56.11	34 16 59.3	10.64	46.1 0.09	13.47	21.9 0.02

звездной составляющей ($\Delta\text{DEC} = -15'28''$), 4 - прямое восхождение оптического объекта [17], 5 - склонение оптического объекта [17], 6, 8 - звездная величина по оптическим отождествлениям [17] и 7, 9 - размер в пикселях и эллиптичность оптического объекта [17].

В результате выполненного оптического отождествления (табл.3) оказалось, что 9 слабых радиисточников совпали со звездами 10^m - 21^m . Погрешность отождествления для звезд составила по прямому восхождению $\Delta = -0''.02 \pm 0''.64$ и по склонению $\Delta = 5'' \pm 10''$.

Мы предположили, что наблюдаемый факт смещения системы координат радиозвезд относительно системы координат радиообъектов, связанных со скоплением галактик A1716, может быть обусловлен радиорефракцией в межзвездной среде. На исследуемом участке неба радиорефракция в МС составила $23'$ по прямому восхождению и $4''$ по склонению.

Всего в нашей выборке из 29 объектов, расположенных на площадке менее чем 0.68 квадратных градуса, отождествилось 26 радиисточников (~90%), в то время, как в случае привязки используемой в работе [2], совпал только один радиисточник с оптическим объектом на площадке размером в два квадратных градуса.

3. Заключение. В настоящей работе выполнено отождествление радиисточников с оптическими объектами, расположенными в окрестности галактики IC883 в скоплении A1716. Истинное радиоизображение скопления A1716 оказалось значительно смещенным из-за несовершенства привязки радионеба к оптическому небу по небольшому количеству опорных радиисточников в обзоре NVSS [2]. В результате нашей привязки удалось отождествить 26 радиообъектов на участке неба размером 0.68 квадратных градуса, что составило 90% от общего количества радиисточников, зафиксированных на исследуемой площадке.

Предполагается, что обнаруженное отличие системы радиокоординат для объектов с диффузным изображением от системы радиокоординат для звезд относительно друг друга обусловлено эффектом радиорефракции в межзвездной среде и должно учитываться при выполнении оптических отождествлений. Наличие радиорефракции в межзвездной среде явится дополнительным инструментом в комплексных исследованиях характеристик межзвездной среды, а также будет незаменимо для определения удаленности небесных объектов.

Авторы благодарят обсерваторию NRAO и ее штат, выполнивший обзор неба на волне 21 см, который помещен в Интернет для общего пользования. Авторы благодарят Паломарскую обсерваторию и ее штат за Паломарский обзор неба и Майка Ирвина за оцифровку оптических карт неба.

Авторы обращаются со словами глубокой благодарности за постоянную поддержку, способствовавшую выполнению данной работы, к В.Г.Караевой,

Е.В.Полякову, И.И.Канаеву, Н.Б.Быковской, О.В.Кияевой, О.В.Чубею и С.А.Толчельниковой.

Центр физических исследований, Университет Соноры, Эрмосийо, Мексика, e-mail: nila_lip@mail.ru

RADIOEMISSION OF THE A1716 CLUSTER GALAXIES AND GROUPS OF STARS

A.A.LIPOVKA, N.M.LIPOVKA

In present paper the optical identifications of the radio emission from the region in vicinity of the A1716 cluster are suggested. Identifications were made using the data at 1400 MHz obtained in NRAO observatory. Identification of the bright radio source located at $RA(2000) = 13^h 19^m 03^s.1$, $DEC(2000) = +34^{\circ} 23' 54''$ and the IC883 galaxy leads to excellent coincidence for many (radio/optical) objects and considerably increase the number of identified radio sources. It turns out that the coordinates system for the stars differs from that for the galaxies. It has resulted in the identification of the 90% of radio sources at the plate. Discovered discrepancy of the stars coordinates system and the galaxies one is explained due to the radio refraction in the interstellar medium.

Key words: *stars: galaxies: interstellar medium: optical identifications: radio refraction*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Липовка, Н.М.Липовка, Геодезия и картография, №12, 6, 2010.
2. J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al., Astron. J., 115, 1693, 1998.
3. А.А.Липовка, Н.М.Липовка, Molecules in Space and Laboratory, meeting held in Paris, France, May 14-18, eds. J.L.Lemaire, F.Combes. Publisher: S.Diana., p.26, 2007.
4. А.А.Липовка, Н.М.Липовка, Труды Всероссийской астрономической конференции, Казань: Изд-во Казанского государственного университета, 536, 2007.
5. А.А.Липовка, Н.М.Липовка, Фундаментальные проблемы естествознания и техники, СПб., 2008.
6. А.А.Липовка, Н.М.Липовка, Фундаментальные проблемы естествознания

- и техники, Часть 1, 400, 2010.
7. А.А.Липовка, Н.М.Липовка, *Астрономический календарь*, 145, 2010.
 8. А.А.Липовка, Н.М.Липовка, *Геодезия и картография*, №2, 11, 2011.
 9. Н.М.Липовка, А.А.Липовка, *Астрофизика*, 54, 415, 2011.
 10. Н.М.Липовка, А.А.Липовка, *Международная конференция "Седьмые Окуневские чтения"*, 87, 2011.
 11. Ю.Н.Парийский, Н.Н.Бурсов, Р.Вилебинский и др., *Письма в Астрон. ж.*, 13, №835, 1987.
 12. Э.Чавира-Наваррете, О.В.Кияева, Н.М.Липовка, А.А.Липовка, *Препринт №81, САО РАН СПб.*, 1992.
 13. Э.Чавира-Наваррете, Н.М.Липовка, А.А.Липовка, *Препринт №88, САО РАН СПб.*, 1993.
 14. А.А.Липовка, Н.М.Липовка, *Патент на изобретение №2010107938/28(011185)*, 2011.
 15. (<http://cadwww.dao.nrc.ca/cadcbin/getdss/>)
 16. O.V.Verkhodanov et al., <http://www.sao.ru/cats/>
 17. M.Irvin, 1998, (<http://www.ast.cam.ac.uk/~mike/apmcat/>).

МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.СЕДРАКЯН, А.С.АРУТЮНЯН, М.В.АЙРАПЕТАН

Поступила 15 февраля 2013

В данной работе с использованием магнитогидродинамических уравнений, показано, что энерговыделение на внутренней поверхности коры нейтронной звезды приводит к генерации магнитозвуковых волновых пучков, распространяющихся к поверхности звезды. Показано, что для частот $10^7 \text{ Гц} \leq \omega \leq 10^{11} \text{ Гц}$ и для условий вещества в коре нейтронной звезды эти уравнения линеаризуются, и найдено их решение. Показано, что в коре образуется стоячий волновой пучок с постоянным радиусом, внешнее основание которого на поверхности звезды является источником излучения радиоволн. В этом источнике возбуждаются электрические токи и источник становится антенной, излучающей радиоволны в околозвездное пространство. Показано, что с увеличением частоты интенсивность радиоизлучения уменьшается, и, следовательно, спектр пульсаров сверху ограничен ($\omega \leq 10^{11} \text{ Гц}$).

Ключевые слова: *нейтронные звезды; магнитозвуковые волны*

1. *Введение.* В работе [1] выведены уравнения магнитной гидродинамики и обоснована возможность их применения для изучения распространения магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды. При этом выводе в основном были использованы результаты работ [2,3], в которых были получены эти уравнения для магнитоактивной плазмы с учетом разных диссипативных процессов.

В данной статье мы будем использовать уравнения магнитогидродинамики для получения закономерностей распространения волновых пучков в магнитоактивной плазме коры нейтронной звезды. В работах [4,5] показано, что ограниченная область на поверхности ядра и коры нейтронной звезды является местом энерговыделения. Поперечный размер этой области в виде круга имеет радиус порядка $3 \cdot 10^4$ см. Выделенная в этой области энергия возбуждает магнитозвуковую волну, которая распространяется к поверхности звезды в виде цилиндрического пучка. Радиус пучка в общем случае может меняться при приближении волны к поверхности звезды. Доходя до поверхности звезды, волновой пучок отражается, и следовательно, по ширине коры нейтронной звезды образуется поперечно ограниченная стоячая магнитозвуковая волна. Согласно предложенной нами модели энерговыделения пульсара [5], областью излучения радиоволн пульсара является основание стоячей волны на поверхности звезды. Нам необходимо

в дальнейшем определить распределение плотности электрических токов, возбужденных стоячей волной, которые и являются источником радиоизлучения пульсара. Область их распределения и есть источник радиоизлучения пульсара на поверхности звезды. Поперечные размеры источника радиоволн определяются решением эволюционного уравнения, полученного нами ниже (см. разд. 2). Решение эволюционного уравнения позволит нам узнать, являются ли поперечные размеры радиоисточника больше или меньше поперечных размеров области энерговыделения. Как мы увидим ниже, для коры нейтронной звезды эти размеры почти не меняются.

В этой статье также оценивается интенсивность электромагнитного излучения из области радиоизлучения, имеющая форму круга с радиусом, равным радиусу основания пучка магнитозвуковой волны и толщиной порядка длины волны излучения. Имея полную интенсивность радиоизлучения пульсара, и сравнивая с наблюдаемым излучением, можно определить начальную амплитуду магнитозвуковых волн, возбужденных на границе ядра и коры нейтронной звезды.

Следующий раздел статьи (разд. 2) посвящен решению уравнения для волнового пучка с учетом диссипативных процессов. Для получения полного решения, используются результаты решения эволюционного уравнения, которое приводится в *Приложении I*. Как увидим ниже, полученные решения для плотности распределения электрических токов в области радиоизлучения, находящейся на поверхности звезды, довольно громоздки. Однако, оказывается, что в рамках необходимых приближений появляется возможность упростить вид этого решения. Для этого, используя результаты *Приложения I*, в *Приложении II* приводятся оценки отдельных слагаемых полученного решения и находится слагаемое, дающее основной вклад. В разд. 3 приводятся расчеты, оценивающие начальную амплитуду магнитозвукового волнового пучка. Наконец, в заключении (разд. 4) приводятся основные результаты данной работы и перспективы построения окончательной модели источника радиоизлучения пульсаров.

2. *Волновой пучок в коре нейтронной звезды.* Следуя работам [2,3], рассмотрим распространение магнитозвуковых волн в плазме коры нейтронной звезды конечной ширины l . Предположим, магнитное поле в коре направлено по оси y , а ось x направлена по радиусу от поверхности к центру звезды. Поперечная ось z направлена перпендикулярно плоскости (x, y) и составляет с ее осями правую систему. Меняющиеся со временем: магнитная индукция, плотность вещества и давление представим в следующем виде:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}, \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad p = p_0 + p', \quad (1)$$

где \vec{H}_0 , ρ_0 и p_0 - равновесные значения данных величин, а \vec{h} , ρ' и p' есть их возбуждения. Предполагается, что возбуждение магнитного поля \vec{h} также направлено по оси y .

В работах [6,7] показано, что решение уравнений магнитогидродинамики, написанные для возбуждений, представляют собой квазимонохроматические волны, причем каждое возбуждение можно представить в виде суммы двух волновых пучков, движущихся друг против друга. Если как неизвестную функцию выбрать скорость движения вещества $V_x = u$, то получим

$$u(x, y, z, t) = u_1(\tau_1, \tau'_1, y, z) + u_2(\tau_2, \tau'_2, y, z), \quad (2)$$

где величины

$$\tau_{1,2} = \int_{\pm x}^l \frac{dx}{c_n(x)} - t = \tau'_{1,2} - t$$

есть эйконы волн, движущихся направо и налево, а $c_n(x)$ - скорость распространения волны, которая определяется формулой

$$c_n^2 = c_s^2 + c_A^2, \quad c_A^2 = \frac{H_0^2}{4\pi\rho}. \quad (3)$$

Здесь c_s - скорость звуковой волны, а c_A - скорость альфвеновских волн. Отметим также, что в действительности x меняется в интервале $[0, l]$, однако физические величины формально определяются и в интервале $[-l, 0]$, продолжая их четным образом, т.е. по следующему правилу

$$\rho(-x) = \rho(x), \quad c_n(-x) = c_n(x).$$

В других областях оси x искомые величины продолжают с периодом равным $2l$ [7].

Плотность вещества в коре нейтронной звезды сильно неоднородна, т.е. функция $\rho(x)$ меняется в области $x \in [0, l]$, однако, как показано в работе [8], скорость магнитозвуковой волны $c_n(x)$ в коре нейтронной звезды почти постоянна (отношение наибольшего и наименьшего значений $c_n(x)$ составляет всего один порядок). Учитывая это, для эйконов можно использовать выражения:

$$\tau'_{1,2} = \frac{l \mp x}{c_n}, \quad \tau_{1,2} = \tau'_{1,2} - t. \quad (4)$$

В работах [6,9] показано, что для искоемых функций $u_{1,2}$ уравнения разделяются и каждое из них можно найти из решения следующих уравнений:

$$\frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial \tau'_{1,2} \partial \tau_{1,2}} - \frac{1}{2} \hat{L} u_{1,2} - \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}} \frac{d \ln \Phi_{1,2}}{d \tau'_{1,2}} = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau_{1,2}} \left(\Gamma u_{1,2} \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}} + D \frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}^2} \right), \quad (5)$$

которые называются эволюционными уравнениями. Здесь коэффициент Γ появляется из-за нелинейных эффектов, а D - коэффициент диссипации. Эти коэффициенты определяются следующими формулами:

$$\Gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{c_s^2}{c_n^2} + \frac{3}{2} \frac{c_A^2}{c_n^2},$$

$$D = -\frac{1}{2c_n} \left\{ \frac{1}{\rho} \left(\xi + \frac{4}{3} \eta \right) + \frac{c_A^2}{c_n^2} v_m + \frac{(\gamma-1)^2 \kappa T}{\rho c_n^2} \right\}, \quad (6)$$

где γ - показатель адиабаты среды, η и ξ - коэффициенты первой и второй вязкости, κ - теплопроводность, $v_m = c^2/4\pi\sigma_0$, σ_0 - электропроводность среды. Возбуждения искомым физическим величин связаны с V_x следующими соотношениями:

$$V_y = V_z = 0, \quad h_x = h_z = 0, \quad h_y = \mp \frac{H_0}{c_n} V_x, \quad p' = \mp \frac{p_0}{c_n} V_x, \quad p' = c_s^2 p', \quad (7)$$

где верхние знаки соответствуют волнам, распространяющимся направо, а нижние знаки - к волнам, идущим налево. \hat{L} - есть поперечный оператор и определяется следующим образом:

$$\hat{L} = -c_n^2 \left[\left(1 - \frac{c_A^2 c_z^2}{c_n^4} \right) \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right].$$

Как показано в работе [8], в основной части коры нейтронной звезды $c_A^2 c_z^2 / c_n^4 \ll 1$, и следовательно, оператор \hat{L} принимает осесимметричную форму относительно переменных y и z и имеет вид:

$$\hat{L} = -c_n^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) = -c_n^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right), \quad (8)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ есть цилиндрическая координата. Здесь предполагается, что волна осесимметрична, и следовательно, отсутствует производная $(1/r^2) (\partial^2 / \partial \psi^2)$ по азимутальному углу ψ .

Функция $\Phi_{1,2}$, входящая в эволюционное уравнение, связана с неоднородностью среды и представляет собой одномерное лучевое решение в направлении, перпендикулярном к фронту волны. Это решение определяется из закона сохранения энергии, согласно которому поток энергии одномерной волны постоянен на плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны, т.е.

$$\rho V_x^2 c_n = \text{const} = \rho(0) V_x^2(0) c_n(0),$$

откуда

$$\Phi_{1,2}^2 = \left(\frac{V_x(\tau'_{1,2})}{V_x(0)} \right)^2 = \frac{\rho(0) c_n(0)}{\rho(\tau'_{1,2}) c_n(\tau'_{1,2})} \approx \frac{\rho(0)}{\rho(\tau'_{1,2})}. \quad (9)$$

Здесь аргументы функций $\rho(x)$ и $c_n(x)$ заменены на $\tau'_{1,2}$, которые, согласно формулам (2), зависят от x .

Чтобы не усложнять вид уравнений, в дальнейшем опустим индексы 1 и 2 и вместо величин $\tau_{1,2}$, $\tau'_{1,2}$, $u_{1,2}$ и $\Phi_{1,2}$ напомним величины τ , τ' , u и Φ . Тогда уравнение (5) примет вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \tau' \partial \tau} + \frac{c_n^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{d \ln \Phi}{d \tau'} = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\Gamma u \frac{\partial u}{\partial \tau} + D \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \right). \quad (10)$$

Как видно, уравнение (10) довольно сложное дифференциальное уравнение с частными производными с тремя переменными, имеющее нелинейный член. Последний приводит к расширению или сужению поперечных размеров волновых пучков, являющихся решением этого уравнения. Кроме этого, благодаря этому члену и конечности размеров коры нейтронной звезды, из монохроматической волны, возбужденной в среде, могут возбуждаться волны с более высокими гармониками. Это означает, что решение уравнения (5) в общем случае нужно искать в виде следующего ряда:

$$u(\tau, \tau', r) = \sum_{n=0}^{\infty} v_n(\tau', r) e^{in\omega\tau} + \text{к.с.}, \quad (11)$$

где $v_n(\tau', r)$ - есть комплексные функции.

Как покажем ниже, при распространении волны в коре нейтронной звезды каждая следующая гармоника по интенсивности слабее предыдущей. Чтобы доказать это, оставим в решении (11) первые два члена и покажем, что второй член гораздо меньше первого. Для этого напишем решение (11) в следующем виде:

$$u = \frac{1}{2} (v_1 e^{i\omega\tau} + v_2 e^{2i\omega\tau}) + \text{к.с.} \quad (12)$$

Подставляя это решение в уравнение (5) и приравнявая коэффициенты первых и вторых гармоник, получаем два уравнения для определения функций v_1 и v_2 :

$$i\omega \frac{\partial v_1}{\partial \tau'} + \frac{c_n^2}{2} \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_1}{\partial r} \right) - i\omega v_1 \frac{d \ln \Phi}{d \tau'} = \frac{\Gamma \omega^2}{2c_n} v_1 v_2 + i\omega v_1 \frac{\omega^2 D}{c_n}, \quad (13)$$

$$2i\omega \frac{\partial v_2}{\partial \tau'} + \frac{c_n^2}{2} \left(\frac{\partial^2 v_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_2}{\partial r} \right) - 2i\omega v_2 \frac{d \ln \Phi}{d \tau'} = \frac{\Gamma \omega^2}{2c_n} v_1^2 + v_2 \frac{8i\omega^3 D}{c_n}. \quad (14)$$

Решение уравнений (13) и (14) в общем случае представляет большую трудность. Однако при выполнении некоторых условий решение этих уравнений упрощается.

Предположим для среднего значения τ' имеет место требование

$$\frac{\omega |v_1|}{\tau'} \gg \frac{\Gamma \omega^2}{c_n} |v_1 v_2|$$

или равносильное

$$|v_2| \ll \frac{c_n}{\tau' \Gamma \omega}. \quad (15)$$

При выполнении этого требования в уравнении (13) можно пренебречь нелинейным членом. С другой стороны, так как v_2 есть возбуждение

второго порядка, естественно считать, что первый член в правой части уравнения (14) порядка первого члена левой части этого уравнения, т.е.

$$\frac{\omega |v_2|}{\tau'} \sim \frac{\Gamma \omega^2 |v_1^2|}{c_n}$$

или

$$\left| \frac{v_2}{v_1} \right| \sim \frac{\Gamma \omega \tau'}{c_n} |v_1|. \quad (16)$$

Учитывая (16), условие (15) запишем в виде $|v_2/v_1| \ll |v_1/v_2|$ или $|v_2| \ll |v_1|$. Заменяя τ' характерным значением l/c_n , вместо (15) и (16) получим:

$$\left| \frac{v_2}{v_1} \right| \sim \frac{\Gamma \omega l}{c_n^2} |v_1| \ll 1. \quad (17)$$

Если это условие выполняется, то уравнение (13) можно линеаризовать и в решении (12) пренебречь второй гармоникой. Как покажем ниже, условие (17) хорошо выполняется для коры нейтронной звезды, следовательно, в решении (11) вклады второй гармоники и более высоких гармоник также будут малы. Это означает, что в искомом решении останется только первый член, который определится из линеаризованного уравнения (13).

Для упрощения уравнения (13), введем вспомогательную функцию $\tilde{\Phi}$:

$$\frac{d \ln \tilde{\Phi}}{d \tau'} = \frac{d \ln \Phi}{d \tau'} + \frac{\omega^2 D}{c_n},$$

т.е.

$$\tilde{\Phi}(\tau') = \Phi(\tau') \exp\left(-\omega^2 \int_0^{\tau'} \mu(\tau) d\tau\right), \quad (18)$$

где

$$\mu(\tau) = -\frac{D}{c_n}. \quad (19)$$

Итак, уравнение (13) примет следующий окончательный вид:

$$i\omega \frac{\partial v_1}{\partial \tau'} + \frac{c_n^2}{2} \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_1}{\partial r} \right) - i\omega v_1 \frac{d \ln \tilde{\Phi}}{d \tau'} = 0.$$

Если ввести функцию U так, что $v_1 = \tilde{\Phi} U$, то тогда для определения U получим уравнение

$$i\omega \frac{\partial U}{\partial \tau'} + \frac{c_n^2}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} \right) = 0, \quad (20)$$

а решение для искомой функции примет вид:

$$u(\tau, \tau', r) = \frac{1}{2} \Phi U e^{i\omega \tau - \omega^2 \int_0^{\tau'} \mu d\tau} + \text{к.с.} \quad (21)$$

Таким образом, решение эволюционного уравнения сводится к решению

уравнения (20).

Решение уравнения (20) приведено в *Приложении I*. Подставляя найденное там решение (I.3) в формулу (21), получим:

$$u_{1,2} = \frac{\Phi(\tau'_{1,2})b_{1,2}}{2f(\tau'_{1,2})} \exp\left\{-\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(\tau'_{1,2})} + i\left[\sigma(\tau'_{1,2}) + \frac{r^2}{2Q(\tau'_{1,2})}\right] + i\omega\tau_{1,2} - \omega^2 \int_0^{\tau'_{1,2}} \mu d\tau\right\} + \text{к.с.} \quad (22)$$

Здесь мы снова восстановили индексы функции $u_{1,2}$ и других величин. Для коэффициента b мы также написали два индекса, и связь между b_1 и b_2 можно найти из условия на поверхности звезды, т.е. при $x=0$. Так как этот конец коры свободен, условие будет $p' = 0$, которое с учетом (7) даст:

$$p'|_{x=0} = \left(-\frac{\rho_0}{c_n}u_1 + \frac{\rho_0}{c_n}u_2\right)|_{x=0} = 0, \quad (23)$$

т.е. $u_1(0) = u_2(0)$. Если учесть также, что $\tau'_{1,2}|_{x=0} = \tau'_2|_{x=0} = l/c_n$, то получим $b_1 = b_2 = b$, а для модуля функции u имеем:

$$|u| = \frac{2\Phi(l/c_n)b}{f(l/c_n)} \exp\left\{-\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(l/c_n)} - \omega^2 \int_0^l \frac{\mu}{c_n} dx\right\}. \quad (24)$$

Учитывая (7) и (22), для возбуждения магнитного поля на поверхности звезды получим:

$$h_y = \frac{H_0}{c_n}(u_2 - u_1)|_{x=0} = 0. \quad (25)$$

Это означает, что поверхность звезды является узлом для волны магнитного возмущения.

Теперь посчитаем плотность электрических токов, возбуждающихся возмущением магнитного поля. Так как $\vec{j} = (c/4\pi)\text{rot}\vec{h}$, а \vec{h} направлен по оси y и зависит только от x , то y компонента \vec{j} отлична от нуля только компонента j_z , которая равняется

$$j_z = \frac{c}{4\pi} \frac{\partial h_y}{\partial x} = \frac{c}{4\pi} \frac{H_0}{c_n} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x} - \frac{\partial u_1}{\partial x}\right)|_{x=0}. \quad (26)$$

Учитывая (2) и (22), можно написать:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{1,2}}{\partial x} &= \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau'_{1,2}} \frac{\partial \tau'_{1,2}}{\partial x} + \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau'_{1,2}} \frac{\partial \tau'_{1,2}}{\partial x} = \mp \frac{b}{2c_n f_{1,2}} \left\{ i\omega\Phi_{1,2} + \Phi'_{1,2} - \frac{\Phi_{1,2} f'_{1,2}}{f_{1,2}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\Phi_{1,2} f'_{1,2}}{r_0^2 f_{1,2}^3} r^2 + i\Phi_{1,2} \sigma'_{1,2} - \frac{i\Phi_{1,2} Q'_{1,2}}{2Q_{1,2}^2} r^2 - \Phi_{1,2} \mu \omega^2 \right\} \times \\ &\quad \times \exp\left\{-\frac{r^2}{2r_0^2 f_{1,2}^2} + i\left[\sigma_{1,2} + \frac{r^2}{2Q_{1,2}}\right] + i\omega\tau_{1,2} - \omega^2 \int_0^{\tau'} \mu d\tau\right\} + \text{к.с.} \end{aligned} \quad (27)$$

Как показано в *Приложении II*, из слагаемых, входящих в фигурную скобку в (27), основной вклад дает первое слагаемое, следовательно, вместо (27) можно написать

$$\frac{\partial u_{1,2}}{\partial x} \Big|_{x=0} = \mp \frac{i\omega b \Phi(l/c_n)}{2c_n f(l/c_n)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(l/c_n)} + i\omega \left(\frac{1}{c_n} - t \right) \right\} - \omega^2 \int_0^l \frac{\mu}{c_n} dx + i \left(\sigma(l/c_n) + \frac{r^2}{2Q(l/c_n)} \right) \Big\} + \text{к.с.} \quad (28)$$

Для плотности тока на поверхности звезды имеем:

$$j_z(r, t) = \frac{cH_0}{4\pi} \frac{i\omega b \Phi(l/c_n)}{c_n f(l/c_n)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(l/c_n)} + i\omega \left(\frac{1}{c_n} - t \right) \right\} - \omega^2 \int_0^l \frac{\mu}{c_n} dx + i \left(\sigma(l/c_n) + \frac{r^2}{2Q(l/c_n)} \right) \Big\} + \text{к.с.}, \quad (29)$$

и, наконец, для модуля плотности тока имеем:

$$|j_z| = \frac{c}{4\pi} \frac{\omega H_0}{c_n^2} |u|, \quad (30)$$

где $|u|$ определяется формулой (24).

Как видно из решений для $|u|$ и $|j_z|$, эти величины зависят от амплитуды возмущения скорости вещества b , следовательно, от возмущения магнитного поля на границе ядра и коры нейтронной звезды.

3. Оценка величины b из наблюдений радиоизлучения пульсаров.

Как видно из формул (24) и (29), плотность электрических токов, возбужденных на поверхности звезды, пропорциональна величине b , которая есть амплитуда возбуждения скорости движения плазмы на внутренней границе коры. Эту величину можно оценить, используя наблюдаемое значение полной интенсивности радиоизлучения пульсаров. Так как поперечные размеры волнового пучка в коре не меняются ($f \approx 1$), поперечные размеры области, где возбуждаются токи, также порядка r_0 . Эта область становится источником радиоизлучения пульсара. Предположим, что этот источник представляет собой диск радиусом r_0 и толщиной λ , где λ - длина излучаемой волны. Как известно, объем порядка λ^3 будет излучать когерентно. Интенсивность радиоизлучения этого объема определится из формулы дипольного излучения:

$$I_1 = \frac{2}{3c^3} |\ddot{\vec{d}}|^2, \quad (31)$$

где $\vec{d} = \sum_k e_k \vec{r}_k$ - дипольный момент этого объема. Здесь e_k и \vec{r}_k - заряд и радиус-вектор координаты k -й частицы, а сумма берется по частицам, находящимся в этом объеме. Следовательно,

$$\ddot{\vec{d}} = \sum_k e_k \ddot{\vec{V}}_k \approx \lambda^3 \sum_a e_a n_a \ddot{\vec{V}}_a = \ddot{j} \lambda^3, \quad (32)$$

где индекс a относится к типу частиц: электронам и ионам, а \bar{j} - средняя плотность тока в объеме λ^3 . Дифференцируя выражение (32) по времени, окончательно получим $\ddot{\vec{d}} = \ddot{j} \lambda^3$. Подставляя выражение для $\ddot{\vec{d}}$ в формулу (31), получим:

$$I_1 = \frac{2\lambda^6}{3c^3} |\ddot{j}|^2. \quad (33)$$

Число когерентно излучающих объемов в рассматриваемом нами источнике (диск) излучения будет $N \sim (r_0/\lambda)^2$ (заметим, что $(r_0/\lambda) \sim (r_0 \omega/c) > 1$). Полная интенсивность излучения складывается из когерентно излучающих объемов, следовательно, она равняется:

$$I = I_1 N = \frac{2}{3c^3} |\ddot{j}|^2 \lambda^4 r_0^2. \quad (34)$$

Здесь $|\ddot{j}|$ определяется из формулы (30):

$$|\ddot{j}| = \frac{c}{4\pi} \frac{\omega^2 H_0}{c_n^2} |u(l/c_n)|,$$

следовательно,

$$I = \frac{2\pi^2 c}{3} \left(\frac{c H_0 r_0}{c_n^2} \right)^2 |u(l/c_n)|^2, \quad (35)$$

где мы учли, что $\lambda = 2\pi c/\omega$. Из формулы (35) мы можем оценить $|u|$ на поверхности звезды, если принять, что наблюдаемая полная интенсивность радиоизлучения пульсара порядка $I \sim 10^{30}$ эрг/с. Оценка дает следующий результат:

$$|u(l/c_n)| \sim b \Phi(l/c_n) \sim 10^{-8} c_n, \quad (36)$$

Используя этот результат, определим область частот, для которых выполняется условие (17), необходимое для линеаризации рассмотренной задачи:

$$\omega \ll \frac{c_n^2}{\Gamma |u|}. \quad (37)$$

Так как $\Gamma \sim 1$, то согласно (36), условие (37) примет вид $\omega \ll 10^{12}$ Гц. Это означает, что в диапазоне частот радиоизлучения пульсаров 10^7 Гц $\leq \omega \leq 10^{11}$ Гц это условие хорошо выполняется. Так как функция $|u| = b\Phi$ на поверхности звезды ($x=0$) имеет максимальное значение, то условие (37) будет также выполняться в коре нейтронной звезды, где распространяется волновой пучок.

4. *Заключение.* Как показано в работе [5], на поверхности ядра и коры звезды появляется ограниченная область, где в основном происходит

энерговыведение из-за "схлопывания" магнитных вихревых нитей. Это магнитное пятно возбуждает магнитозвуковые волны в коре нейтронной звезды. Здесь, используя магнитогидродинамические уравнения, полученные в работе [1], показано, что это энерговыведение приводит к генерации магнитозвуковых волновых пучков, распространяющихся к поверхности звезды. Показано, что для частот $10^7 \text{ Гц} \leq \omega \leq 10^{11} \text{ Гц}$ в радиодиапазоне и для условий вещества в коре нейтронной звезды, эти волновые пучки линейные. Найденное решение учитывает также диссипацию волновых пучков. Отметим также, что радиус поперечного сечения волнового пучка при его распространении в коре не меняется.

Отраженный от поверхности звезды волновой пучок образует стоячую волну в коре звезды, а на ее поверхности образуется дискообразная область, где появляются электрические токи, возбужденные магнитозвуковой волной. Показано, что эти токи превратят ограниченную область поверхности звезды в антенну, излучающую радиоволны в околозвездное пространство. Из наблюдательного значения полной интенсивности радиоизлучения пульсара оценена начальная амплитуда возбуждения магнитозвуковой волны. Найденное значение показывает, что наше рассмотрение находится в рамках линейного решения эволюционного уравнения.

Как видно из решения, волновые пучки при рассмотрении в коре звезды диссипируются. С увеличением частоты волны диссипация волн увеличивается. Это означает, что высокие частоты не могут дойти до поверхности звезды, следовательно, и не могут излучаться в виде радиоволн. В дальнейшем необходимо, используя найденное здесь решение, исследовать диссипацию волн в зависимости от их частоты. Оценки показывают [8], что волны с $\omega \geq 10^{11} \text{ Гц}$ не дойдут до поверхности звезды, однако требуется более обоснованный расчет, результаты которого будут опубликоваться в следующих статьях.

Приложение I

Для решения уравнения (20) необходимо знать граничное условие на границе ядра и коры нейтронной звезды. Эта граница имеет форму сферы с радиусом R_0 , который совпадает с радиусом ядра звезды. На рис. 1 представлен поперечный профиль волнового пучка с радиусом фронта R и имеющий форму круга с радиусом $r_0 f$. На рис. 1 пунктиром обозначен плоский фронт (плоскость $x = \text{const}$), а дугой обозначен сферический фронт. Легко видеть, что разные точки волнового фронта будут находиться на разных расстояниях от плоскости $x = \text{const}$, следовательно будут иметь разные фазы колебаний. Точка L находится на расстоянии r от оси Ox и впереди точки L' на расстоянии $LL' = \Delta x = \sqrt{R^2 - r^2} - \sqrt{R^2 - r_0^2}$. Благодаря этому, волна приобретет

добавочную фазу $\varphi = -k \Delta x = (\omega/c_n) (\sqrt{R^2 - r_0^2} - \sqrt{R^2 - r^2})$. Волна, идущая в обратном направлении приобретет фазу $\varphi = k \Delta x$, но так как Δx в этом

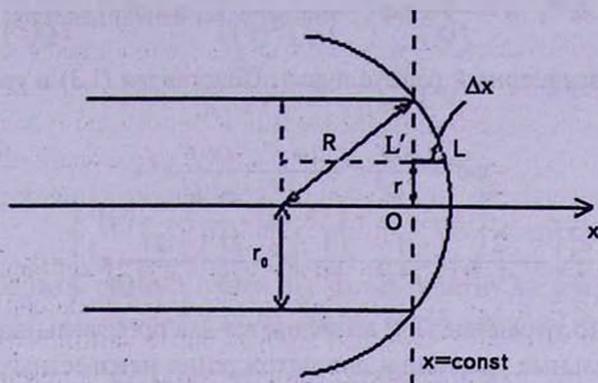


Рис.1. Сферический фронт осесимметричного волнового пучка.

случае отрицателен, выражение для φ будет то же самое. Если учесть, что $R \gg r_0$, то для φ окончательно получим:

$$\varphi = \frac{\omega(r^2 - r_0^2)}{2c_n R} = \frac{r^2}{2Q} + \sigma, \quad (I.1)$$

где

$$Q = \frac{c_n R}{\omega}, \quad \sigma = -\frac{r_0^2 f^2}{2Q}.$$

Таким образом, решение уравнения (20) с учетом также изменения поперечных размеров волнового пучка будет иметь добавочный множитель

$$\exp(i\varphi) = \exp\left(i\left(\frac{r^2}{2Q(\tau')} + \sigma(\tau')\right)\right).$$

В плоскости (yz) распределение возмущения можно считать гауссовским, следовательно, при значении $x=l$ функцию U на плоскости (yz) можно представить в форме осесимметричного гауссовского пучка, фронт которого представляет из себя сегмент сферы:

$$U|_{x=l} = K_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2} + i\frac{r^2}{2Q_0}\right), \quad (I.2)$$

где K_0 - комплексная постоянная, r_0 - начальный радиус пучка, $R = \omega Q_0 / c_n$ - радиус кривизны фронта пучка в точке $x=l$. Отметим также, что граничное условие (I.2) написано для первой волны. То же условие выполняется для второй волны в точке $\tau' = 2l/c_n$, но так как $u(x)$ периодическая функция с периодом $x=2l$, то для этой волны граничное условие также можно взять в точке $\tau' = 0$, т.е. взять условие (I.2).

Решение уравнения (20), удовлетворяющее граничному условию (I.2), можно искать в следующем виде:

$$U = Ae^{i\varphi}, \quad A = \frac{b}{f(\tau')} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(\tau')}\right), \quad \varphi = \sigma(\tau') + \frac{r^2}{2Q(\tau')}. \quad (\text{I.3})$$

где $f(\tau')$ - безразмерный радиус пучка. Подставляя (I.3) в уравнение (20), получим:

$$-\omega\sigma' + \frac{\omega Q'}{2Q^2} r^2 - \frac{i\omega f'}{f} + \frac{i\omega f'}{r_0^2 f^3} r^2 + \frac{c_n^2}{2} \left[-\frac{2}{f^2 r_0^2} + \left(\frac{1}{f^4 r_0^4} - \frac{1}{Q^2} \right) r^2 + \frac{2i}{Q} - \frac{2i}{f^2 r_0^2 Q} r^2 \right] = 0. \quad (\text{I.4})$$

Требование, что уравнение (I.4) выполняется для произвольного r , определит дифференциальные уравнения для нахождения неизвестных функций σ , Q и f :

$$\omega \frac{d\sigma}{d\tau'} = -\frac{c_n^2}{r_0^2} \frac{1}{f^2}, \quad \frac{1}{Q^2} \frac{dQ}{d\tau'} = \frac{c_n^2}{\omega} \left(\frac{1}{Q^2} - \frac{1}{f^4 r_0^4} \right), \quad \omega \frac{df}{d\tau'} = \frac{c_n^2}{Q} f. \quad (\text{I.5})$$

Из условия (I.2) получим граничные условия уравнений (I.5):

$$\sigma(0) = \sigma_0, \quad f(0) = 1, \quad Q(0) = Q_0, \quad (\text{I.6})$$

где $\sigma_0 = \arg K_0$ и $b = |K_0|$. Из системы уравнений (I.5) можно получить уравнение, определяющее функцию $f(\tau')$:

$$\omega \frac{d^2 f}{d\tau'^2} = \frac{c_n^2}{Q} f' - \frac{c_n^2}{Q^2} f Q'.$$

Подставляя производные f' и Q' из уравнений (I.5), получаем уравнение

$$\frac{d^2 f}{d\tau'^2} = \frac{\beta}{f^3}, \quad \beta = \frac{c_n^4}{\omega^2 r_0^4} \quad (\text{I.7})$$

с граничными условиями

$$f(0) = 1, \quad f'(0) = F, \quad F = \frac{c_n^2}{\omega Q_0}. \quad (\text{I.8})$$

Уравнение (I.7) легко решается подстановкой

$$\tau' = \tau_0 + \alpha \operatorname{sh} \vartheta, \quad \frac{d\tau'}{d\vartheta} = \alpha \operatorname{ch} \vartheta, \quad (\text{I.9})$$

где τ_0 и α пока произвольные постоянные. Тогда вместо (I.7) имеем:

$$\frac{1}{\operatorname{ch}^3 \vartheta} \left(\operatorname{ch} \vartheta \frac{d^2 f}{d\vartheta^2} - \operatorname{sh} \vartheta \frac{df}{d\vartheta} \right) = \frac{\alpha^2 \beta}{f^3}. \quad (\text{I.10})$$

Решение этого уравнения есть $f(\vartheta) = B \operatorname{ch} \vartheta$, так что окончательно получим:

$$f^2(\tau') = \sqrt{\beta} \left(\alpha + \frac{(\tau' - \tau_0)^2}{\alpha} \right), \quad (\text{I.11})$$

где α и τ_0 определяются из условий (I.8):

$$\tau_0 = -\frac{F}{\beta + F^2}, \quad \alpha = \frac{\sqrt{\beta}}{\beta + F^2},$$

следовательно

$$f^2(\tau') = \frac{F}{\beta + F^2} + (\beta + F^2) \left(\tau' + \frac{F}{\beta + F^2} \right)^2. \quad (\text{I.12})$$

Чтобы определить радиус пучка на поверхности звезды, мы должны подставить в (I.12) $\tau' = l/c_n$ ($x = 0$). Тогда окончательно получаем:

$$f^2\left(\frac{l}{c_n}\right) = \left(1 + \frac{l}{R}\right)^2 + \left(\frac{lc_n}{\omega r_0^2}\right)^2. \quad (\text{I.13})$$

Это выражение мы получили из (I.12), подставляя в нем значения F и β .

В конце оценим $f^2(l/c_n)$ для коры нейтронной звезды. Для коры характерные значения параметров следующие: $l \approx 10^5$ см, $R \approx 10^6$ см, $r_0 \sim 10^4$ см, $c_n \sim 10^9$ см/с. Леко видеть, что $l \ll R$. Для частот $\omega > 10^7$ Гц всегда имеет место $(lc_n/\omega r_0^2)^2 \ll 1$, следовательно поперечные размеры магнитозвукового волнового пучка при распространении не меняются, т.е. $f(l/c_n) \approx f(0) \approx 1$.

Приложение II

Оценим слагаемые, входящие в фигурную скобку выражения (27). Покажем, что основной вклад в это выражение дает первое слагаемое.

Второе слагаемое по сравнению с первым оценивается сразу:

$$\left| \frac{\Phi'_{1,2}}{i\omega\Phi_{1,2}} \right| \sim \frac{1}{\omega\tau'} \sim \frac{c_n}{\omega l} \ll 1. \quad (\text{II.1})$$

Учитывая, что $f(\tau') \approx 1$, оценим производные f' , σ' и Q' :

$$f'_{1,2} = \frac{c_n^2}{\omega Q_{1,2}} f_{1,2} \sim \frac{c_n^2}{\omega Q_{1,2}}, \quad \sigma'_{1,2} = -\frac{c_n^2}{\omega r_0^2} \frac{1}{f_{1,2}^2} \sim -\frac{c_n^2}{\omega r_0^2}, \quad Q'_{1,2} = \frac{c_n^2}{\omega} \left(1 - \frac{Q_{1,2}^2}{r_0^4} \right). \quad (\text{II.2})$$

Последнее из уравнений (II.2) можно интегрировать и получить

$$Q(\tau) = r_0^2 \frac{\exp\left(\frac{2c_n^2\tau'}{\omega r_0^2}\right) \left(1 + \frac{Q_0}{r_0^2}\right) - \left(1 - \frac{Q_0}{r_0^2}\right)}{\exp\left(\frac{2c_n^2\tau'}{\omega r_0^2}\right) \left(1 + \frac{Q_0}{r_0^2}\right) + \left(1 - \frac{Q_0}{r_0^2}\right)}. \quad (\text{II.3})$$

Здесь максимальное значение экспоненты порядка $2c_n l/\omega r_0^2$, которое при

$\omega > 10^7$ Гц гораздо меньше единицы, следовательно

$$Q(\tau) \approx Q_0 = \frac{c_n R}{\omega}. \quad (\text{II.4})$$

Учитывая это, можно получить следующие оценки:

$$\begin{aligned} \left| \frac{\Phi_{1,2} f'_{1,2}}{i\omega\Phi_{1,2} f'_{1,2}} \right| \sim \frac{c_n}{\omega R} \ll 1, \quad \left| \frac{\Phi_{1,2} r^2 f'_{1,2}}{i\omega\Phi_{1,2} r_0^2 f'_{1,2}} \right| \leq \frac{c_n}{\omega R} \ll 1, \\ \left| \frac{i\Phi_{1,2} \sigma'_{1,2}}{i\omega\Phi_{1,2}} \right| \sim \frac{c_n^2}{\omega^2 r_0^2} \ll 1, \quad \left| \frac{i\Phi_{1,2} r^2 Q'_{1,2}}{2i\omega\Phi_{1,2} Q_{1,2}^2} \right| \leq \frac{r_0^2}{R^2} \ll 1. \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

Наконец, для последнего слагаемого получим

$$\left| \frac{\Phi_{1,2} \mu \omega^2}{i\omega\Phi_{1,2}} \right| = \omega \mu. \quad (\text{II.6})$$

Если учесть, что $c_A^2 < c_n^2$, то тогда

$$\omega \mu \leq \frac{\omega}{\rho c_n^2} \left(\xi + \frac{4}{3} \eta \right) + \frac{\omega}{c_n^2} \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} + \frac{\omega(\gamma-1)^2 \kappa T}{\rho c_n^4}. \quad (\text{II.7})$$

В коре нейтронной звезды максимальное значение μ порядка 10^{-13} с. Это означает, что для частот $\omega < 10^{11}$ Гц $\omega \mu \ll 1$. Таким образом, все слагаемые, входящие в скобку (27), по модулю много меньше первого, что и требовалось доказать.

Один из авторов (М.В.А.) выражает благодарность гранту Volkswagen Stiftung Az:85182 за поддержку.

Ереванский государственный университет, Армения
e-mail: dsedrak@ysu.am mhayrapetyan@ysu.am

MAGNETOSONIC WAVES IN THE CRUST OF A NEUTRON STAR

D.M.SEDRAKIAN, A.S.HARUTYUNYAN, M.V.HAYRAPETYAN

In this paper based on the MHD equations, it is shown that the energy release on the inner surface of the neutron star's crust leads to the generation of magnetosonic wave beams that propagate to the surface of the star. It is shown that for frequencies $10^7 \text{ Hz} \leq \omega \leq 10^{11} \text{ Hz}$ and for the conditions of matter in the crust of a neutron star, these equations are linearized, and solutions are found. In the crust standing wave beam with a constant radius is formed, the outer base of which, situated on the surface of the star, becomes a source of

radio waves. In this source electric currents are induced and the source becomes an antenna that emits radio waves in the circumstellar space. It is shown that with increasing frequency the radio emission intensity decreases, and therefore the spectrum of the pulsars is limited ($\omega \leq 10^{11}$ Hz).

Key words: *neutron stars:magnetosonic waves*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, А.С.Арутюнян, М.В.Айрапетян, *Астрофизика*, 56, 89, 2013.
2. А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян, *Астрофизика*, 44, 139, 2001.
3. Д.М.Седракян, А.Г.Багдоев, М.В.Айрапетян, *Астрофизика*, 50, 547, 2007.
4. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, 43, 377, 2000.
5. Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, *Астрофизика*, 55, 421, 2012.
6. А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян, *Акуст. ж.*, 45, 119, 1999.
7. А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян, *Изв. НАН Арм. ССР, Механика*, 40, 14, 1987.
8. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, 31, 101, 1989.
9. А.Г.Багдоев, Л.Г.Петросян, *Изв. НАН Арм. ССР, Механика*, 36, 3, 1983.

К ВОПРОСУ О РАДИУСАХ АСТРОСФЕР

А.Г.ЕГИКЯН

Поступила 24 октября 2012

Принята к печати 1 марта 2013

Показано, что характеристики астросфер конвективных звезд-карликов - радиусы, темпы потери массы звездами и скорость установившегося истечения связаны вытекающими из размерностных соображений простыми аналитическими соотношениями с основными параметрами звезд - с их массой, радиусом и скоростью вращения. В качестве примера рассчитаны темпы потери масс 12 ближайших к Солнцу холодных звезд-карликов. и радиусы 29 астросфер.

Ключевые слова: *астросферы:звездные ветры:вращение звезд*

1. *Введение.* Гидродинамическое расширение корон звезд Главной последовательности (ГП) промежуточных и поздних классов обуславливает потери масс в виде звездных ветров, взаимодействие которых с окружающей межзвездной средой устанавливает формы и размеры так называемых астросфер (по аналогии с гелиосферой) [1]. Наиболее точно гелиосфера описывается в модели с двумя ударными волнами [2], в рамках которой современные рафинированные численные модели хорошо согласуются с экспериментальными данными [3], причем сама гелиосфера определяется как поверхность, где динамическое давление сверхзвукового солнечного ветра становится равным суммарному давлению набегающих атомов и ионов окружающей Солнце локальной межзвездной среды (LISM). В отличие от гелиосферы, наблюдательные данные параметров большинства астросфер не известны вообще, либо определяются посредством модельных расчетов [1,4]. В то же время желательно иметь представление об изменении радиусов астросфер вдоль ГП в зависимости от главных параметров звезды, массы M , радиуса R , угловой скорости и давления, обусловленного окружающей звезду межзвездной средой, P_{ISM} . Дело в том, что открытие большого количества экзопланет, в том числе и землеподобных, сделало задачу определения границ "зоны обитания" достаточно интересной и актуальной [5]. С физической точки зрения задача подразумевает, в первую очередь, определение границ существования жидкой воды и "благоприятной" радиационной обстановки на поверхностях землеподобных планет. Ясно, что и то, и другое определяются (по аналогии с Солнечной системой) светимостью звезды и параметрами звездного ветра. Не менее

интересна и актуальна проблема границ астросфер звезд нижней части ГП, время от времени проходящих через плотные молекулярные облака [6,7]. В силу своей (наибольшей среди всех звезд) большой пространственной плотности, это явление достаточно частое: в диске Галактики через каждое молекулярное облако раз в несколько десятков-сотен тысяч лет проходит, по крайней мере, один карлик А-М классов с относительной скоростью 10-20 км/с, причем, чем более позднего типа звезда, тем меньше время между двумя последовательными прохождениями [7]. При этом взаимодействие излучения звезды и звездного ветра с веществом облака, даже при низких светимостях, влияет на состояние вещества облака, важное для задач астрохимии и астробиологии [7]. Настоящая статья посвящена вопросу получения простой аналитической оценки размеров астросфер и их изменения вдоль ГП, в зависимости от основных параметров звезд.

2. *О зависимости темпа потери массы звезды от скорости ее вращения.* В настоящее время общепринято, что магнитная активность, вращение и потеря массы конвективных звезд ГП взаимно связаны [8]. Известно также из наблюдательных данных молодых скоплений (α Per, Плеяды, Гиады), что Ω , угловая скорость звезд, подобных Солнцу, меняется со временем, согласно [9, и ссылки там]

$$\Omega \sim t^{-0.6 \pm 0.1} \quad (1)$$

Рентгеновские наблюдения звезд, подобных Солнцу, выявили эмпирические связи между потерей массы и активностью, равно как и между активностью и возрастом, комбинация которых дает следующее эмпирическое соотношение [9,10]:

$$\dot{M} \sim t^{-2.26 \pm 0.53} \quad (2)$$

Объединив соотношения (1,2), получим для молодых звезд ($t \cong 0.05 - 0.5$ млрд лет)

$$\dot{M} \sim \Omega^\alpha, \quad \alpha \cong 4. \quad (3)$$

Таким образом, скорость потери вещества звезд в молодых скоплениях меняется как 4-я степень угловой скорости. Неизвестно, корректно ли это соотношение (с $\alpha \cong 4$), независимо от возраста для всех звезд ГП, у которых конвекция является доминирующим механизмом возбуждения звездной активности [9-11], однако, возможно, что оно верно при других значениях α . Тогда именно такое функциональное соотношение и можно использовать для оценки \dot{M} вдоль ГП, когда из наблюдений известны только параметры вращения звезды. Дело в том, что прямое определение \dot{M} из наблюдений пока невозможно, особенно для удаленных звезд [4,10,11], поэтому вышеотмеченные авторы используют результаты модельных вычислений замагниченного коронального ветра. Следует подчеркнуть, что используемые в таких вычислениях наблюдаемые значения магнитных

полей весьма неуверенные из-за неточно определяемых значений скважности f (фактора заполнения): даже для Солнца она известна с точностью до порядка величины ($f_{\odot} = 0.001 - 0.01$ [11]), а в моделях используется значение f^2 . К тому же в [11], при расчетах \dot{M} постулируется, что величина установившейся скорости истечения меняется вдоль ГП как параболическая скорость у фотосферы (в основании короны), что не совсем корректно (см. ниже, разд. 3). В то же время данные по вращению более доступны, особенно, полученные посредством наблюдаемых периодов, неотягощенных, в отличие от значений скоростей вращений, эффектами проекции [11]. Разумеется, проверка соотношения (3), или ему подобного, и установление ее точности прямыми наблюдательными данными звезд промежуточных и поздних классов ГП весьма желательна. С учетом сказанного выше, имеет смысл получение соотношения (3), возможно, с другими значениями α , из самых общих соображений. В частности, ее можно получить и посредством элементарных размерностных оценок, точных по порядку величины [12]. Действительно, предположим, что явления (магнитной) активности, вращения и потери массы звезд ГП взаимно связаны и задаются пятью определяющими параметрами M , R , \dot{M} , V_{rot} и G , где V_{rot} - скорость вращения звезды и G - гравитационная постоянная. Число этих параметров больше числа основных единиц измерения в системе СГС на 2, значит, на основании известной π -теоремы существуют только две безразмерные комбинации определяющих параметров, C_1 и C_2 [12], что позволяет сразу же выписать следующие соотношения

$$\dot{M} = C_1 \frac{M}{R} \sqrt{\frac{GM}{R}}, \quad (4)$$

$$V_{rot} = C_2 \sqrt{\frac{GM}{R}}, \quad (5)$$

где C_1 и C_2 - безразмерные постоянные. Из этих уравнений следует, что

$$\dot{M} \sim M \frac{V_{rot}}{R} \sim M \Omega. \quad (6)$$

Поскольку M со временем для звезд ГП не меняется, получаем (3) с $\alpha = 1$. Соотношение (6) можно использовать для оценки \dot{M} вдоль ГП, а ее точность можно оценить при наличии прямых наблюдательных данных величины \dot{M} . Точность же имеющихся наблюдаемых параметров звезд и основанных на них модельных расчетов [11] позволяет утверждать только, что ни одно из соотношений (3), (6) не коррелирует с модельными данными. Рис. 1, построенный по данным табл. 1, иллюстрирует сказанное: для 13 G, K-карликов, модельные значения \dot{M} из [11] никак не коррелируют со значениями, рассчитанными по (3) и (6). Точнее говоря, при использовании стандартных статистических тестов наблюдается слабая корреляция значений

\dot{M} из [11], с одинаковыми уровнями значимости, как с (3), так и с (6), которая усиливается, если игнорировать в выборке звезд (двух) членов системы 70 Oph с аномально высокими значениями \dot{M} . Впрочем, выше уже отмечалось, что модельные значения \dot{M} не могут считаться опорными, и, что о точности их значений можно будет судить после появления прямых наблюдательных данных.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕКОТОРЫХ ХОЛОДНЫХ КАРЛИКОВ, МОДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ \dot{M} [11] И ЗНАЧЕНИЯ \dot{M} И R_A , РАССЧИТАННЫЕ СООТВЕТСТВЕННО ПО ФОРМУЛАМ (6,8) И (14,15)

Звезда	T_{eff} K	M/M_{\odot}	R/R_{\odot}	L/L_{\odot}	P_{rot} (д)	M/M_{\odot} [11]	M/M_{\odot} ф. (6) ф. (8)	$R_A/R_{A\odot}$ ф. (14) ф. (15)
Солнце	5770	1	1	1	25.3	1	1	1
α Cen A G2V	5886	1.105	1.224	1.622	29	1.58 A + B	0.964 1.14	0.976 0.873
α Cen B K0V	5473	0.934	0.863	0.603	36.2	1.58 A + B	0.653 0.364	0.752 1.11
70 Oph A K0V	5300	0.89	0.86	0.53	19.7	79.4 A + B	1.14 1.22	1.09 1.05
70 Oph B K5V	4390	0.73	0.67	0.15	34	79.4 A + B	0.543 0.249	0.666 1.12
ϵ Eri K4.5V	5094	0.83	0.754	0.345	11.7	24.0	1.79 2.66	1.48 1.14
61 Cyg A K5V	4425	0.69	0.665	0.153	35.4	0.398	0.493 0.226	0.624 1.05
ϵ Ind K5V	4635	0.70	0.745	0.231	22	0.398	0.805 0.734	0.865 0.920
36 OphA K5V	5135	0.602	0.69	0.299	20.3	12.0 A + B	0.750 0.740	0.826 0.834
36 OphB K5V	5103	0.486	0.59	0.213	22.9	12.0 A + B	0.537 0.425	0.661 0.772
ξ Boo A G8 V	5551	0.86	0.801	0.550	6.2	3.98 A + B	3.51 10.7	2.31 1.10
ξ Boo B K4 V	4350	0.70	0.550	0.0977	11.5	3.98 A + B	1.54 1.46	1.33 1.38
61 Vir G5V	5560	0.946	0.972	0.804	29	0.240	0.825 0.719	0.880 0.964

Кстати, если наблюдательные данные по скоростям вращений более точные, чем периоды вращений для конкретных звезд, то (6) можно записать и в другом виде, также верном с точностью по порядку величины,

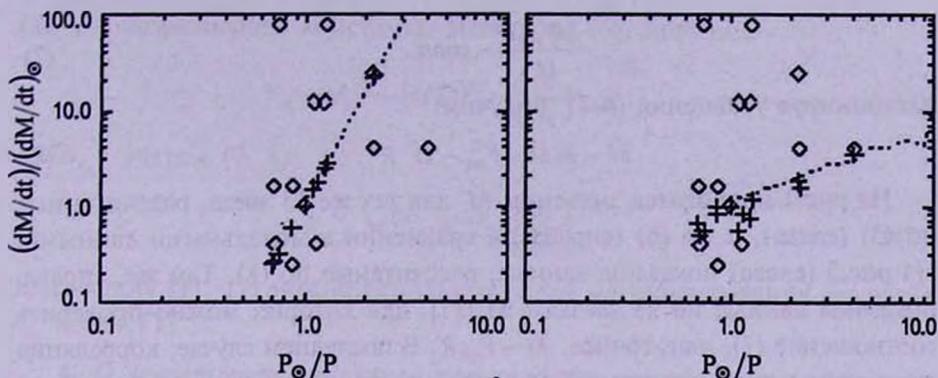


Рис.1. Скорости потерь массы 13 холодных карликов, в зависимости от периода вращения, рассчитанные по (3) - слева, и по (6) - справа. Крестиками отмечены результаты расчетов, ромбиками - данные [11]. Все единицы отнесены к солнечным.

если использовать следующее, давно уже известное эмпирическое соотношение для вращающихся небесных объектов, и, что интересно, приблизительно верное в диапазоне размеров от планет до звезд и спиральных галактик [13,14]:

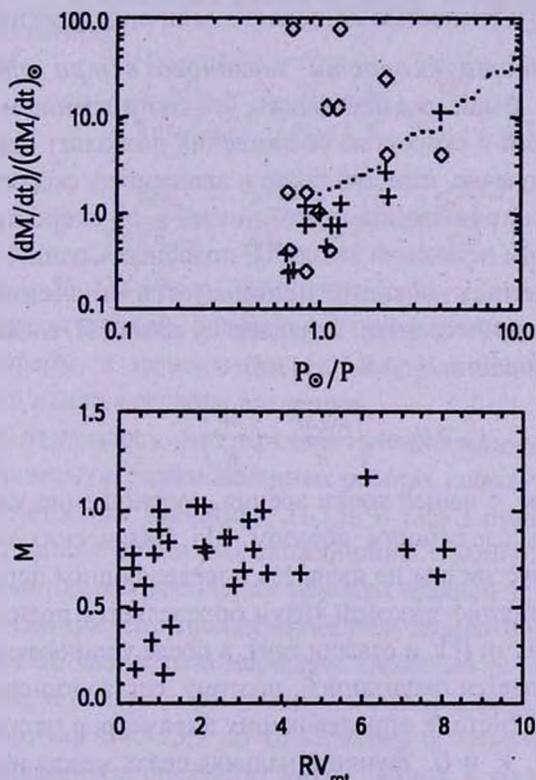


Рис.2. Скорости потерь массы 13 холодных карликов, в зависимости от периода вращения, рассчитанные по (8) - сверху. Крестиками отмечены результаты расчетов, ромбиками - данные [11]. Снизу показаны данные, иллюстрирующие соотношение (7).

$$\frac{M V_{\text{rot}} R}{M^2} \sim \text{const.} \quad (7)$$

Комбинируя уравнения (4-7), получим:

$$\dot{M} \sim M \Omega \sim V_{\text{rot}}^2 \sim \Omega^2 R^2. \quad (8)$$

На рис.1 приводятся значения \dot{M} для тех же 13 звезд, рассчитанные по (3) (слева), и по (6) (справа), в сравнении с модельными данными. На рис.2 (слева) показаны данные, рассчитанные по (8). Там же, справа, показаны данные по 29 звездам из [11], для которых можно проверить соотношение (7), или, точнее, $M \sim V_{\text{rot}} R$. В последнем случае, корреляция несомненно присутствует, но не очень сильная: коэффициент линейной корреляции Пирсона порядка 0.5.

Таким образом, из вышеизложенного следуют 2 утверждения. Во-первых, скорость потери массы звезды ГП действительно пропорциональна некоторой степени скорости вращения, $\alpha \approx 1-4$, причем вопрос о точности такого приближения остается открытым до получения прямых наблюдательных данных \dot{M} . Не исключено, что значение α также зависит от возраста. Во-вторых, можно надеяться, что соотношения (6) и (8) позволяют оценить размеры астросфер с точностью до порядка величины (см. ниже, разд. 4).

3. *О зависимости скорости звездного ветра от скорости вращения звезды.* Выше уже отмечалось, что соотношение между темпом потери массы звездой и скоростью ее вращения позволяет оценить размер астросферы, если, конечно, известна также и зависимость скорости истечения от основных параметров звезды, в том числе, и от скорости вращения. Данные по скоростям истечений звезд ГП, подобных Солнцу, отсутствуют, поэтому при оценках обычно используется значение скорости установившегося солнечного ветра, меняющейся вдоль ГП, согласно формуле параболической скорости V_p [4,8,10,11,15]:

$$V_w \cong V_p = \sqrt{\frac{2GM}{R}} \sim \left(\frac{M}{R}\right)^{1/2}. \quad (9)$$

Более обоснованное, с нашей точки зрения, соотношение между V_w , M и R можно получить следующим образом. Из физических соображений очевидно, что радиус звезды не является определяющим параметром для V_w , так как расположение звуковой точки определяется преимущественно магнитными явлениями [11, и ссылки там], а после установления, скорость ветра, очевидно, задается гравитацией, поэтому, согласно использованной выше π -теореме, в системе определяющих параметров установившегося звездного ветра \dot{M} , V_w и G , функциональная связь между ними задается следующим соотношением:

$$V_w = C \sqrt[3]{GM \dot{M}}, \quad (10)$$

где C - безразмерная константа. Используя (6), получим:

$$\dot{V}_w \sim \dot{M}^{1/3} \sim (M\Omega)^{1/3} \sim \left(\frac{M}{R} V_{rot}\right)^{1/3}, \quad (11)$$

либо, с учетом (7, 8):

$$V_w \sim \dot{M}^{1/3} \sim V_{rot}^{2/3} \sim \left(\frac{M}{R}\right)^{2/3}. \quad (12)$$

Выражения (11, 12) можно использовать для масштабирования значения V_w вдоль ГП.

4. *О зависимости радиуса астросферы от скорости вращения звезды.* Выше уже отмечалось, что радиус астросферы R_A можно оценить, приравняв динамическое давление сверхзвукового звездного ветра P_w суммарному давлению окружающей межзвездной среды P_{ISM} :

$$P_w = \rho_w V_w^2 = \frac{M}{4\pi R_A^2 V_w} V_w^2 = P_{ISM}. \quad (13)$$

Здесь подразумевается сферически-симметричный характер истечения и постоянство V_w в астросфере. Таким образом, с учетом (6-8) и (11,12), имеем соответственно:

$$R_A = \sqrt{\frac{M V_w}{4\pi P_{ISM}}} \sim \frac{1}{\sqrt{P_{ISM}}} \left(\frac{M}{R} V_{rot}\right)^{2/3}, \quad (14)$$

$$R_A = \sqrt{\frac{M V_w}{4\pi P_{ISM}}} \sim \frac{V_{rot}^{4/3}}{\sqrt{P_{ISM}}} \sim \frac{1}{\sqrt{P_{ISM}}} \left(\frac{M}{R}\right)^{4/3}. \quad (15)$$

Соотношения (6,8), (11,12) и (14,15) соответственно позволяют оценить темп потери массы звездой, скорость установившегося звездного ветра, и радиус астросферы, в зависимости от основных звездных параметров, массы, радиуса и/или скорости вращения.

Выше уже отмечалось, что прямые наблюдательные данные по \dot{M} отсутствуют, поэтому в опубликованных работах используются результаты модельных расчетов [см. например, 11,15]. В табл.1 приводятся заимствованные из [11] данные некоторых ближайших к Солнцу звезд-карликов G, K-классов, для которых известны как периоды вращения, так и (модельные) значения \dot{M} . Как пример использования полученных в работе формул, по известным массам, радиусам и периодам вращения рассчитаны скорости вращения звезд, и далее, темпы потери масс (формулы 6, 8) и радиусы астросфер (формулы 14, 15), по отношению к солнечным значениям. Результаты приведены в последних двух столбцах и на рис.1-3. Давление межзвездной среды, окружающей эти звезды, принято равным давлению в окрестности Солнца. Результаты расчетов радиусов астросфер для 29

звезд с данными из [11] представлены на рис.3, в виде кривых (14, 15). Как следует из табл.1, разница в модельных значениях \dot{M} из [11] и рассчитанных по (6,8) в половине случаев существенная, на 1-2 порядка величины. Как правило, это компаньоны в двойных системах. Отметим,

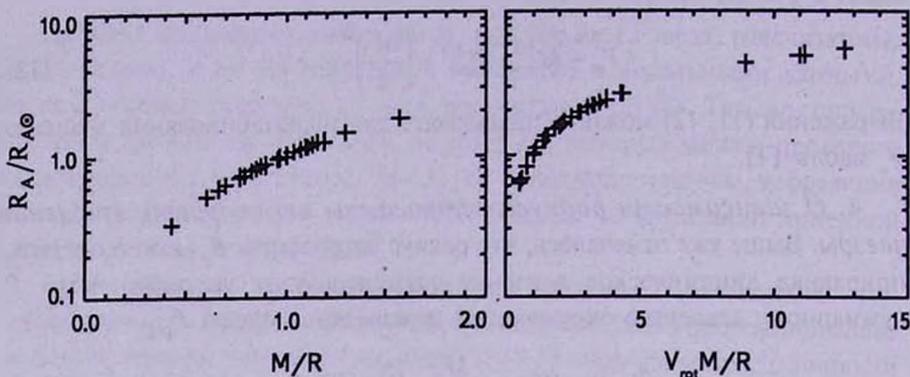


Рис.3. Радиусы астросфер ближайших к Солнцу 29 холодных звезд-карликов, рассчитанные по данным [11]. Результаты расчетов по (14) приводятся слева, по (15) - справа.

что сравнение этих результатов особого смысла не имеет: как уже отмечалось, необходимы прямые наблюдательные данные параметров астросфер, чтобы судить об адекватности как теоретических модельных результатов, так и значений, рассчитанных в данной работе.

5. Заключение. В настоящей статье показано, что характеристики астросфер звезд-карликов поздних классов, радиусы, темпы потерь массы звездой и установившиеся скорости истечения, связаны со скоростями вращений звезд простыми аналитическими соотношениями, точными по порядку величины (формулы 1, 6, 8, 11, 12 и 14, 15). Вывод основан на известном факте, что магнитная активность, вращение и потеря массы конвективных звезд ГП взаимно связаны, позволяющем использовать размерностные соотношения между указанными определяющими параметрами и массой, и радиусом звезды. При этом использован также известный эмпирический факт о постоянстве отношения удельного момента вращения звезды к ее массе, вдоль ГП, также точное по порядку величины. Полученные простые формулы позволяют рассчитать характеристики астросфер звезд нижней части ГП по отношению к гелиосферным значениям. В качестве примера использования полученных в работе соотношений, на основе известных параметров ближайших холодных звезд ГП рассчитаны их темпы потери массы для 13 звезд и радиусы астросфер для 29 звезд.

Часть этой работы выполнена во время визита в Институт Аргеландера при Университете Бонна, при финансовой поддержке фонда Александра фон Гумбольдта, Германия. Работа выполнена также при частичной поддержке

гранта Армянского Национального Научного и Образовательного Фонда (ANSEF), Нью Йорк, США. Автор благодарен Г.Фару (Hans Fahr) и А.Акопяну за ценные замечания. Автор благодарен рецензенту за полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: ayarayeg@gmail.com

ON ASTROSPHERES RADII

A.G.YEGHIKYAN

It is shown that characteristics of astrospheres of convective dwarf-stars such as radii, mass loss rates and velocities of steady-state stellar winds are connected by simple analytical relations resulting from the dimensional approach with basic parameters of stars - with their masses, radii and rotation velocities. As an example, mass loss rates of 12 cool dwarf-stars, nearest to the Sun, are calculated and 29 astrospheres radii.

Key words: *astrospheres;stellar winds;stars rotation*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Frisch, *Astrophys. J.*, **407**, 198, 1993.
2. В.Б.Баранов, К.В.Краснобаев, Гидродинамическая теория космической плазмы, М., Наука, 1977.
3. P.Frisch, S.Redfield, J.Slavin, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **49**, 237, 2011.
4. B.E.Wood, *Living Rev. Solar Phys.*, **1**, 2, 2004.
5. W.J.Borucki, D.G.Koch, N.Batalha et al., *Astrophys. J.*, **745**, 120, 2012.
6. J.Talbot, Jr., M.J.Newman, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **34**, 295, 1977.
7. А.Егикян, Астрофизика, представлено к публикации, 2012.
8. M.Guedel, in: (eds. A.Kosovichev et al.), *Proc. IAU Symp.* **264**, 375, 2010.
9. T.R.Ayres, *J. Geophys. Res.*, **102**, E1, 1641, 1997.
10. B.E.Wood, S.Redfield et al., in: (eds. G.Favata et al.) *ESA SP-560*, 309, 2005.
11. S.R.Cranmer, S.H.Saar, *Astrophys. J.*, **741**, 54, 2011.
12. P.Bridgeman, *Dimensional analysis*, Yale UP, New Haven, 1932.
13. P.Brosche, *Astr. Nach.*, **286**, 241, 1962.
14. P.Brosche, *Z. Astrophys.*, **57**, 143, 1963.
15. J.-M.Griessmeier, M.Khodachenko, H.Lammer et al., in: (eds. A.G.Kosovichev et al.), *Proc. IAU Symp.*, No. **264**, 385, 2010.

TIME-DEPENDENT GINZBURG-LANDAU
EQUATIONS FOR ROTATING TWO-FLAVOR
COLOR SUPERCONDUCTORSK.M.SHAHABASYAN¹, M.K.SHAHABASYAN¹, A.D.SEDRAKIAN²

Received 1 February 2013

Accepted 1 March 2013

We discuss a time-dependent generalization of the stationary Ginzburg-Landau theory for two-flavor color superconducting quark matter and its modification in the presence of rotation. General expressions are obtained for the relaxation time-scales of the order parameter and color-magnetic fields and for the dissipative function, which obtains contributions from the relaxation of the order parameter and Ohmic dissipation. We also obtain a stationary equation that governs the penetration of the color-electric field in the color superconductor.

Key words: *rotating color superconductors:time-dependent Ginzburg-Landau equations:2SC-phase*

1. *Introduction.* Dense cores of massive compact stars may contain quark matter, which at low temperatures can form a color superconductor [1-5]. Recent confirmation of the existence of two-solar mass stars indicates that the densities in the cores of some compact stars could be sufficiently large to cross the critical density of deconfinement from the nuclear to quark matter. Observationally, color superconducting quark matter can manifest itself in many aspects of compact star phenomenology, such as the magnetic field evolution, their cooling and rotational dynamics. In this paper we develop a formalism suitable for semi-phenomenological treatments of time-dependent problems in the color superconducting phases of compact stars.

The Ginzburg-Landau (hereafter GL) theory of superconductivity has been very successful in describing semi-phenomenologically the properties of a variety of condensed matter systems, such as the electronic superconductors, liquid ³He phases, etc. It has been applied to color superconducting matter both in the early stages of development [1] and more recently in Refs. [6-10]. The latter references discuss in detail the equilibrium GL theories for the key, robust color superconducting phases, such as the two-flavor color superconducting phase (2SC) and the three flavor color-flavor-locked (CFL) phase.

In this work we develop a non-equilibrium Ginzburg-Landau approach to the 2SC color superconducting matter. The method is based on the idea of introducing a time-dependent term in the GL equations, which takes into

account the relaxation of the order parameter of the condensate. This term has a universal form, but it contains a phenomenological coefficient, which encodes the microphysics of transport and dissipation in the condensate under consideration. We will discuss and estimate the value of this phenomenological term in the case of the 2SC condensate. The 2SC phase features a condensate of quarks paired in color and flavor anti-triplet state, i.e., the red up quarks pair with green down quarks, etc, whereas the blue color remains unpaired. The pairing energy scale given by the gap parameter is of the order of tens of MeV, i.e., is well above the temperatures in mature compact stars. The situation is complicated by the mixing of the electromagnetic and strong gauge fields. We note that the critical temperature at which there will be a transition to a phase in which there is some kind of a self-pairing of blue up and down quarks is not well known and could be below the temperature scales relevant for the compact star phenomenology. Below, we will assume that the blue quarks are unpaired and can scatter the Cooper pairs inelastically.

In this work we will include the effect of rotation on the structure of the GL equations of the 2SC condensate. As well known, rotation leads in (super)fluids to Coriolis and centrifugal forces. In superconductors, the Coriolis force is balanced by a homogeneous magnetic field (London moment) [11], whereas the centrifugal force is balanced by an inhomogeneous electric field [12]. In contrast to the time-independent case, the time-dependent problems require explicit treatment of the electric fields in a superconductor, which need to be incorporated into the time-dependent GL formalism.

This paper is structured as follows. In Sec. 2 we review the time-independent GL equations for 2SC superconductors. The time-dependent problem is addressed in Sec. 3 in the context of ordinary superconductors (Subsec. 3.1) and 2SC superconductors (Subsec. 3.2). Our conclusions are summarized in Sec. 4.

2. Time independent GL equations for the 2SC phase. We start by reviewing the stationary limit of the time-dependent GL (hereafter TDGL) equations. We work in the laboratory frame and assume that the color superconductor is rotating with respect to this frame with some angular velocity Ω . The GL functional \mathcal{F} is defined as

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_n + \int \left[2\alpha dd^* + \beta (dd^*)^2 + 2\gamma \left(\hbar \nabla + i \frac{q}{c} \mathbf{A}_x \right) d \right]^2 + \frac{1}{8\pi} (\text{rot} \mathbf{A}_x)^2 + \frac{1}{8\pi} (\text{rot} \mathbf{A}_y)^2 \Big] dV, \quad (1)$$

where \mathcal{F}_n is the free energy of the normal state, d is the (complex) condensate order parameter for pairing with zero total angular momentum, the phenomenological coefficients α , β and γ and the charge of a quark Cooper pair q are defined below. Here \mathbf{A}_x and \mathbf{A}_y are the "rotated" fields, as introduced in Ref. [13]. Writing the gauge sector of the theory in terms of

"rotated" fields, instead of original physical electromagnetic \mathbf{A} and color \mathbf{A}_8 fields, has the advantage that the massive and massless bosonic modes of the model are separated from the outset. The mixing relations between the fields are given by [13]

$$\mathbf{A}_x = -\sin\theta_M \mathbf{A} + \cos\theta_M \mathbf{A}_8, \tag{2}$$

$$\mathbf{A}_y = \cos\theta_M \mathbf{A} + \sin\theta_M \mathbf{A}_8, \tag{3}$$

where the mixing angle is given in terms of electrical charge e and strong coupling constant g as

$$\cos\theta_M = \frac{\sqrt{3}g}{\sqrt{e^2 + 3g^2}}, \tag{4}$$

and $q = \sqrt{e^2 + 3g^2}/3$ is the charge of Cooper pair, e is the ordinary electrical charge. The GL equations are the stationary points of Eq. (1) with respect to the variations of the condensate conjugate order parameter and the gauge fields

$$\frac{\delta \mathcal{F}}{\delta d^*} = 0, \quad \frac{\delta \mathcal{F}}{\delta \mathbf{A}_x} = \frac{\delta \mathcal{F}}{\delta \mathbf{A}_y} = 0. \tag{5}$$

The first condition, written explicitly, is the equation for the condensate order parameter [6]

$$\alpha d + \beta |d|^2 d - \gamma \left(\hbar \nabla + i \frac{q}{c} \mathbf{A}_x \right)^2 d = 0. \tag{6}$$

The second condition defines the color-magnetic currents [6]

$$\mathbf{j}_x = 2i \hbar \gamma q (d^* \nabla d - d \nabla d^*) - 4\gamma \frac{q^2}{c} |d|^2 \mathbf{A}_x, \tag{7}$$

$$\mathbf{j}_y = 0, \tag{8}$$

where the currents \mathbf{j}_x and \mathbf{j}_y are related to the rotated gauge fields as

$$\mathbf{j}_x = \frac{c \text{rot rot} \mathbf{A}_x}{4\pi}, \quad \mathbf{j}_y = \frac{c \text{rot rot} \mathbf{A}_y}{4\pi}. \tag{9}$$

The coefficients appearing in the GL functional (1) have been derived from the microscopic theory and are given as [1]

$$\alpha = \frac{(T - T_c)}{T_c} v, \quad \beta = \frac{7\zeta(3)}{8(\pi k_B T_c)^2} v, \quad \gamma = \frac{p_F^2}{6\mu^2} \beta = \frac{7\zeta(3)}{16(\pi k_B T_c)^2} \frac{n_b}{\mu}, \tag{10}$$

where T_c is the critical temperature, μ is the chemical potential, p_F is the quark Fermi momentum, $v = \mu p_F / \pi^2 \hbar^3$ is the density of states at the Fermi surface, n_b is the baryon number density. Here and below we assume that the quarks are ultra-relativistic. The relation between the phenomenological time-independent GL theory for the 2SC phase and the underlying microscopic theory was also established in Ref. [7] from the weak-coupling perturbative one-gluon exchange interaction of QCD and in Ref. [8] from the Nambu-Jona-Lasinio model.

Both approaches lead to the same expressions for the coefficients α , β and γ given in Eq. (10). Furthermore, several authors discussed the possibility of formation of color-magnetic flux tubes and type-II superconductivity of 2SC color superconductor [6-10]. It was shown in Ref. [10] that for reasonably small values of the gap parameter $\Delta \geq 25$ MeV the color-magnetic flux tubes are energetically favorable.

The solution of Eq. (6) for a homogeneous superconducting state is

$$d_0 = \left(-\frac{\alpha}{\beta} \right)^{1/2} = \left[\frac{8}{7\zeta(3)} \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right) \right]^{1/2} \pi k_B T_c, \quad (11)$$

which is precisely the same expression as in the GL theory for non-relativistic electronic superconductors [14]. The phenomenological coefficients of these theories differ, however, by the fact that the density of states of non-relativistic and ultra-relativistic system differ. To obtain the non-relativistic counterparts of the coefficients α , β and γ in Eq. (10) one has to replace the chemical potential of ultra-relativistic quarks μ by the electron mass m_e and the baryon number density n_b by the electron density n_e . This duality is natural because pairing in both cases occurs in a state with zero total angular momentum. The momentum density \mathbf{p} of the 2SC condensate is

$$\mathbf{p} = \left(\frac{m_*}{q} \right) \mathbf{j}_x = \frac{4}{3} i \gamma \mu \hbar (d^* \nabla d - d \nabla d^*) - \frac{8}{3c} \gamma \mu q |d|^2 \mathbf{A}_x, \quad (12)$$

where $m_* = 2\mu/3$ is the mass of the Cooper pair [7]. The first terms in Eqs. (7) and (12) have opposite sign compared to the corresponding equations in the condensed matter physics, because the gap matrix is defined here in terms of adjoint spinors [1,7]. Therefore, the order parameter must take the following form $d = |d|e^{-i\chi}$. Then the gauge invariant superfluid velocity of the condensate can be written as

$$\mathbf{v}_s = \frac{3\hbar}{2\mu} \left(\nabla \chi - \frac{q}{\hbar c} \mathbf{A}_x \right). \quad (13)$$

We use the London approximation in which the spatial gradient of the magnitude of the order parameter $|d|$ can be neglected and the phase χ is a slowly varying function of the coordinate. Then the expression of the momentum density takes the familiar form

$$\mathbf{p} = \rho_s \mathbf{v}_s, \quad (14)$$

where $\rho_s = 16\gamma\mu^2 |d|^2 / 9$ is the superfluid mass density of the 2SC condensate.

Next we consider the effect of rotation on the 2SC condensate. For that purpose we write the preceding equation in the frame rotating with an angular velocity Ω . We assume that the rotation is slow enough and super-currents are such that the Galilean transformation rules are sufficient to establish the connection between the velocities in the laboratory and rotating frames. Within

the context of compact stars the rotating frame is conveniently defined in terms of the crustal component of the star and all the components coupled to it on short dynamical time-scales. All these components thus execute rigid-body rotation. The 2SC phase is embedded in the fluid of ultra-relativistic electrons, which form a normal Fermi-liquid that ensures the charge neutrality of the systems. The electron fluid is coupled to the crustal components of the star on short time-scales via the magnetic field. We will assume that the blue quark component is non-superfluid. This implies that it contributes to the normal component because it is coupled to the electron liquid on short time-scales electromagnetically.

Denoting the velocity of the normal component of the 2SC phase as $\mathbf{v}_n = [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]$ we obtain, for example, the momentum density in the rotating frame $\mathbf{p}' = \rho_s(\mathbf{v}_s - \mathbf{v}_n)$, or explicitly

$$\mathbf{p}' = \frac{8}{3} \gamma \mu \hbar |d|^2 \left[\nabla \chi - \frac{q}{\hbar c} \left(\mathbf{A}_x + \frac{2\mu c}{3q} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] \right) \right]. \quad (15)$$

A comparison of Eqs. (12) and (15) shows that the rotation renormalizes the vector potential according to

$$\mathbf{A}_x \rightarrow \mathbf{A}'_x \equiv \mathbf{A}_x + \frac{2\mu c}{3q} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]. \quad (16)$$

The GL equations (6) and (7) in the rotating frame are obtained in a similar fashion via the replacement $\mathbf{A}_x \rightarrow \mathbf{A}'_x$. The energy of the rotating system described by the corresponding GL equations will be minimized at the cost of generation of the London field \mathbf{B}_L , defined through the condition $\mathbf{A}'_x = 0$, i.e.,

$$\mathbf{B}_L = -\frac{4\mu c}{3q} \boldsymbol{\Omega}. \quad (17)$$

Numerically $B_L \ll H_{c1}$, where H_{c1} is the critical field for formation of color-magnetic flux tubes, i.e., the rotation can not generate color magnetic flux tubes (see also Ref. [7]).

Once more we can establish a duality between the 2SC superconductor and nonrelativistic electrons. Indeed, the London field (17) has already been obtained in the context of nonrelativistic electronic superconductors [11] and the proton superconducting fluid in rotating neutron stars [15]. The London field (17) reduces to the conventional London field of a nonrelativistic electron superconductor on replacing $q/2 \rightarrow -|e|$ and $\mu/3 \rightarrow m_e$. Furthermore, the same replacement allows one to recover the stationary GL equations for rotating nonrelativistic electronic superconductors, derived in Refs. [16,17], from Eqs. (6) and (7), after the replacement $\mathbf{A}_x \rightarrow \mathbf{A}'_x$.

3. Time dependent GL equations for the 2SC phase. The purpose of this section is to generalize the stationary GL equations of the previous section to the time-dependent situation. In doing so, we shall continue to use

the analogy (duality) between the ordinary electronic superconductors and the 2SC quark condensate. We thus start with a review of relevant equations in the context of electronic superconductors and afterwards obtain their counterparts for the 2SC color superconductor.

3.1. *Non-relativistic superconductors.* As well known, the TDGL equations are valid in the vicinity of the critical temperature T_c . An additional constraint, in the non-stationary case, is that the deviations from the equilibrium are small, so that the heat bath remains essentially in equilibrium. For ordinary superconductors this condition is a very strong limitation and is fulfilled only for gapless superconductors [18,19]. In gapless superconductors one or several mechanisms destroy the coherence of Cooper pairs. As a result, the energy gap in the spectrum disappears but the order parameter and super-current remain intact. An example of such a mechanism is the interaction of electrons with magnetic impurities, which act differently on the electrons with opposite spins in a S-wave paired Cooper pair. Another example is the inelastic interaction of electrons with phonons. In the case of ordinary superconductors, the condition for applicability of the TDGL theory is $\tau\Delta \ll \hbar$, where τ is the time-scale characterizing the inelastic processes mentioned above and Δ is the pairing gap [20]. While the stationary GL equations can be derived from the underlying microscopic BCS theory, the derivation and justification of their time-dependent analogues is possible only within a certain class of theories, one example being the dirty superconductors.

The TDGL equation for the order parameter ψ of nonrelativistic electronic superconductor is given by

$$-1\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar}\phi\right)\psi = \alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi - \gamma\left(\hbar\nabla - \frac{2ie}{c}\mathbf{A}\right)^2\psi, \quad (18)$$

where ϕ is the scalar potential of electric field and e is the electron charge $e < 0$. The total current \mathbf{j} , which is the sum of the super-current and the normal current induced by the electric field is [20]

$$\mathbf{j} = 2i\gamma\hbar e(\psi\nabla\psi^* - \psi^*\nabla\psi) - \frac{8\gamma e^2}{c}|\psi|^2\mathbf{A} - \sigma_n\left(\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} + \nabla\phi\right), \quad (19)$$

where σ_n is electrical conductivity and the last term is responsible for the Ohmic dissipation. The coefficients α and β in Eq. (18) are formally identical to those defined by Eq. (10), however the density of states is given $\nu = m_e p_{F_e} / (\pi^2 \hbar^3)$, where m_e is the mass and p_{F_e} is the Fermi momentum of electrons. The coefficient γ depends on the sample's purity. For a pure superconductor the coefficient γ is defined as [14]

$$\gamma = \frac{7\zeta(3)}{16(\pi k_B T_c)^2} \frac{n_e}{m_e}, \quad (20)$$

where n_e is the electron density. This definition of γ is identical to the definition above (10) if we replace $n_e \rightarrow n_b$ and $m_e \rightarrow \mu$. For a dirty superconductor γ is given by [21]

$$\gamma_d = \frac{\pi v D}{8 \hbar k_B T_c}, \quad (21)$$

where $D = v_{F_e}^2 \tau / 3$ is the diffusion coefficient, v_{F_e} is the electron Fermi velocity, and τ is the electronic mean free time due to the scattering by impurities.

The non-stationary processes are characterized by the parameter Γ . In systems with strong inelastic scattering, the microscopic theory gives

$$\Gamma = \frac{\pi \hbar v}{8 k_B T_c}. \quad (22)$$

Further progress towards the solution of the TDGL equations requires details of the set-up of the problem. However, we can proceed by noting that Eqs. (18) and (19) define characteristic relaxation times. Indeed, consider small time-dependent perturbations of the condensate of the type $\psi(t) = \psi_0 + \delta\psi(t)$. Introducing a relaxation time for the order parameter as $\delta\psi(t) \propto \exp(-t/\tau_\psi)$, to leading order in perturbation one finds from (18)

$$\tau_\psi = \frac{\Gamma}{|\alpha|} = \frac{\pi \hbar}{8 k_B T_c} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1}, \quad (23)$$

where the second relation follows after substituting Eq. (22) for Γ , which is valid in the limit of strong inelastic scattering. Next consider a time-dependent perturbation of the electromagnetic field $\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}_0 + \delta\mathbf{A}(t)$ in the equation for the current (19). Defining a relaxation time for the current according to $\delta\mathbf{A} \propto \exp(-t/\tau_j)$ we find

$$\tau_j = \frac{\sigma_n}{8 \gamma_d e^2 |\psi_0|^2} = \frac{7 \zeta(3) \hbar}{4 \pi^3 k_B T_c} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1}, \quad (24)$$

where $\sigma_n = 2De^2 v$ is the electrical conductivity of normal electrons in the dirty limit. In the second relation we used the expression (21) for γ_d , which is valid for dirty superconductors, as well as $|\psi_0|^2 = |\alpha|/\beta$.

Eq. (18) allows us to identify the form of the dissipative function of the system

$$W = 2\Gamma \left| \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar} \phi \psi \right|^2 + \sigma_n \left| \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \phi \right|^2, \quad (25)$$

where the first term describes the dissipation associated with the relaxation of the order parameter, whereas the second term stands for the Ohmic dissipation.

The rotation of the superconductor can be included in the TDGL equations, as in the stationary case, by renormalizing the electromagnetic potentials according to

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi - \frac{m_e \Omega^2 r^2}{2e}, \quad \mathbf{A}' \rightarrow \mathbf{A} + \frac{m_e c}{e} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]. \quad (26)$$

Thus, for example, for a uniformly rotating dirty superconductor Eqs. (18) and (19) will become

$$\begin{aligned} & \Gamma \left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar} \left(\phi - \frac{m_e \Omega^2 r^2}{2e} \right) \right] \psi = \\ & = -\alpha \psi - \beta |\psi|^2 \psi + \gamma_d \left\{ \hbar \nabla - \frac{2ie}{c} \left[\mathbf{A} + \frac{m_e c}{e} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] \right] \right\}^2 \psi, \\ & \mathbf{j}_d = 2i\gamma_d \hbar e (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) - \\ & - \frac{8\gamma_d e^2}{c} |\psi|^2 \left[\mathbf{A} + \frac{m_e c}{e} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] \right] - \sigma_n \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \phi - \frac{m_e \Omega^2}{e} \mathbf{r} \right). \end{aligned} \quad (27)$$

$$(28)$$

Several new terms appear in Eqs. (27) and (28) which explicitly demonstrate the effect of rotation. Notably, the non-stationary term ($\propto \Gamma$) now contains a shift due to the centrifugal potential. Furthermore, the term describing the Ohmic dissipation ($\propto \sigma_n$) contains now a shift due to the centrifugal force.

3.2. 2SC color superconductor. We now establish the TDGL equations for the 2SC color superconductor, by using the analogy to the ordinary dirty superconductors. Because a 2SC superconductor contains an admixture of blue quarks we anticipate that there will be some degree of inelastic scattering among the Cooper pairs and the unpaired blue quarks. Less important scattering is expected due to the electromagnetic interactions of the Cooper pairs with the electrons. Combined, these interaction will be the source of destruction of the coherence among the quark Cooper pairs [10]. The physical picture is analogous to the case where impurities act to destroy the coherence among the electronic Cooper pairs in dirty superconductors. The equation for the condensate wave-function is

$$-\Gamma \left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{iq}{\hbar} \phi_8 \right) d = \alpha d + \beta |d|^2 d - \gamma_d \left(\hbar \nabla + \frac{iq}{c} \mathbf{A}_x \right)^2 d, \quad (29)$$

where ϕ_8 is the scalar potential of the color-electric field of the eight gluon. Here the coefficients α and β have their stationary values given in Eq. (10), while for γ we adopt its expression in the dirty limit Eq. (21). Of course, the density of state and the diffusion coefficient in the latter equation should be taken those for the quark 2SC superconductor, i.e., $\nu = \mu p_F / \pi^2 \hbar^3$ and $D = v_F^2 \tau_q / 3$, where τ_q is the time-scale for the inelastic scattering of Cooper pairs with blue quarks and electrons. We expect that this time-scales should be roughly of the order of the momentum relaxation time-scale τ , of two counter-streaming quark matter beams [22]. The second TDGL equation for the net current is given by

$$\mathbf{j}_d = 2i\hbar\gamma_d q \left[d^* \nabla d - d \nabla d^* \right] - \frac{4\gamma_d q^2}{c} |d|^2 \mathbf{A}_x + \sigma_q \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \phi_8 \right), \quad (30)$$

where σ_q is the electrical conductivity of normal quark matter [22]. Our notation implies that one should use the expression (21) for γ applicable in the dirty limit. As has been pointed out in Ref. [23] the electric mixing angle θ_D in the 2SC phase vanishes. Consequently, while the vector potential experiences a rotation due to the non-vanishing magnetic mixing angle θ_M , see Eq. (4), the rotated electric scalar potential remains equal to ϕ_8 , i.e., the scalar potential of the eighth gluon. The relaxation time for the order parameter is obtained upon considering perturbations $d(t) = d_0 + \delta d(t)$, where $\delta d(t) \propto \exp(-t/\tau_d)$. The result is identical to Eq. (23), i.e., $\tau_d = \Gamma/|\alpha|$. Similarly, considering perturbations of the electromagnetic field, we obtain the relaxation time-scale for color-magnetic field as

$$\tau_j = \frac{\sigma_q}{4\gamma_d q^2 |d_0|^2}. \quad (31)$$

To account for uniform rotations of the 2SC condensate we modify, as in the case of electronic superconductors, the field potentials as

$$\phi_8 \rightarrow \phi'_8 = \phi_8 - \frac{\mu}{3q} \Omega^2 r^2, \quad \mathbf{A}_x \rightarrow \mathbf{A}'_x = \mathbf{A}_x + \frac{2\mu c}{3q} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]. \quad (32)$$

The net current is given by

$$\mathbf{j}_d = 2i\gamma_d \hbar q \left[d^* \nabla d - d \nabla d^* \right] - \frac{4q^2 \gamma_d}{c} |d|^2 \mathbf{A}'_x + \sigma_q \mathbf{E}', \quad (33)$$

where we have defined the short-hand notation

$$\mathbf{E}' \equiv \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_x}{\partial t} + \nabla \phi_8 - \frac{2\mu}{3q} \Omega^2 \mathbf{r}. \quad (34)$$

We now define stationary electromagnetic scalar potential ϕ_r , which is needed to compensate the potential due to the rotation

$$\phi_r = -\frac{\mu}{3q} \Omega^2 r^2. \quad (35)$$

The dissipative function, which corresponds to Eq. (29), is

$$W = 2\Gamma \left| \frac{\partial d}{\partial t} - \frac{iq}{\hbar} \phi'_8 d \right|^2 + \sigma_q \mathbf{E}'^2. \quad (36)$$

The first term in Eq. (36) describes the energy loss due to the relaxation of order parameter, while the second one is associated with Joule heating by normal currents. Upon writing the condensate order parameter in terms of its modulus and phase we rewrite the dissipative function in the form

$$W = 2\Gamma \left[\left(\frac{\partial |d|}{\partial t} \right)^2 + |d|^2 \left(\frac{\partial \chi}{\partial t} + \frac{q}{\hbar} \phi'_8 \right)^2 \right] + \sigma_q \mathbf{E}'^2, \quad (37)$$

which separates the contributions due to the relaxation of the magnitude and phase of the order parameter. Another interesting expression is obtained if we use the relations

$$\frac{iq}{\hbar} \left(d \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial d} - d^* \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial d^*} \right) = \text{div } \mathbf{j}_s, \quad -\text{div } \mathbf{j}_s = \text{div } \mathbf{j}_n = \sigma_q \text{div } \mathbf{E}', \quad (38)$$

where in the second relation we used the conservation of the net current. Writing again the condensate order parameter in terms of its modulus and phase and substituting \mathbf{E}' from Eq. (34) we obtain

$$2\Gamma_q \left(\frac{\partial \chi}{\partial t} - \frac{q}{\hbar} \phi'_8 \right) |d|^2 = \sigma_q \text{div} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_s}{\partial t} + \nabla \phi'_8 \right). \quad (39)$$

In the stationary limit $\partial \chi / \partial t = 0 = \partial \mathbf{A} / \partial t$ and we find a London-type equation for the electric potential

$$\phi'_8 + \lambda_E^2 \nabla^2 \phi'_8 = 0, \quad (40)$$

where we defined a new length

$$\lambda_E = \left(\frac{\hbar \sigma_q}{2\Gamma_q^2 |d_0|^2} \right)^{1/2}, \quad (41)$$

which can be interpreted as the penetration depth of the color-electric field into the 2SC phase.

4. Concluding remarks. To summarize, we have extended the stationary Ginzburg-Landau equations for the 2SC quark superconductors to the non-stationary regime. The resulting time-dependent GL equations are suitable for a range of problems related to the relaxations of the order parameter and color-magnetic fields for small perturbations from equilibrium. Some general expressions were derived without specifying details of the problem, such as the geometry or the initial conditions. These expressions include the time-scales of relaxation of the order parameter and color-magnetic field, the dissipative function of the system, as well as the penetration depth of the color-electric field in the quark superconductor. The obtained equations can be used in the modeling of the 2SC phase in massive compact stars [24], where this phase occupies a substantial volume of the star.

Acknowledgments. We are grateful to D.H.Rischke for discussions. Two of us (K.M.S. and A.D.S.) acknowledge the support through a collaborative research grant No. 85182 of the Volkswagen Foundation (Hannover, Germany). Two of us (K.M.S. and M.K.S.) acknowledge the support from State Committee on Science (Armenia) via Research Project No. 11-1c107.

¹ Physics Department, Yerevan State University, Armenia, e-mail: kshahabas@ysu.am

² Institute for Theoretical Physics, J.W.Goethe-University, D-60438 Frankfurt am Main, Germany, e-mail: sedrakian@th.physik.uni-frankfurt.de

ВРЕМЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ ДЛЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ДВУХ АРОМАТНЫХ ЦВЕТОВЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

К.М.ШАХАБАСЯН¹, М.К.ШАХАБАСЯН¹, А.Д.СЕДРАКЯН²

Мы обсуждаем временное обобщение стационарной теории Гинзбурга-Ландау для ароматной цветовой сверхпроводящей кварковой материи и её модификацию при наличии вращения. Получены общие выражения для времен релаксации параметра порядка и цветowych магнитных полей, а также для диссипативной функции, которая содержит вклады от релаксации параметра и омической диссипации. Мы также получили стационарное уравнение, которое описывает проникновение цветowego электрического поля в цветовой сверхпроводник.

Ключевые слова: *вращающиеся цветowe сверхпроводники:временные уравнения Гинзбурга-Ландау:2SC-фаза*

REFERENCES

1. *D.Baylin, A.Love*, Phys. Rep., **107**, 325, 1984.
2. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, Phys. Lett., **B422**, 247, 1998.
3. *R.Rapp, T.Schafer, E.V.Shuryak, M.Velkovsky*, Phys. Rev. Lett., **81**, 53, 1998.
4. *G.W.Carter, D.Diakonov*, Phys. Rev., **D60**, 016004, 1999.
5. *D.Blaschke, C.D.Roberts*, Nucl. Phys., **A642**, 197, 1998.
6. *D.Blaschke, D.M.Sedrakian*, nucl-th/0006038.
7. *K.Iida, G.Baym*, Phys. Rev., **D65**, 014022, 2002.
8. *I.Giannakis, H-c.Ren*, Phys. Rev., **D65**, 054017, 2002.
9. *I.Giannakis, H-c.Ren*, Nucl. Phys., **B669**, 462, 2003.
10. *M.Alford, A.Sedrakian*, J. Phys., **G37**, 075022, 2010.
11. *F.London*, Superfluids, v. I, Wiley, New York, 1950.
12. *R.A.Krikorian, D.M.Sedrakian*, Nuovo Cimento, **120B**, 217, 2005.
13. *M.Alford, J.Berges, K.Rajagopal*, Nucl. Phys., **B571**, 269, 2000.
14. *L.P.Gorkov*, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **36**, 1918, 1959.
15. *D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan*, Dokl. Akad. Nauk Arm. SSR, **70**, 28, 1980.
16. *B.I.Verkin, I.O.Kulik*, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **61**, 2067, 1971.
17. *D.M.Sedrakian, G.S.Mkrtychyan, K.M.Shahabasyan*, Izvestia Akad. Nauk Arm. SSR, Fiz., **11**, 385, 1976.
18. *L.P.Gorkov, G.M.Eliashberg*, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **54**, 612, 1968.

19. *L.P.Gorkov, N.B.Kopnin*, *Usp. Fiz. Nauk*, **116**, 413, 1975.
20. *N.B.Kopnin*, *Vortices in Type II Superconductors*, p.I, Landau Inst. Theor. Phys., Moscow, 1995-1996.
21. *D.Saint-James, G.Sarma, E.J.Thomas*, *Type II Superconductivity*, Pergamon, London, 1969.
22. *H.Heiselberg, C.J.Pethick*, *Phys. Rev.*, **D48**, 2916, 1993.
23. *A.Schmitt, Q.Wung, D.H.Rischke*, *Phys. Rev.*, **D69**, 094017, 2004.
24. *L.Bonano, A.Sedrakian*, *Astron. Astrophys.*, **539**, A16, 2012.

NOTES

FBS 0137+400: A N-TYPE SEMIREGULAR
VARIABLE CARBON STAR

1. *Introduction.* The N-type carbon (C) star FBS 0137+400 was found on the low-resolution (lr) spectroscopic plates of the First Byurakan Spectral Sky Survey - FBS [1], digitized and explored using virtual observatory tools [2]. 2MASS and USNO-A2.0 catalogue photometric data, also optical spectrum in the range $\lambda 4800-6800\text{\AA}$ and IRAS Low-Resolution Spectra (LRS) ($7-23\ \mu\text{m}$) have been presented in previous paper [3] devoted to FBS 0137+400. It can be assumed, that this object belongs to N5-N6 - subclass of C stars, comparing the spectral energy distribution (SED) [3] to the "Moderate-Resolution Spectral Atlas of Carbon Stars" by Barnbaum et al. [4]. Absolute bolometric magnitude (M_{bol}), mass-loss rate and distance to FBS 0137+400 is estimated, assuming that this object belongs to the group of Long-Period Mira-type Variables (LPV) [3]. The star show large near-infrared (IR) colour index ($2MASS\ J - K_s = 3^m.34$), which is one of the characteristic features of Mirids, surrounded by gas-dust envelopes [5,6].

In the present paper we have revised important characteristics, considering the "Northern Sky Variability Survey - NSVS" [7], also variability type of FBS 0137+400 is established, based on the automatic classification in the NSVS.

2. *Variability.* In order to study variability of FBS 0137+400 the NSVS database was used (<http://skydot.lanl.gov/nsvs/nsvs.php>). This survey is based on the "ROTSE-1" experiment and provides light curves for sources with V-band magnitude of 8 to ~ 15.5 , with one year baseline. In survey NSVS, the monitoring of FBS 0137+400 has number 3839161 identification.

Fig.1 show phase-dependence NSVS light curve for FBS 0137+400. Moreover, in catalogue "Red Variables in the NSVS" by Williams et al. (2004) (<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=J/AJ/128/2965>) the star is classified as a Semi-Regular (SR) variable with 329 days period.

In Table 1 the data of automatic classification from the catalogue by Williams et al. (2004) for FBS 0137+400 is presented.

NSVS DATA FOR FBS 0137+400

Star	NSVS Number	$R(\text{ROTSE-mag})$	P (days)	Ampl (mag)	Var. type
FBS 0137+400	0140205+401518	11.465	329	1.265	SR

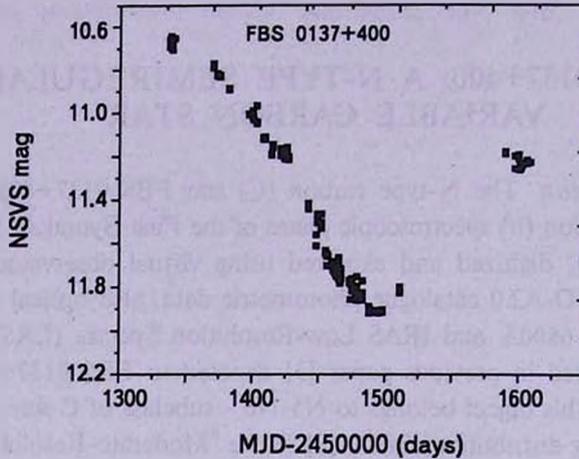


Fig.1. Phase dependence NSVS light curve for FBS 0137+400. X-axis presents the period in Julian Data and Y-axis presents the NSVS magnitude.

3. *Absolute Magnitude And Distance Re-Estimations.* To estimate absolute K -band magnitude, we used Period-Luminosity relation:

$$M(K) = -1.34 \times \log P - 4.5 \quad (1)$$

presented by Knapp et al. [8] for SR variables. This relation was obtained on the base of analyze the K -band luminosities, using parallaxes, measured by the Hipparcos mission. Also, to estimate absolute K -band magnitude, we have used relations, obtained by Mauron [9] for cool C stars in the Galactic Halo and by Sloan et al. [10], for C stars in Magellanic Clouds. In both relations [9,10], the 2MASS $(J-K)_0$ de-reddened colour are used (for FBS 0137+400 $(J-K)_0 = 3.319$, and was estimated considering the extinction map of Schlegel et al. [11], and adopting absorption in K -band $A_K = 0.02$ mag in direction to the star, online at

Table 2

K-BAND ABSOLUTE MAGNITUDE ESTIMATIONS

Method of Estimation	$M(K)$ mag	D (kpc)
Period-Luminosity [8]	-7.85	5.15
Mauron [9]	-7.55	4.57
Sloan et al. [10]	-7.80	4.80

- <http://ned.ipac.caltech.edu/forms/calculator.html>).

In Table 2 the K -band absolute magnitudes and distances is presented, based on relations described above, for FBS 0137+400.

It can be assumed, that FBS 0137+400 is located approximately on distance ~ 5 kpc from the Sun and $Z = -1.8$ kpc hight from the Galactic plane.

4. *Summary.* The N-type carbon star FBS 0137+400 with very large infra-red colour index, is a Semiregular variable, approximately on distance ~ 5 kpc from the Sun and $Z = -1.8$ kpc hight from the Galactic plane. The phase dependence NSVS light curve is presented.

Acknowledgements. K.S.G. thanks to the European Community Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013, under Grant Agreement No 228319).

FBS 0137+400: Полуправильная переменная углеродная звезда класса N. Углеродная звезда FBS 0137+400 с большим инфракрасным показателем цвета, является полуправильной переменной звездой класса N, на расстоянии приблизительно 5 кпк от Солнца и с $Z = -1.8$ кпк высотой от плоскости Галактики. Приводится кривая изменения блеска из базы данных NSVS.

Ключевые слова: *Полуправильные переменные: FBS 0137+400*

23 January 2013

¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am
e-mail: gayane_ast@yahoo.com

K.S.Gigoyan
К.С.Гигоян
G.Kostandyan
Г.Костандян
A.Sarkissian
А.Саркиссиан

² Universite de Versailles Saint-Quentin,
CNRS/INSU, LATMOS-IPSL,
France, e-mail: alain.sarkissian@latmos.ipsl.fr

D.Russeil
Д.Руссей

³ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille,
CNRS-AMU, France, e-mail: Delphine.Russeil@oamp.fr

REFERENCES

1. H.V.Abrahamyan, K.S.Gigoyan, *Astrofizika*, 31, 601, 1989.
2. K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.M.Mickaelian, A.Sarkissian, M.Avtandilyan, *Astron. Astrophys.*, 544, A95, 2012.
3. K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, N.Mauron et al., *Astrofizika*, 47, 355, 2004.
4. C.Barnbaum, R.P.S.Stone, P.C.Keenan, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 105, 419, 1996.
5. Z.K.Alksne, A.K.Alksnis, U.K.Dzervitis, "Properties Of Galactic Carbon

- Stars". Orbit Book Company, Malabar, FL. 1991.
6. *J.T. van Loon*, "Mass Loss and Evolution of Asymptotic Giant Branch Stars in the Magellanic Clouds", Sterrenkundig Instituut "Anton Pannekoek", Universitat van Amsterdam, 1999.
 7. *P.R.Wozniak, W.T.Vestrand, C.W.Akerlof et. al.*, *Astron. J.*, **127**, 2436, 2004.
 8. *G.R.Knapp, D.Pourbaix, I.Platais, A.Jorissen*, *Astron. Astrophys.*, **403**, 993, 2003.
 9. *N.Mauron*, *Astron. Astrophys.*, **482**, 151, 2008.
 10. *G.C.Sloan, K.E.Kraemer, P.R.Wood et al.*, *Astrophys. J.*, **686**, 1056, 2008.
 11. *D.J.Schlegel, D.S.Finkeiner, M.Davis*, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.

ОБЗОРЫ

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЗВЕЗДНЫХ НАСЕЛЕНИЙ В ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЯХ

А.Н. ГЕРАЩЕНКО

Поступила 15 января 2013

Принята к печати 1 марта 2013

Постоянно возрастающее количество фотометрических и спектральных наблюдений последнего десятилетия, свидетельствующее о том, что многие шаровые скопления имеют различные звездные населения, серьезно изменило взгляд на шаровые скопления как на звездные системы, состоящие из одиночных звезд одного возраста и химического состава. Эти множественные населения проявляют себя через расщепление (расширение) эволюционных последовательностей на диаграмме цвет - звездная величина и неоднородности в содержании химических элементов. В этом обзоре представлены фотометрические доказательства множественности звездных населений в шаровых скоплениях, суммированы некоторые характеристики этих населений, которые могут быть выведены из фотометрических наблюдений.

Ключевые слова: звездные системы:шаровые скопления:диаграммы
цвет-величина

1. *Введение.* Шаровые скопления (ШС), очень старые звездные системы, занимают важное место в развитии наших представлений о структуре и эволюции звезд малой массы. Так как в них можно проследить почти все фазы жизни звезды, шаровые скопления использовались в качестве идеальных естественных лабораторий для проверки звездных моделей, при этом составляющие их звезды рассматривались как одновременно образовавшиеся и химически однородные, массы которых распределены в соответствии с начальной функцией масс (гипотеза простого звездного населения). Эта гипотеза была тем инструментом, который широко использовался в теориях звездной и галактической эволюции. Благодаря этому взгляду ШС, и вообще звездные скопления, в течение десятилетий использовались для испытания и калибровки синтетических моделей звездных населений, в качестве некоторого стандарта при изучении галактик, как на малых, так и на больших красных смещениях.

Большинство диаграмм цвет-величина шаровых скоплений (CMD - Color-Magnitude Diagram), полученных в XX в. в *BV*-фотометрической

системе, как и ряд диаграмм, полученных в XXI в., а также изучение содержания железа и α -элементов в звездах шаровых скоплений* не противоречит этой гипотезе. На первый взгляд CMD ШС может быть представлена изохроной. В качестве примера, подтверждающего эту гипотезу, на рис.1 приведена CMD ШС NGC 6397, на которую обычно в таких случаях ссылаются. На ней видна чрезвычайно узкая Главная последова-

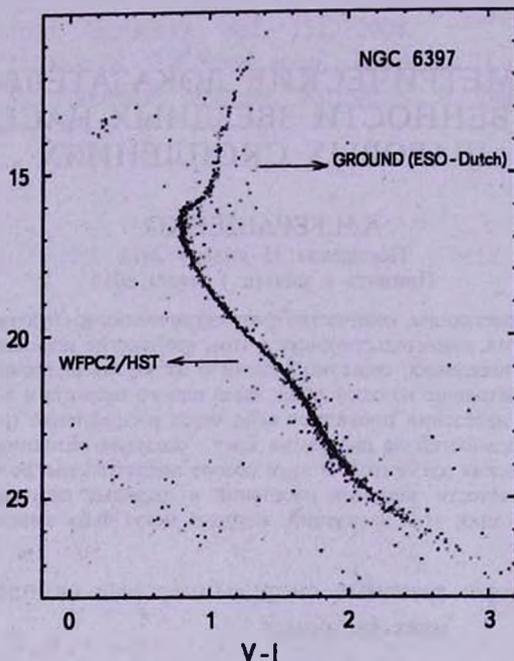


Рис.1. ШС NGC 6397. CMD V vs $(V-I)$, очищенная от звезд фона по критерию собственного движения [1].

тельность (ГП), свидетельствующая об отсутствии какого бы то ни было ее расширения. Это - составная диаграмма, при ее построении для ярких величин использовались наземные наблюдения на 0.9-м голландском телескопе ESO [1], а в области слабых величин звезд она получена на основе наблюдений на космическом телескопе им. Хаббла (КТХ) [2].

С 70-х годов прошлого века стали появляться отдельные наблюдательные факты, труднообъяснимые в рамках существующих моделей. Во-первых, во многих скоплениях обнаружилось химические неоднородности в содержании легких элементов C, N, O, Na, Mg и Al, (см. обзоры [3,4]). Обнаруженные изменения от звезды к звезде в скоплении, связанные корреляцией и анти-корреляцией в содержании отдельных легких хими-

* Имеется в виду отсутствие доказательств изменения от звезды к звезде внутри данного скопления (кроме скоплений ω Cep, M 22, Terzan 5, и M 54) содержания железа и α -элементов, превосходящего ошибку определения [7].

ческих элементов, являются особенностью звезд ШС. Звезды поля нашей и других галактик одинаковой металличности и звезды рассеянных скоплений показывают изменения в содержании С и N, связанные с обычной эволюцией звезд малой массы [5]. Эти вариации - изначальные, т.е. они уже существовали в момент образования звезды, так как наблюдаются во всех стадиях эволюции звезд ШС [6]. Действительно, эти изменения наблюдаются и в звездах ГП. Однако температуры в недрах этих мало массивных звезд не достигают тех значений, которые необходимы для протекания ядерных реакций, приводящих к наблюдаемым соотношениям между элементами. Поэтому общепринятое в настоящее время объяснение неоднородностей в содержании легких элементов в звездах ШС подразумевает внешнее их происхождение. Очень вероятно - это результат загрязнения газа внутри скопления, из которого образовалась часть его звезд, наблюдаемых в настоящее время [6], продуктами высокотемпературного горения водорода в CNO - цикле и NeNa, MgAl - цепочках [8-11].

Такое объяснение означает, что более чем одно поколение звезд образовалось в ШС. Очень вероятно, что это нормальная последовательность событий, ведущих к образованию ШС, так как вариации содержания легких элементов наблюдаются в каждом изученном скоплении. Более того, эти корреляции, согласно Каррете и др. [12], являются основным отличительным признаком истинного ШС.

На основании этих корреляций звезды ШС можно разделить на три семейства: первичное население или первое поколение (P) с такой же распространенностью химических элементов, как у звезд поля, и два вторых поколения - вторичное промежуточное (I) - с низким содержанием кислорода (O) и высоким содержанием натрия (Na); и вторичное предельное (E) население с очень большим дефицитом O ($[O/Fe] < -0.4$) [13].

Однако класс звезд, играющих роль в этом раннем загрязнении, окончательно еще не установлен. В качестве кандидатов в таковые наиболее вероятными считаются:

- i) массивные ($M > 10 M_{\odot}$) вращающиеся звезды [14],
- ii) звезды асимптотической ветви гигантов (АВГ) промежуточной массы [15-17].

Другой наблюдательный факт, который трудно объяснить в рамках гипотезы "простого звездного населения", связан с горизонтальной ветвью (ГВ). С 60-х годов известно, что ГВ некоторых ШС пекулярны в том смысле, что некоторый дополнительный параметр (или параметры), кроме основного - металличности, влияет на их морфологию. Эта проблема, известная как проблема второго параметра, оставалась "головной болью" исследователей в течение многих десятилетий и еще не решена полностью. Разные механизмы и многие параметры были предложены для ее решения, но ни один из них

не объясняет всю совокупность наблюдательных данных.

Заманчиво связать проблему второго параметра с неоднородностью содержания химических элементов в звездах ШС, что в свою очередь связано с наличием в них нескольких поколений звезд. Так как высокое содержание натрия (Na) и низкое содержание кислорода (O) - признак вещества, в котором горение водорода происходило при высокой температуре (T), эти особенности должны сопровождаться увеличенным содержанием гелия. В большинстве случаев ожидается [18] небольшой избыток гелия до $\Delta Y \sim 0.04$ (т.е. $Y = 0.28$, принимая изначальное содержание гелия $Y = 0.24$, соответствующее Big Bang, Y - массовая доля гелия). Хотя это изменение должно мало влиять на цвета и величины звезд ветви красных гигантов (ВКГ), большое влияние ожидается на цвета звезд ГВ. Так как обогащенные гелием звезды менее массивные, звезды ВКГ с избыточным содержанием гелия (He) и Na и бедные O эволюционируют на голубую часть ГВ, хотя "нормальные" звезды (бедные He и Na, и богатые O) оказываются в пределах полосы нестабильности или краснее ее.

Таким образом, имеющиеся спектроскопические данные позволяют предположить, что в ШС существует несколько звездных поколений, второе поколение которых образовалось из вещества, являющегося продуктом эволюции первого.

Существуют ли прямые наблюдательные доказательства присутствия нескольких популяций звезд в ШС? Технические открытия последних десятилетий сделали возможной высокоточную фотометрию глубоких изображений, полученных на КТХ, что позволило положительно ответить на этот вопрос. Это в свою очередь возродило интерес к исследованию ШС и значительно их активизировало. Данный обзор посвящен рассмотрению CMD скоплений, в которых наблюдаются различные фотометрические проявления наличия в них не одной популяции звезд.

2. Первое открытие - шаровое скопление ω Cen (NGC 5139).
Первое фотометрическое доказательство присутствия в ШС более чем одного поколения звезд через расщепление ГП было опубликовано в 2004г. [19]. Авторы этой публикации обнаружили на CMD самого массивного и яркого ШС Млечного Пути ω Cen, звезды которого распределены в широком интервале металличностей ($[Fe/H] = -0.5 + -1.7$), что ГП расщеплена на протяжении нескольких звездных величин на две четко разделенные ветви. На самом деле, это явление было обнаружено Андерсоном и описано в его диссертации 1998г. [20], но этот результат не был опубликован, так как был основан только на одном внешнем поле и был столь неожиданным, что автор решил для надежности подождать получения большего количества фотометрических данных. В настоящее время известно, что две ветви ГП (кГП - красная и гГП - голубая)

наблюдаются по всему скоплению, хотя отношение числа звезд на этих ветвях ГП (N_2/N_k) уменьшается от ядра скопления к оболочке [21,22]. Кроме того обнаружена и третья, еще более красная, ветвь ГП-а, включающая малую часть звезд ГП и, возможно, связанная с наиболее

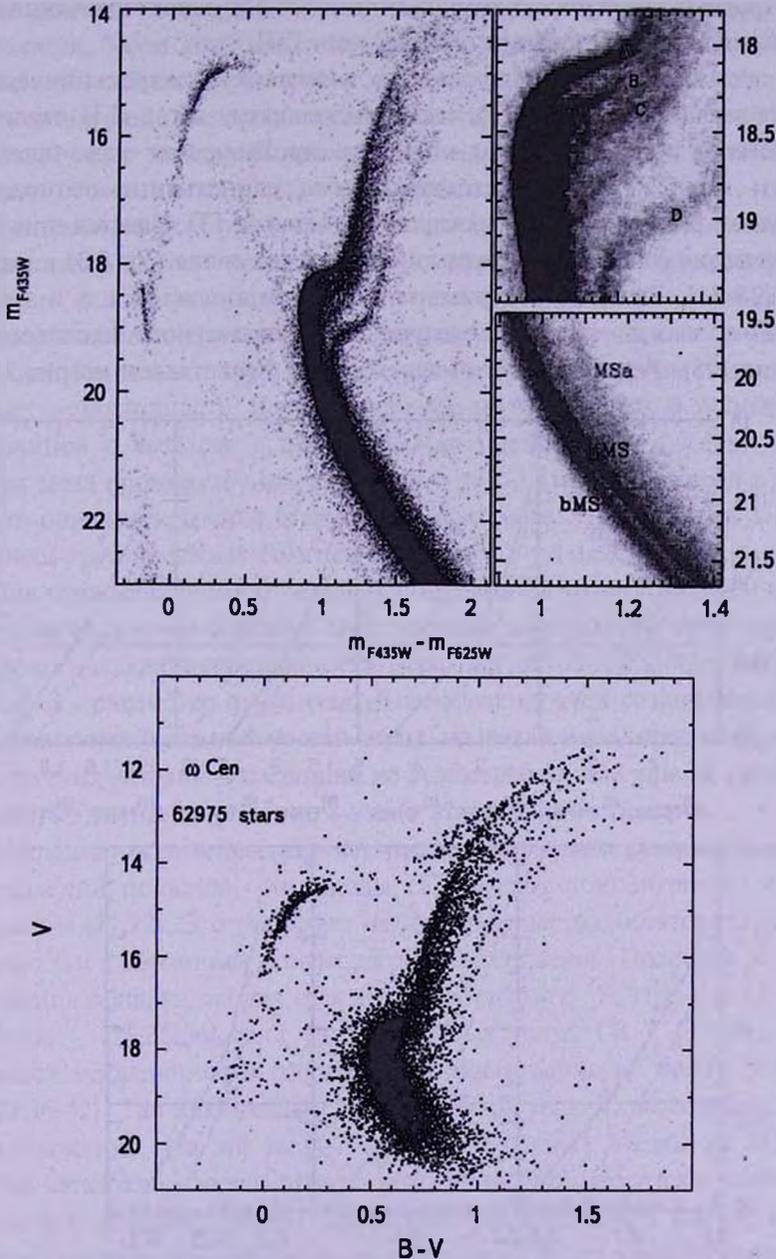


Рис.2. ШС ω Cen. CMD m_{F435W} vs. $(m_{F435W} - m_{F625W})$ (КТХ). Верхняя панель, слева - общий вид диаграммы от ГП до верхушки ВКГ; справа, верх - расщепление ВСГ; справа, низ - расщепление ГП [25]. Нижняя панель - расщепление ВКГ [26] на CMD V vs $(B - V)$ (VLT, ESO).

богатыми металлами ветвями красных гигантов (ВКГ-а, [23]) и субгигантов (ВСГ-D, [24]). Согласно последним данным CMD ω Сеп еще более сложная (рис.2). Тройная ГП переходит в сильно разветвленную ветвь субгигантов (ВСГ) с 4-5 отдельными компонентами [24,25], которая затем переходит в ветвь красных гигантов с 5 компонентами [26,27], характеризующимися различными металличностями и возрастами [24].

Но самым неожиданным оказался результат спектроскопического изучения звезд скопления [28], согласно которому ветвь гГП оказалась более богатой металлами, чем кГП. Это противоречит каноническим звездным моделям, и в настоящее время единственно возможным объяснением различия цветов между двумя ветвями ГП является принятие предположения о необычно высоком содержании гелия ($Y > 0.3$) в звездах гГП [19,28-31]. Высокое содержание гелия предполагается и в звездах ветви ГП-а, вывод, который следует из многоцветного исследования скопления [25]. Результат этого исследования представлен на рис.3, где

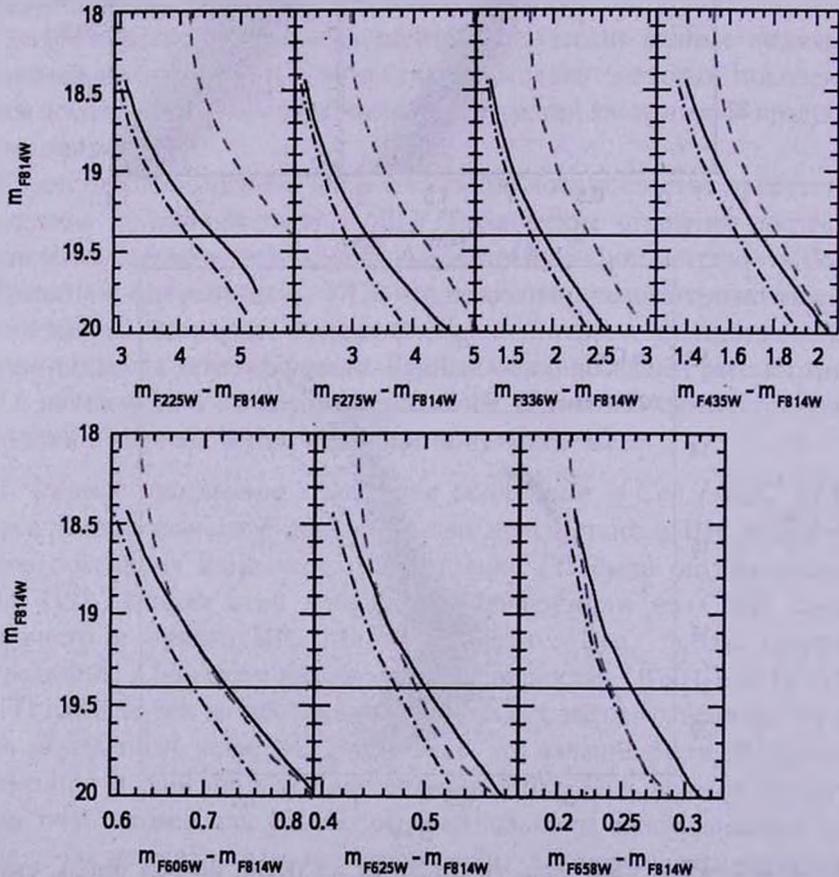


Рис.3. ШС ω Сеп. Каждый из 3-х компонент ГП представлен своей RL (●—● гГП, — кГП, - - ГПа) на CMD, полученных для различных цветовых баз [25].

вместо отдельных точек на CMD с различными цветовыми базами проведены RL ГП (ridge line ГП - определение этой линии см. [32]). Ветви гГП и ГП-а на многих CMD почти параллельны; но на CMD, начиная с цвета ($m_{F606W} - m_{F814W}$), более богатая металлами ветвь ГП-а сначала пересекает менее богатую металлами ветвь кГП, а затем в цвете ($m_{F657W} - m_{F814W}$) становится более голубой, чем кГП. Хотя источник такого большого раннего обогащения гелием этих звезд скопления не совсем ясен, авторы [28] считают вполне возможным, что таковым является, в основном, звездный ветер звезд АВГ промежуточных масс ($\sim 3-8 M_{\odot}$) с небольшим процентом массивных быстро вращающихся звезд [33,34].

Учитывая, что субгиганты предоставляют уникальную возможность для отождествления звездных поколений скопления, и, комбинируя фотометрические и спектроскопические исследования субгигантов скопления с результатами эволюционного моделирования, Вилланова с соавторами [24] выделили 4 отдельные группы населения звезд с характерным соотношением возраст-металличность. В них вошли две группы старых и молодых звезд с разницей в возрасте в 3-4 Гут бедных металлами (-1.7 dex), молодая группа звезд промежуточной металличности (-1.4 dex) с разницей в возрасте (по отношению к группе старых и бедных металлами звезд) в 1-2 Гут и, наконец, группа старых богатых металлами (-1.1 dex) звезд.

Для отождествления отдельных популяций с их положением на CMD необходимо удовлетворения трех условий для каждой популяции: 1 - морфологическая непрерывность перехода от одной ветви на CMD к другой; 2 - равенство относительных населенностей различных ветвей; 3 - соответствие металличностей звезд на различных ветвях. Однако ни одно из этих условий в ω Cen или не выполняется, или еще не исследовано полностью, и на современном этапе эта задача не решена.

Исследование пространственного распределения звезд различных населений в скоплении показало, что звезды гГП имеют концентрацию к центру скопления [21,22]. Это указывает на то, что вещество, богатое гелием, было собрано там в некоторый момент эволюции скопления. Подобная радиальная сегрегация обнаружена для всех звезд скопления с $[Fe/H] \geq -1.2$ (для звезд-гигантов - [26,35,36], для самых голубых звезд ГВ - [37,38]). Звезды меньшей металличности распределены равномерно по всему скоплению [22,23,36-42]. Так как звезды гГП обогащены гелием, естественно сделать предположение, что это звезды второго поколения, звезды же кГП более бедные металлами - звезды первого поколения. Это находится в качественном согласии с моделями [43-44]. Достаточно интересно, что третий, наиболее богатый металлами компонент, является также более концентрированным, чем компонент промежуточной металличности. Также следует указать, что гГП компонент имеет более широкое цветовое распределение, чем кГП. Этот

факт может отражать, по крайней мере, частично, большую дисперсию содержания железа [45] и/или других химических элементов, включая гелий.

3. *Шаровое скопление M 54 (NGC 6715)*. M 54 - очень яркое и бедное металлами скопление, расположенное точно в фотометрическом центре и на расстоянии карликовой сфероидальной галактики в Sagittarius (Sgr dSph), в настоящее время разрушенной и захваченной нашей Галактикой. Поэтому непосредственно после обнаружения галактики возникла дискуссия о том, может ли быть M 54 ее действительным ядром [46-49], вокруг которого позднее происходило звездообразование. Но на

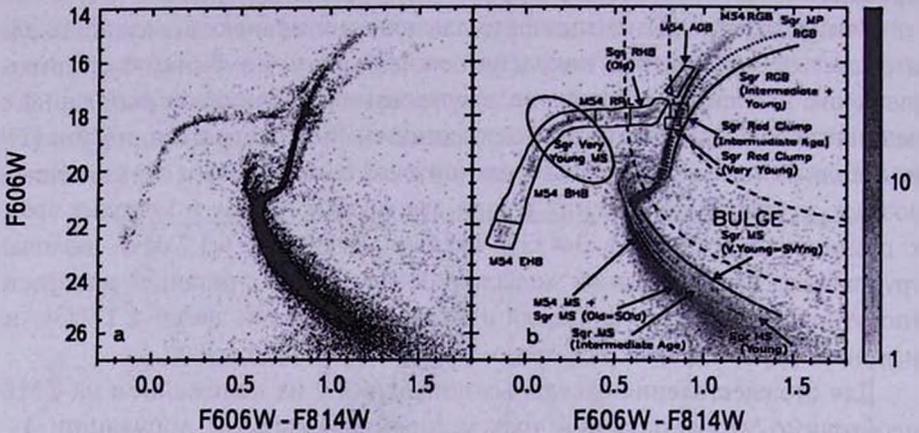


Рис.4. а) Общий вид CMD M54 + Sgr dSph; на б) различные участки эволюционных последовательностей схематически отождествлены с различными популяциями звезд в поле M54 + Sgr dSph. [51].

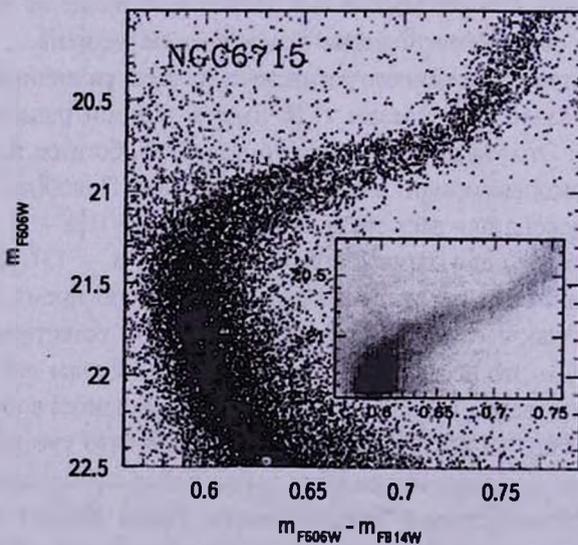


Рис.5. Раздвоение ВСГ на CMD ШС M54 (NGC 6715) [57]. На вставке - Хесс-диаграмма.

основании изучения большого фотометрического материала было показано [50], что Sgr dSph действительно имеет ядро (Sgr, N), состоящее из богатых металлами звезд, и оно существует независимо от скопления M 54. Последнее было затянuto в центр Sgr dSph приливным трением. Таким образом, M 54 одновременно истинное экстрагалактическое ШС и второе наиболее массивное (после ω Cen) ШС Млечного Пути.

Фотометрическое (рис.4) и спектроскопическое изучение поля M 54 дает информацию и о самом скоплении и о галактике Sgr. Скопление M 54 представлено старыми (14+15Gyr) и бедными металлами ($[Fe/H] = -1.5 + -1.8$ dex)

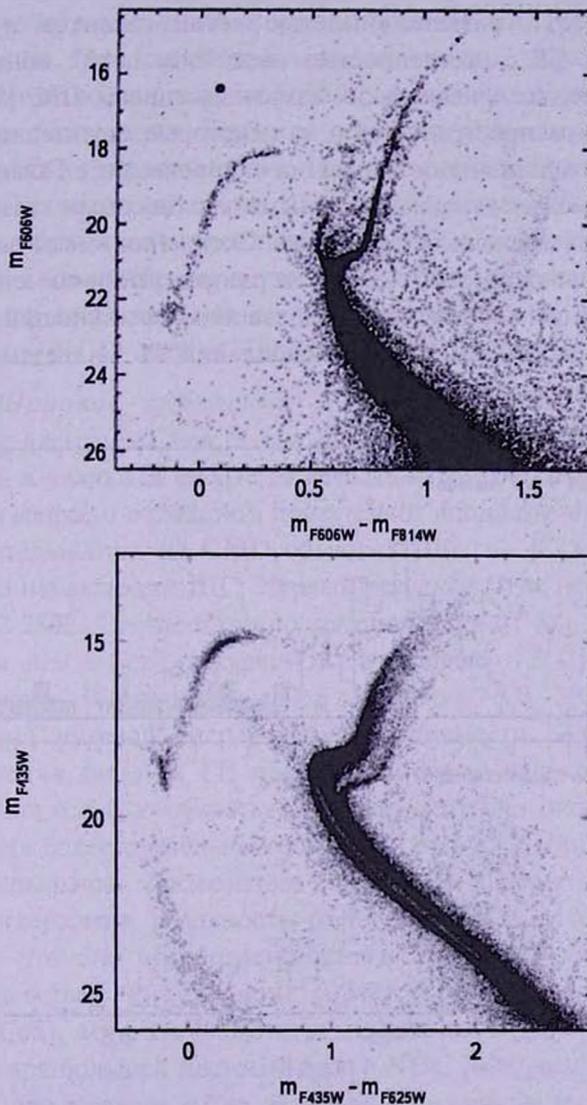


Рис.6. Сравнение CMD ШС M54 + Sgr dSph m_{F606W} vs. $(m_{F606W} - m_{FB14W})$ (верхняя панель) и ω Cen m_{F435W} vs. $(m_{F435W} - m_{F625W})$ (нижняя панель) [57].

звездами [49,52]. Sgr, N представлено звездным населением богатым металлами ($[Fe/H] = -0.4 + -0.7$ dex) промежуточного возраста ($5 \div 8$ Gyr) [48,49,53]. Сама галактика - старыми (10-11 Gyr) и бедными металлами ($[Fe/H] = -1.3$ dex) звездами [49]. Возможно, существует еще одна популяция очень молодых и богатых металлами звезд (2.5 Gyr, -0.4 dex [48,49]), включающая также звезды с солнечным составом [54-56]. Наличия двух поколений звезд в самом скоплении обнаружено совсем недавно из раздвоения ВСГ (рис.5) на CMD скопления [57].

Интересно сравнить CMD M54 и ω Cen (рис.6). Диаграммы обоих скоплений предельно сложны. Они схожи друг с другом множественностью точек поворота ГП, разветвленностью ветви гигантов и большой протяженностью ГВ с населенностью звезд "blue hook", обнаруженных первоначально только в нескольких самых массивных ШС [58]. Кроме того, их сходство распространяется и на некоторые характеристики. Они являются самыми массивными шаровыми скоплениями в Галактике, и по массе находятся между ультракомпактными карликовыми галактиками и ШС, ближе к мало массивным галактикам. Скопления имеют внутреннюю дисперсию металличности (рис.7, [59]). В их распределении по металличности наблюдается длинный хвост в сторону больших металличностей, вплоть до солнечных, если включены в случае скопления M 54 звезды Sgr, N, в случае ω Cen - звезды RGB-а.

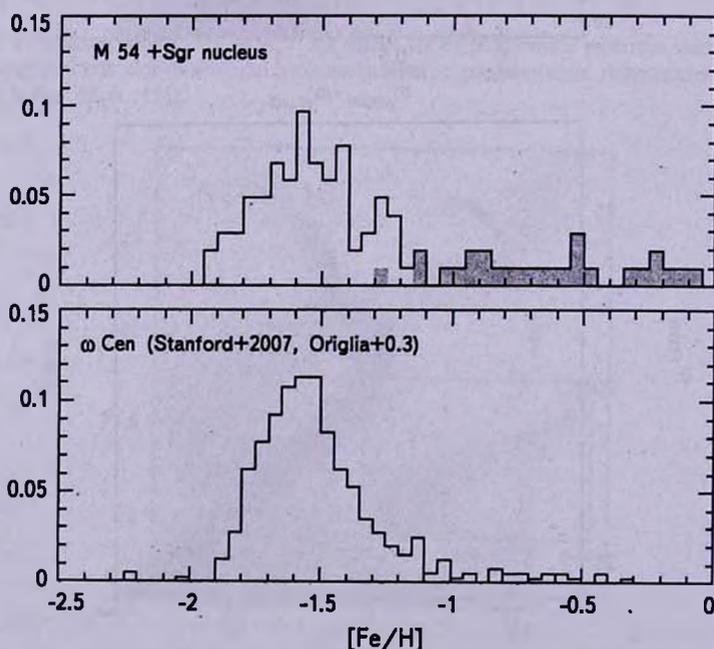


Рис.7. Распределение металличностей ШС M54 + Sgr dSph (верхняя панель) и ω Cen (нижняя панель) [59].

Эти аналогии позволяют предположить, что ω Cen и M54 - родственные объекты. В частности Беллазини и др. [60] считают, что в результате полного распада галактики в Sagittarius образуется долгоживущий компактный остаток, состоящий из основной массы бедных металлами звезд (собственно скопление M54) и меньшего количества богатых металлами звезд из оригинального ядра Sgr, N. Этот сценарий очень напоминает теперешнее состояние ω Cen, позволяющий предположить, что эти два скопления образовались аналогично, но наблюдаются в различных стадиях динамической эволюции.

4. *Другие массивные шаровые скопления.* Наличие нескольких населений в двух рассмотренных массивных шаровых скоплениях наталкивает на мысль, что, возможно, это явление свойственно наиболее массивным скоплениям. Глубокие потенциальные ямы таких скоплений способствуют удержанию в них газа звездного низкоскоростного ветра звезд АВГ первого поколения, из которого, спустя $10^8 - 10^9$ лет после их рождения, образуется второе поколение [15]. Среди массивных шаровых скоплений Галактики, кроме уже рассмотренных, есть еще 5 скоплений, массы которых составляют от половины до трети массы ω Cen. Это скопления - NGC 2808, 47Tuc, NGC 2419 и NGC 6388, NGC 6441.

4.1. *Шаровое скопление NGC 2808.* Итак, мы рассмотрели необычные диаграммы двух самых массивных объектов Галактики, которые, возможно, и являются не ШС, а остатками карликовых галактик. Чтобы прояснить вопрос о возможном присутствии множественных эволюционных последовательностей на CMD обычных ШС, на КТХ была поставлена программа наблюдений ШС. Первый результат этих наблюдений касался ШС NGC 2808. Это достаточно массивное ($\sim 10^6 M_{\odot}$, в 2.5 раза менее массивное, чем ω Cen), пекулярное в отношении ГВ ШС промежуточной металличности. В отличие от ω Cen скопление NGC 2808 характеризуется практически нулевой дисперсией металличности. Изучение цветового распределения звезд на ГП показало, что оно негауссово и аномально расширено в голубую область, которая охватывает около 20% звезд [61]. В результате более тщательной обработки [62] КТХ изображений с учетом дифференциального межзвездного поглощения и членства звезд скоплению была подтверждена реальность расширения ГП в голубую область и показано, что оно обусловлено присутствием, по крайней мере, трех отдельных ветвей. Рис.8 демонстрирует сложный характер ГП (как и в случае ω Cen), хотя эта сложность другого характера.

Благодаря большей цветовой базе в NGC 2808 расщепление ГП более очевидно, чем в случае ω Cen. В случае ω Cen две менее населенные ветви располагаются по обе стороны от основной ветви ГП. На CMD скопления NGC 2808 нет ветвей, расположенных с красной стороны от основной

ветви, вместо этого наблюдаются 2 ветви с голубой стороны. С красной стороны от основной ветви наблюдается россыпь звезд, которые могут быть и, скорее всего, являются двойными звездами. Звезды, принадлежащие голубой ветви ГП появляются почти сразу после ТП (точка поворота), хотя средняя ветвь становится заметной только при $m_{F814W} > 20^m$. Все три ветви сливаются в одну около ТП, и ширина ГП в этой области и всей

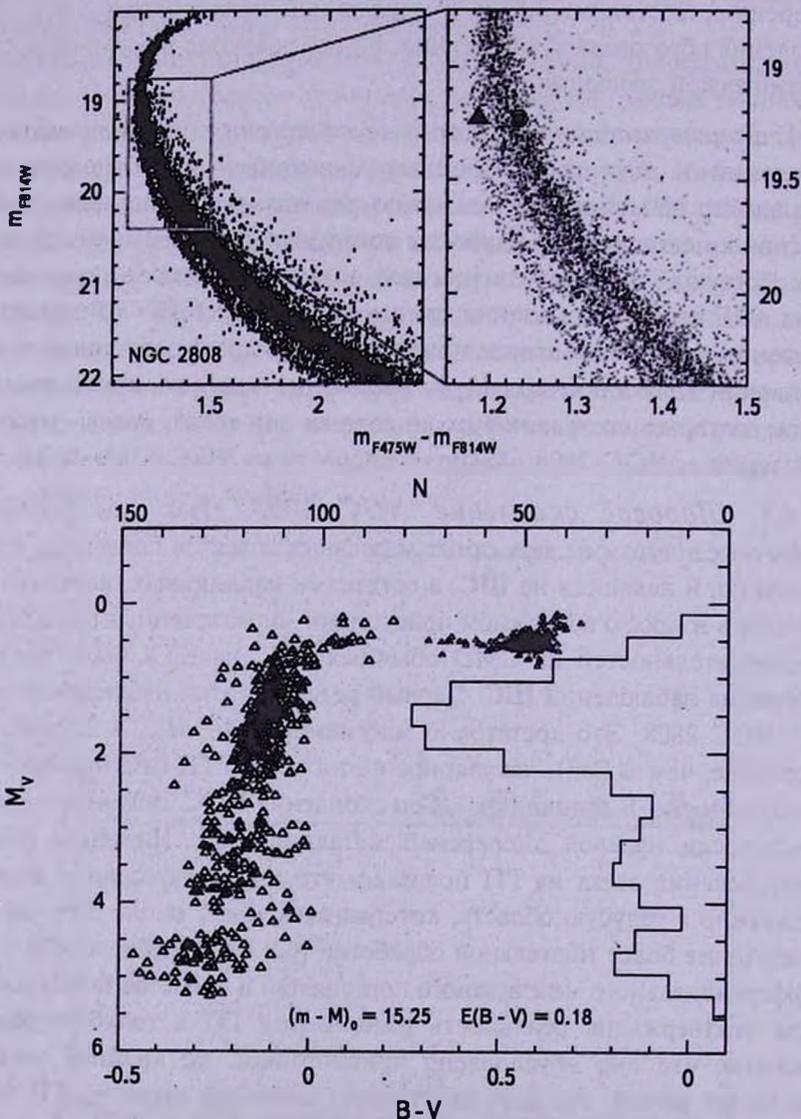


Рис.8. ШС NGC 2808. Верхняя панель, слева - область ГП на CMD m_{F814W} vs. $(m_{F475W} - m_{F814W})$ [62]; справа - увеличенный участок ГП, выделенный прямоугольником на рис. слева. Кругом и треугольником отмечены две звезды ГП, для которых определены содержание C, N и Na [68]. Нижняя панель - область ГВ на CMD V vs. $(B - V)$ (нижняя шкала); гистограмма звезд ГВ в функции M_V (верхняя шкала) [65].

ветви субгигантов оказывается в пределах определяемой ошибками фотометрии. Морфология ВСГ NGC 2808 значительно отличается от таковой ω Cep, где ее множественные ветви имеют вертикальную протяженность более 1^m . Все эти особенности важны, ибо означают, что история звездообразования в них существенно отличается.

Распределение звезд вдоль каждой из трех ветвей ГП таково: $13 \pm 5\%$ звезд принадлежит голубой ветви, $15 \pm 5\%$ - средней и $63 \pm 5\%$ - красной ветви ГП. Оставшиеся 9% звезд являются двойными или не удаленными из анализа звездами фона. Заметим, что все три ветви ГП наблюдаются по всему исследуемому полю скопления.

Значительное расширение ВКГ обнаружено впервые при наблюдении на наземном 1-м телескопе СТЮ в среднеполосной *uvby* фотометрической системе Стремгрена, дополненной узкополосным Ca фильтром, ориентированным на линии H и K ионизированного кальция (Ca II). В индексе $hk [= (Ca - b) - (b - y)]$ наблюдалось, как минимум, 2 дискретных компонента ВКГ [63]. При спектроскопическом изучении звезд ВКГ было установлено наличие анти-корреляции в широких пределах между содержанием элементов Na и O [64]. В зависимости от содержания кислорода звезды-гиганты скопления Карретта и др. [64] разделили на 3 группы: группа, содержащая $61 \pm 7\%$ звезд ВКГ, с нормальным содержанием O (пик в распределении $[O/Fe] = +0.28$), группа ($22 \pm 4\%$ звезд), обедненная O (пик в распределении $[O/Fe] = -0.21$), и группа ($17 \pm 4\%$ звезд) очень бедная O (пик в распределении $[O/Fe] = -0.73$).

Скопление отличается сложной ГВ. Длина голубого продолжения ГВ в сторону низких светимостей (так называемый "голубой хвост") скопления одна из самых больших, уступая только таковой ω Cep и 47 Tuc. Распределение звезд вдоль ГВ многомодальное с 3-мя заметными промежутками, так называемыми гэпами (участками ГВ, в которых почти не наблюдается звезд), один из которых по цвету соответствует полосе нестабильности звезд типа RR Lyr. Заметим, что ГВ достаточно хорошо населена и справа и слева от этой полосы, однако в скоплении обнаружено всего несколько переменных типа RR Lyr. Два других гэпа находятся на голубом продолжении ГВ, деля ее на 3 сегмента [65,66].

Из сравнения распределения звезд на различных последовательностях следует, что скопление содержит, по крайней мере, 3 группы звезд с постоянным (или почти постоянным) содержанием железа, но различным содержанием других элементов и фотометрическими свойствами. Однако изменения в содержании CNO, проявляющиеся в наличии 3-х групп звезд-гигантов, не могут объяснить расщепления ГП, ибо изохроны, вычисленные для канонического соотношения тяжелых металлов ($[\alpha/Fe] = 0.4$) и для смеси, дающей предельную анти-корреляцию CNO, полностью сливаются в

области ГП и ВКГ [66]. Расщепление ГП происходит, только если CNONa анти-корреляция сопровождается увеличенным содержанием гелия. Таким образом, единственно возможным объяснением и расщепления ГП и сложного вида ГВ является мультимодальное распределение содержания гелия [61,66]. Расчеты показали, что население первой группы звезд имеет первичное содержание гелия и является первым поколения, население двух других групп образовалось из выбросов звезд первого поколения, обогащенных гелием ($Y \sim 0.32$ и $Y \sim 0.38$, соответственно). Эти выводы подтверждаются результатами спектрального анализа звезд на двух крайних ветвях ГП [68]. Звезда на самой голубой ветви ГП имеет увеличенное содержание N, Na, и Al и дефицит C, O и Mg по сравнению со звездой на красной ветви ГП. Такой состав, сопровождаемый увеличением содержания гелия, как основного продукта высокотемпературного горения водорода, характерен для звезд второго поколения. Различие в содержании указанных элементов между двумя звездами соответствует различию в содержании гелия, которое следует из положения изучаемых звезд на CMD.

4.2. Скопление 47 Тис. Фотометрическое доказательство наличия нескольких звездных населений в скоплении 47 Тис первоначально пришло из наблюдений раздвоения ветви субгигантов [70]. Андерсен и др. [70] обнаружили также расширение ГП, которое увеличивается к более слабым величинам и оказывается больше определяемого ошибками фотометрии. Более обстоятельное исследование [71] скопления на основе многополосной фотометрии, выполненной на КТХ и в наземных наблюдениях, подтвердило первые наблюдения и установило наличие двойственности ветвей во всех частях CMD, от ГП до ГВ. Особенно отчетлива бимодальность распределения звезд вдоль ГП, ВСГ, ВКГ и ГВ выявляется на двухцветных диаграммах ($m_{F275W} - m_{F336W}$) vs. ($m_{F336W} - m_{F435W}$). Сравнение наблюдаемых цветов звезд ГП с вычисленными для различных химических составов показало их совпадение в случае принятия гипотезы о существовании в скоплении 2 населений звезд. Одно поколение имеет первичный химический состав, типичный для звезд поля той же металличности, т.е. с первичным содержанием He ($Y = 0.24$), богатых O и бедных N и Na. Другое поколение - с увеличенным содержанием азота и малым увеличением содержания гелия, но дефицитом углерода и кислорода. Аналогичное соответствие цветов получено и для звезд ВСГ, ВКГ и ГВ. Между последовательными эволюционными фазами каждой из звездных популяций прослеживается непрерывная связь. К настоящему времени это единственное скопление, в котором удалось установить такую четкую связь.

Распределение по радиусу звезд скопления таково, что около центра скопления на каждой эволюционной ветви первое поколение составляет 20%, увеличиваясь к периферии до 50% [71]. Второе, обогащенное гелием, азотом и натрием [71,72], звездное поколение является более концентрирован-

ным и, в целом по всему скоплению, составляет большинство (~70%) наблюдаемого в настоящее время населения скопления. Следует упомянуть, что в скоплении обнаружено еще третье население, явно выявляющее себя только на ветви субгигантов и только на диаграмме $m_{F435W} \sim (m_{F606W} - m_{F814W})$ (рис.9). Оно включает 8% звезд скопления, и по химическому составу, согласно [71], напоминает второе поколение, но с увеличенным общим содержанием (C+N+O). Это 3-е население можно обнаружить в области ВСГ на CMD Андерсона и др. [70] $m_{F475W} \sim (m_{F606W} - m_{F814W})$ и $m_{F475W} \sim (m_{F435W} - m_{F625W})$;

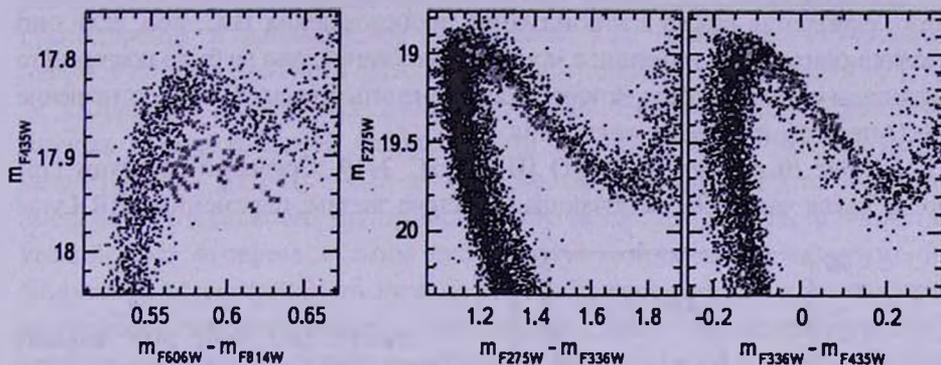


Рис.9. CMD ШС 47 в области ВСГ [71]. На левой диаграмме m_{F435W} vs. $(m_{F606W} - m_{F814W})$ отдельно от основных ветвей ВСГ, на данной диаграмме слившихся, появляется третье население, помеченное x на всех трех CMD. На двух других CMD m_{F275W} vs. $(m_{F275W} - m_{F336W})$ (средней) и m_{F275W} vs. $(m_{F336W} - m_{F435W})$ (правой) показано расположение звезд этого населения, которое совпадает с положением звезд второго поколения.

первые два населения на этих диаграммах не разрешены, а представлены широкой ветвью с реальным разбросом в светимости без признаков бимодальности. Наличие 3 разных групп звезд подтверждается недавними результатами изучения распространенности N, Na, и Al в гигантах скопления. Карретта и др [73] обнаружили 3 группы звезд на ветви гигантов с различным содержанием Al, что позволяет авторам говорить о нескольких эпизодах образования второго поколения звезд скопления.

4.3. Скопления NGC 2419, NGC 6388 и NGC6441. В трех остальных массивных скоплениях NGC 2419, NGC 6388 и NGC6441 расширения ГП, превосходящего вызванного фотометрической ошибкой, не обнаружено и предположение о наличии различных звездных популяций первоначально было сделано, исходя только из вида ГВ. Несмотря на предельное различие металличностей этих скоплений, их ГВ напоминают друг друга своей большой протяженностью в область низких светимостей и высоких температур.

Первое, NGC 2419 по своей удаленности от центра Галактики и динамическим параметрам ($R_{GC} \sim 90$ кпк, радиусу ядра $r_c \sim 9$ пк и $r_h \sim 19$ пк [74]) - одно из типичных скоплений внешнего гало Галактики, имеет ряд несколько

необычных для него характеристик. Оно - одно из самых мало металлических ($[Fe/H] \sim -2.15$) и массивных ($M_v \sim -9^m.5$) скопления внешнего гало. ГВ скопления напоминают "каноническую" ГВ бедных металлами скопления внутреннего гало M15 или M68. По возрасту оно также соответствует скоплениям внутреннего гало. В настоящее время оно в значительной степени изолировано от приливного влияния Галактики. Если это скопление эволюционировало в том же окружении, в каком оно образовалось, оно могло сохранить память об этих условиях. Изучение звездной составляющей этого скопления важно для понимания происхождения ШС, ибо, если оно эволюционировало в изоляции с момента образования, оно не было подвергнуто значительной потере звезд, которое могло изменить относительное соотношение звезд первого и второго поколения.

На рис.10 приведена CMD ШС NGC 2419. Согласно расчетам [75] более яркая часть ГВ, включающая красные звезды, переменные RR Lyrae

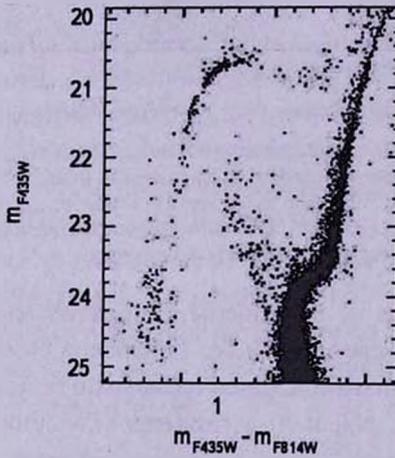
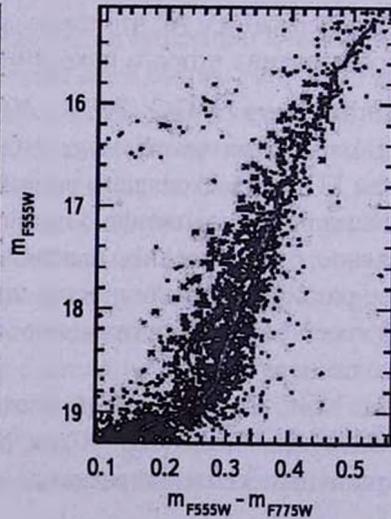
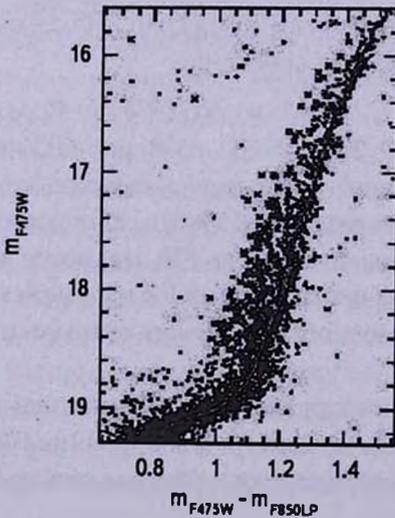


Рис.10. ШС NGC 2419. Верхняя панель m_{F435W} vs. $(m_{F435W} - m_{F814W})$. Нижняя панель, слева - увеличенная часть m_{F475W} vs. $(m_{F475W} - m_{F830LP})$ в области ВКГ. Звезды, помеченные на ней крестиком с голубой стороны ВКГ, располагаются также с голубой стороны любой другой CMD, в частности на правой диаграмме m_{F555W} vs. $(m_{F555W} - m_{F775W})$ [75].



и яркие голубые звезды, населена звездами первого поколения и воспроизводится моделями звезд с нормальным содержанием гелия и малой дисперсией масс на ГВ. Предельно голубая часть ГВ, состоящая из В-субкарликов и звезд "blue hook", населена звездами вторичного населения и содержит около 30% звезд ГВ. Это население характеризуется предельно высоким содержанием гелия ($Y = 0.42$). Этой гипотезе соответствует и обнаруженное расширение ветви красных гигантов (рис.10), превосходящее расширение, вызванное фотометрической ошибкой. Этой гипотезе не противоречит и наблюдаемое расширение ГП, однако из-за большой ошибки наблюдательного материала не возможно и подтвердить ее [75].

О шаровых скоплениях-"двойниках" NGC 6388 и NGC6441, расположенных в галактическом балдже, почти до конца XX в. ничего, кроме металличности ($[Fe/H] \sim -0.60$ и -0.53 соответственно, [76]) и необычно высокого интегрального ультрафиолетового потока [77], не было известно. Резкий рост интереса к этим скоплениям возник после обнаружения бимодального распределения звезд на ГВ. Их ГВ простираются от интенсивно заселенного красного конца, свойственного всем скоплениям высокой металличности, через полосу нестабильности со звездами RR Лут к голубой

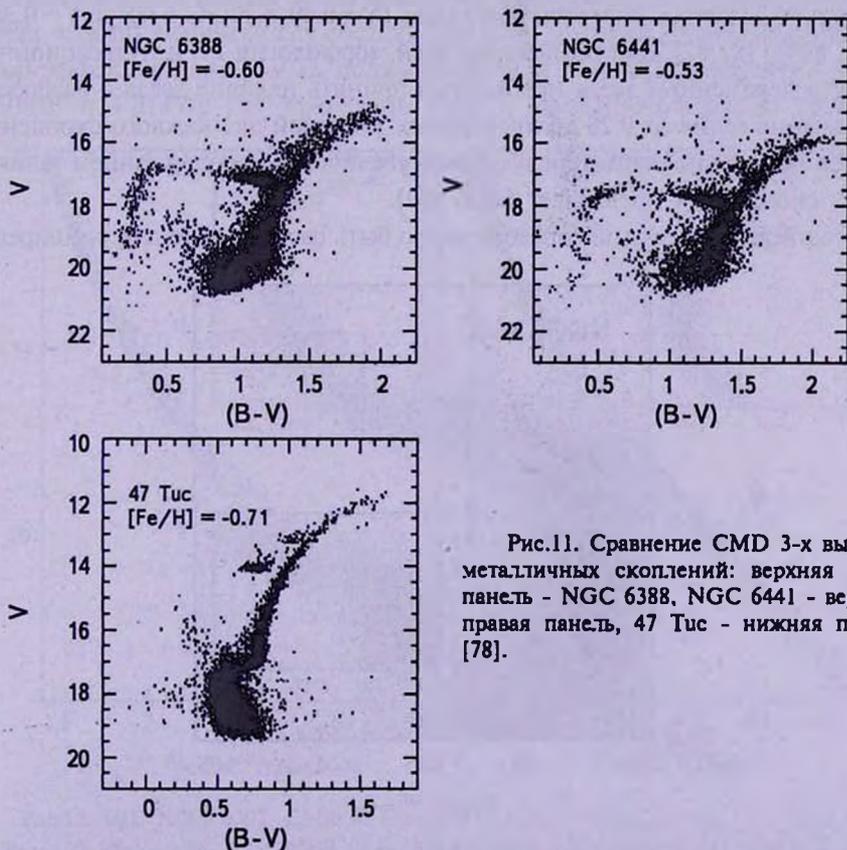


Рис.11. Сравнение CMD 3-х высокометалличных скоплений: верхняя левая панель - NGC 6388, NGC 6441 - верхняя правая панель, 47 Tuc - нижняя панель [78].

части и далее до предельно высоких температур и низких светимостей, достигающих светимости ТП ГП [78]. В обоих скоплениях предполагается существование кандидатов в звезды "blue hook" [79], которые присутствуют во всех массивных скоплениях и располагаются на конце "голубого хвоста" ГВ, однако в этих скоплениях они сдвинуты в сторону более красных цветов. Необычность этих скоплений сказывается также: i) в большом наклоне ГВ с разницей в $\Delta V \sim 0^m.5$ между красным концом и верхушкой голубой части [80,81] и ii) в необычно большом среднем периоде RR Луг, который оказался больше не только периодов, наблюдаемых в скоплениях высокой металличности, но и более длинных средних периодов в низко металличных скоплениях типа OoII. Последнее обстоятельство нарушает традиционную схему классификации скоплений по типам Оостерхоффа. Описанный вид ГВ противоречит расчетам теории звездной эволюции, согласно которым звезды ГВ такой металличности располагаются только на красной части ГВ. Возможное решение проблемы, которая является наиболее ярким проявлением влияния "второго параметра", заключается в принятии гипотезы о существовании в скоплениях нескольких популяций звезд. Кроме первичной популяции звезд с нормальным содержанием гелия, в обоих скоплениях содержится примерно (10-20)% звезд с предельно высоким содержанием гелия ($Y \sim 0.40$ в NGC 6388 и $Y \sim 0.35$ в NGC 6441) [81,82]. Для объяснения всей морфологии ГВ и пульсационных свойств переменных звезд необходимо принять наличие звезд с разбросом содержания гелия от 0.26 до предельных значений для каждого скопления. Второе поколение, характеризующееся увеличенным содержанием гелия, в обоих скоплениях превышает 60 % [82].

Подтверждением этой гипотезы могло быть расщепление или расширение

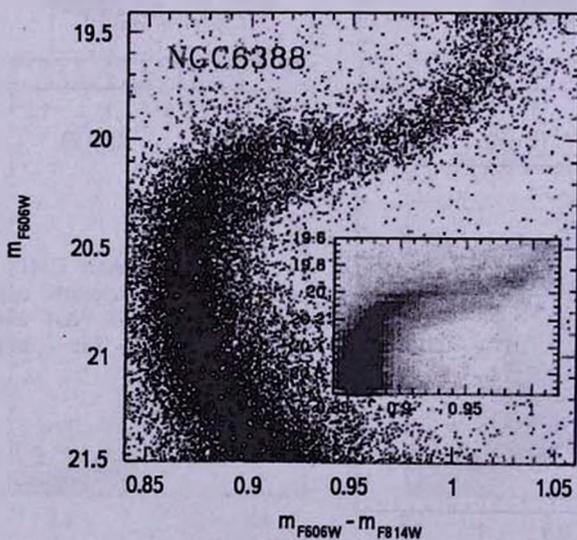


Рис.12. ШС NGC 6388. Раздвоение ВСГ. На вставке - Хесс - диаграмма [57].

различных эволюционных последовательностей на отдельные компоненты, что мы видели в рассмотренных ранее массивных скоплениях. Действительно, при сравнении со скоплением 47 Tuc CMD рассматриваемых скоплений оказываются шире и в области ГП и вдоль RGB (рис.11), что только частично может быть приписано наличию в них дифференциального покраснения [81]. Наблюдения скопления NGC 6388 на KTX (рис.12) [57] и наземном телескопе VLT с адаптивной оптикой [83] показали, что ВСГ расщеплена на 2 компонента.

5. Менее массивные шаровые скопления. Является ли наличие сложных CMD характерной особенностью только массивных ШС? Новые опубликованные данные содержат неопровержимые доказательства присутствия этих особенностей на CMD и менее массивных шаровых скоплений.

5.1. Скопление NGC 6397. Одно из таких скоплений - NGC 6397. Оно самое мало массивное (судя по абсолютной величине $M_v = -6.64$, [74]) из скоплений, которые наблюдались на KTX и результаты исследований которых уже опубликованы.

Как уже говорилось во *Введении*, вид ГП на CMD (рис.1) скопления не противоречит старой точке зрения об однородности составляющих его звезд, как по химическому составу, так и по времени их образования. На этой эффектной диаграмме, полученной на KTX с ACS камерой в полосах F606W и F814W, ГП предельно узка и прослеживается до глубоких

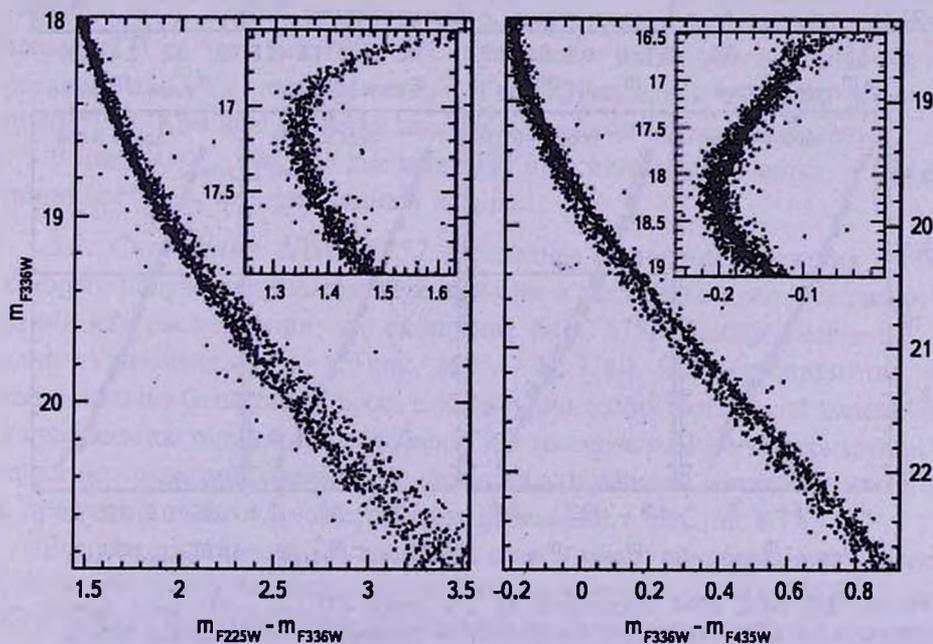


Рис.13. ШС NGC 6397. CMD для звезд ГП m_{F336W} vs $(m_{F225W} - m_{F336W})$ (правый рис.) и m_{F336W} vs $(m_{F336W} - m_{F435W})$ (левый рис). На вставках - увеличенный участок ВСГ [85].

светимостей, не достигаемых ранее [2]. Такой вид ГП, казалось бы, должен свидетельствовать практически об отсутствии изменений в содержании гелия ($\Delta Y < 0.02$) среди звезд скопления [84].

Недавно это скопление было тщательно изучено на основе многополосной фотометрии на КТХ от ультрафиолета (225 нм) до ближнего инфракрасного (814 нм) района [85]. Члены скопления были отобраны на основе изучения их собственных движений и произведен учет небольшого (не более $0^m.026$), характерного для этого скопления, дифференциального поглощения. Очищенная таким образом CMD для двух цветовых баз ($m_{F225W} - m_{F336W}$) и ($m_{F336W} - m_{F435W}$) приведена на рис.13, в котором интересны две следующие особенности. Разделение 2-х ветвей ГП на обеих диаграммах уменьшается по мере приближения к ТП, и в области ТП они сливаются. Ветвь субгигантов

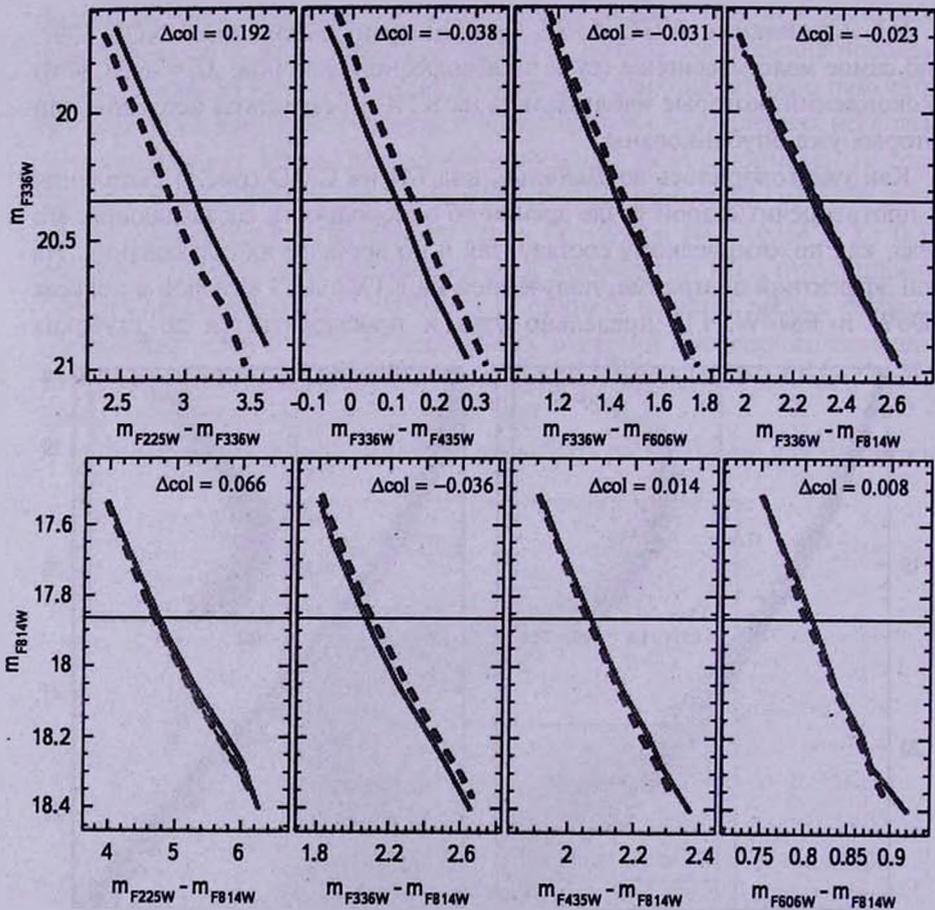


Рис.14. ШС NGC 6397. Положение RL 2-х ветвей ГП (— — ГП звезд первого поколения, --- ГП звезд второго поколения) на различных CMD: верхняя панель - m_{F336W} vs. $(m_{F336W} - m_x)$, нижняя панель - m_{F814W} vs. $(m_x - m_{F814W})$, где x принимает значения 225, 435, 606, 814 нм. Вверху каждого рис. приводится разница в цвете между этими ветвями на уровне $m_{F336W} = 20.3$ для верхней панели, $m_{F814W} = 17.9$ - для нижней [85].

оказывается узкой, что подразумевает различие в возрасте двух поколений звезд не более 100 Мут. Вторая особенность: населенности голубой и красной ветвей ГП различны на приведенных двух диаграммах: на первой - более населена (~70% звезд) голубая ветвь, на второй - красная. Если выделить и отождествить звезды ГП, лежащие на голубой ветви (гГП) на диаграмме $m_{F336W} \sim (m_{F225W} - m_{F336W})$, то на диаграмме $m_{F336W} \sim (m_{F336W} - m_{F435W})$ они оказываются на красной ветви. Подтверждением этому служит рис.14, где вместо величин и цветов отдельных звезд нанесены положения результирующих кривых. Такое поведение CMD Милоне и др. [85] объясняют дисперсией в звездах скопления содержания азота, полосы которого расположены около $\lambda 3400 \text{ \AA}$ и находятся в пределах кривой чувствительности фильтра F336W. Это объяснение находит подтверждение и в спектральных исследованиях звезд скопления.

Из спектральных исследований гигантов скопления NGC 6397 известно, что среди них наблюдается большой разброс в содержании С и N и Na-O анти-корреляция [86-93]. Более того, распределение звезд с различным содержанием Na и O - бимодальное (75% звезд обогащены Na и с дефицитом O, у 25% звезд содержание элементов соответствует таковому для звезд поля, т.е. с дефицитом Na и повышенным содержанием O). На CMD в системе Стремгрена ($v \sim c_1 - (b - y)$) гиганты, обогащенные Na, находятся на красной стороне RGB, а звезды, обедненные Na, - на голубой [93]. Вся совокупность данных, полученных из спектральных исследований гигантов NGC 6397 и теоретического моделирования, позволяет связать звезды гГП со звездами гВКГ и с популяцией звезд, обогащенных Na и обедненных O, т.е. голубые ветви ГП и ВКГ населены звездами первого поколения. Красные же ветви населены звездами второго поколения.

В цвете ($m_{F606W} - m_{F814W}$) две ветви ГП практически сливаются, и CMD принимает вид, представленный на рис.1.

5.2. Скопление NGC 6752. Последнее скопление, сведения о ГП которого получены до настоящего времени и свидетельствуют о ее расширении или расщеплении, это скопление NGC 6752. Данное скопление - одно из ближайших ($d = 4.0$ кпк, $M_v = -7.73$, [74]). Это обстоятельство, а также наличие большого разброса в содержании легких химических элементов и протяженной голубой ГВ, подобной ГВ в массивных ШС с уже обнаруженными несколькими населенными, послужило причиной для включения его в программу поиска множественных населений в ШС на КТХ.

Впервые расширение ГП в красную сторону было обнаружено на основе фотометрического изучения изображений скопления с камерой WFPC2 на КТХ, которое было объяснено присутствием значительного количества двойных звезд около его центра [94]. Следующее исследование этого скопления с целью поиска множественных популяций было основано на обработке большого

количества архивных КТХ изображений и наземной фотометрии в УФ области [96]. К сожалению, космическая фотометрия была ограничена видимой

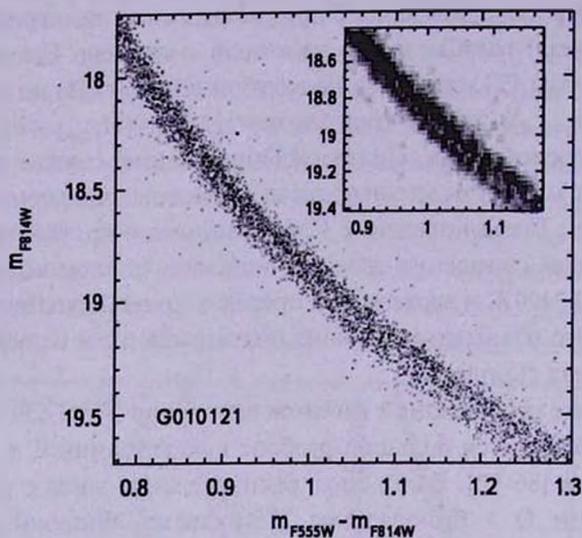


Рис.15. NGC 6752. Признаки раздвоения ГП видны на CMD m_{FB14W} vs. $m_{F555W} - m_{FB14W}$ и подтверждаются на Хессс-диаграмме [95].

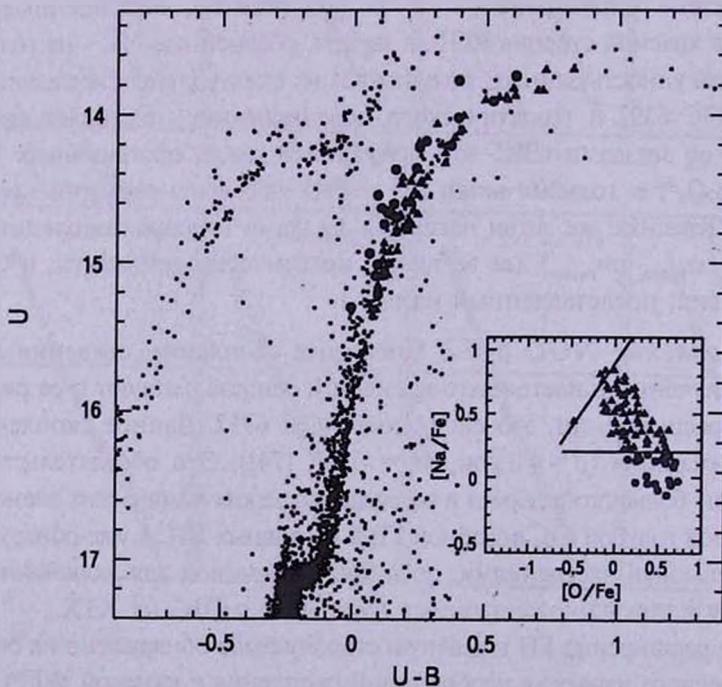


Рис.16. ШС NGC 6752. CMD U vs. $(U - B)$ [95]. Фотометрия $UBVI_c$ получена на 2.2-м телескопе ESO. Звезды с различным содержанием Na обозначены различными значками: \blacktriangle - звезды с $[Na/Fe] \geq 0.2$, \bullet - $[Na/Fe] < 0.2$. На вставке показана антикорреляция Na-O [96].

и красной областью спектра, а наземная УФ фотометрия (2.2-м телескоп ESO) была ограничена звездами ВКГ. Милоне и др. [95] удалось подтвердить расширение ГП и показать, что оно не может быть обусловлено ни наличием двойных звезд, ни фотометрическими ошибками. Были обнаружены даже признаки расщепления ГП (рис.15). Широкая ВКГ (рис.16) на CMD U vs. $(U-B)$, полученной на основании наземной фотометрии, простирается от ее основания до верхушки. Две группы звезд в соответствии с их $[Na/Fe]$ и $[O/Fe]$ и интенсивностью полос CN располагаются с разных сторон ВКГ. Звезды, обедненные Na [96], являющиеся звездами первого поколения, располагаются в основном с голубой стороны ВКГ и имеют более широкое распределение в цвете, чем звезды, обогащенные Na (второе поколение) и расположенные в узкой полосе с красной стороны ВКГ.

Радиальное пространственное распределение более красных и более голубых звезд ГП оказалось практически одинаковым. Вертикальное расширение ветви субгигантов не превышает несколько сотых величины, что могло бы говорить об отсутствии существенного различия в возрасте популяций. Получение более глубоких изображений скопления в U -величинах ($UBVI$ фотометрия с 1.3-м телескопом обсерватории Лас-Кампанас) позволило обнаружить на CMD скопления значительное расширение ВСГ ($\Delta U \sim 0^m.3$) [97], а изучение их радиального распределения показало большую концентрацию более слабых субгигантов по сравнению с яркими. Эти особенности субгигантов проявляются только в U -величинах, в B -величинах и расширение значительно уменьшается и различие в распределении ярких и слабых субгигантов не является статистически значимым.

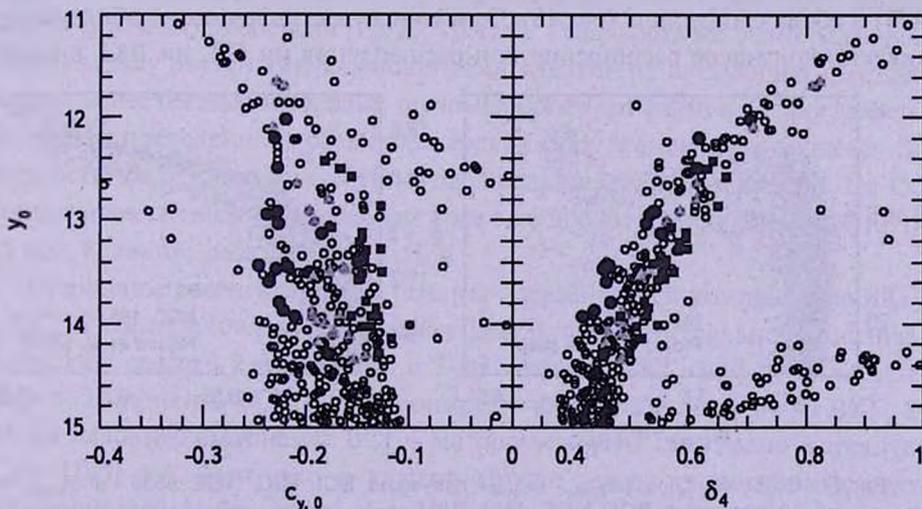


Рис.17. NGC 6752. CMD y_0 vs. $c_{y,0}$ и y_0 vs. δ_4 (в системе Стремгrena) для звезд ВКГ [100]. Звезды со спектроскопически определенным содержанием Al обозначены: ● - $[Al/Fe] < 0.4 \text{ dex}$, ▲ - $0.4 < [Al/Fe] < 1.05 \text{ dex}$, ■ - $[Al/Fe] > 1.05 \text{ dex}$.

Значительное расширение ВКГ наблюдается в цвете ($U-B$) [97] и индексах hk и c_1 системы Стремгрена [63,98,99]. Выявлена различная радиальная зависимость более красных и более голубых гигантов. Как более слабые субгиганты, так и более голубые гиганты оказываются более концентрированными. Обнаруженные закономерности позволяют связать фотометрически более слабые субгиганты и более голубые гиганты с первым поколением, а более яркие субгиганты и более красные гиганты - со вторым поколением. Спектроскопическое исследование содержания Al, Mg и Si в более чем 130 гигантах скопления дало поразительный результат: во-первых, обнаружен большой разброс в $\Delta[Al/Fe]$, превышающий 1.4 dex. Во-вторых, распределение содержания Al среди исследованных звезд оказалось трехмодальным [100]. Три группы, характеризующиеся различным значением $[Al/Fe]$, соответствуют трем отдельным ветвям RGB, которые четко разделяются на CMD, полученной в системе Стремгрена при использовании индекса $c_{1,0}$ и нового индекса $\delta_4 = (u-v) - (b-y)$ [100] (рис.17). Эти два факта указывают на наличие в скоплении NGC 6752 трех населений: первичного - с низким значением $[Al/Fe]$ и двух вторичных с промежуточным и высоким значениями $[Al/Fe]$.

5.3. Скопления NGC 1851 и NGC 6656. Исторически скопление NGC 1851 - третье, в котором в результате наблюдений на КТХ были обнаружены прямые фотометрические признаки множественных населений. Присутствие двух звездных населений в NGC 1851, как и в NGC 6656 явно проявляет себя через раздвоение ВСГ [32,57,101], с примерно одинаковым соотношением между населенностями яркой и слабой ветвей ВСГ (60% и 40%) в обоих скоплениях (рис.18). Однако в этих скоплениях не обнаружено никаких признаков расширения или расщепления ни ГП, ни ВКГ в цвете

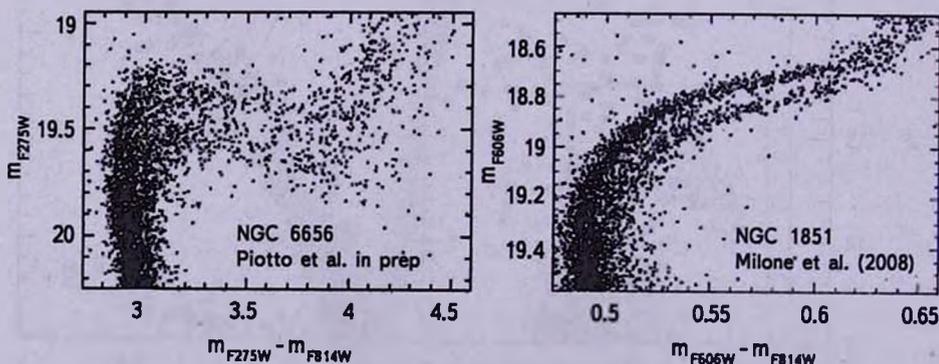


Рис.18. CMD m_{F275W} vs $(m_{F275W} - m_{F814W})$ для звезд ВСГ ШС NGC 6656 и m_{F606W} vs $(m_{F606W} - m_{F814W})$ для звезд ВСГ NGC 1851 [101].

$m_{F606W} - m_{F814W}$ [101]. Узость ГП, которая в случае NGC 1851 оказывается меньше $0^m.04$ [32], ставит ограничение на возможную дисперсию металлич-

ности ($\Delta[\text{Fe}/\text{H}] < 0.2 \text{ dex}$) или различие в содержании гелия двух населений ($\Delta Y < 0.026$).

Первые признаки разброса металличности среди звезд этих скоплений приходят из расщепления ВКГ, наблюдаемого в системе Стремгрена (индексах hk и m_1) [63,102,103] и UVI системе Джонсона (рис.19) [104].

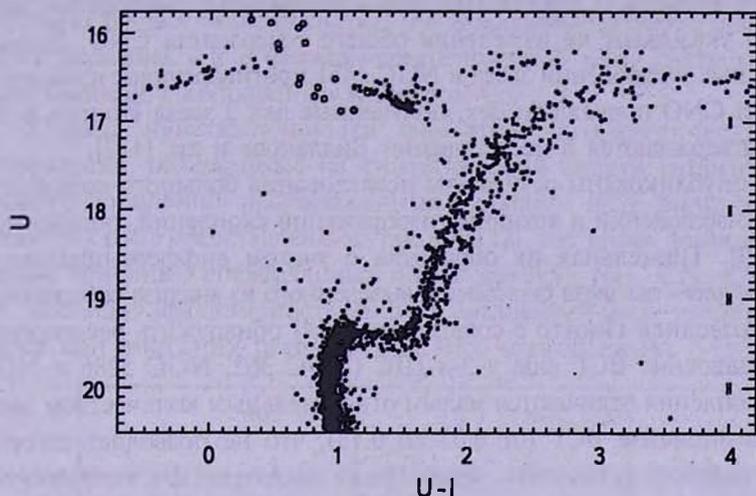


Рис.19. Раздвоение ВСГ и ВКГ на CMD U vs. $(U-I)$ в ШС NGC 1851[104].

Спектральные исследования гигантов в обоих скоплениях показали наличие среди них дисперсии металличности, хотя и различной величины. Исследование 124 гигантов в NGC 1851 [105] показало, что существует малая (хотя и реальная) дисперсия $[\text{Fe}/\text{H}] < 0.1 \text{ dex}$. Реальность же этого различия $[\text{Fe}/\text{H}]$ между звездными компонентами следует из следующих фактов: более и менее богатые металлами группы звезд имеют различное пространственное распределение и различное содержание элементов s -процесса (в частности Ba). В каждой группе наблюдается анти-корреляция Na-O. Аналогичная ситуация наблюдается среди звезд в скоплении M22 [106,107], но при бóльшем различии $[\text{Fe}/\text{H}]$.

Примерное равенство относительных населенностей компонентов ВКГ и ВСГ в обоих скоплениях, а также результаты спектрального анализа позволяют связать 2 ветви ВСГ с 2-мя ветвями ВКГ, при этом звезды яркого компонента ВСГ эволюционируют на голубой компонент ВКГ, а звезды слабого компонента ВСГ - на красный ВКГ. Согласно Карретте и др. [105] тот факт, что в каждой группе звезд, различающейся по металличности, наблюдается анти-корреляция Na-O (признак истинных ШС, хотя и с различным отношением первичных и вторичных звезд), может служить указанием на слияние двух скоплений, различающихся средним уровнем содержания Ba и Fe (и возможно C).

В случае принятия гипотезы самообогащения, когда звезды второго поколения образуются из среды, обогащенной выбросами звезд первого поколения, одним только различием металличности раздвоение ВСГ количественно воспроизвести невозможно. Раздвоение ВСГ воспроизводится только, если при моделировании учитывается также различие в возрасте и/или в суммарном содержании (C+N+O) [108,109]. Спектральные наблюдения звезд в М 22 [110] указывают на изменения общего содержания CNO. Данные же спектральных наблюдений звезд в NGC 1851 противоречивы: изменения в содержании CNO порядка 0.6 dex, полученные для 2 звезд Йонгом и др. [111], не подтверждаются в исследовании Вилланова и др. [112].

Недавно опубликованы результаты исследования большого количества собственных наблюдений и архивных изображений скоплений, полученных на КХТ [113]. Тщательная их обработка с учетом дифференциального поглощения и членства звезд скопления, выведенного из анализа собственных движений, позволила Пиотто с соавторами [114] обнаружить расширение или даже раздвоение ВСГ еще у 3-х ШС (NGC 362, NGC 5286 и NGC 7089). Эти скопления отличаются малым относительным количеством звезд на слабом компоненте ВСГ (от 0.03 до 0.13), что не позволяет авторам публикации надежно установить, являются ли населения 2-х компонентов ВСГ двумя отдельными населенными или же малонаселенный компонент ВСГ является хвостом протяженной истории образования скопления.

6. Наземные поиски множественных населений ШС. Альтернативой описанным выше поискам множественных населений в ШС на основании фотометрии, выполненной на КХТ, или спектральным методом исследования проблемы могут быть наземные наблюдения расширения/

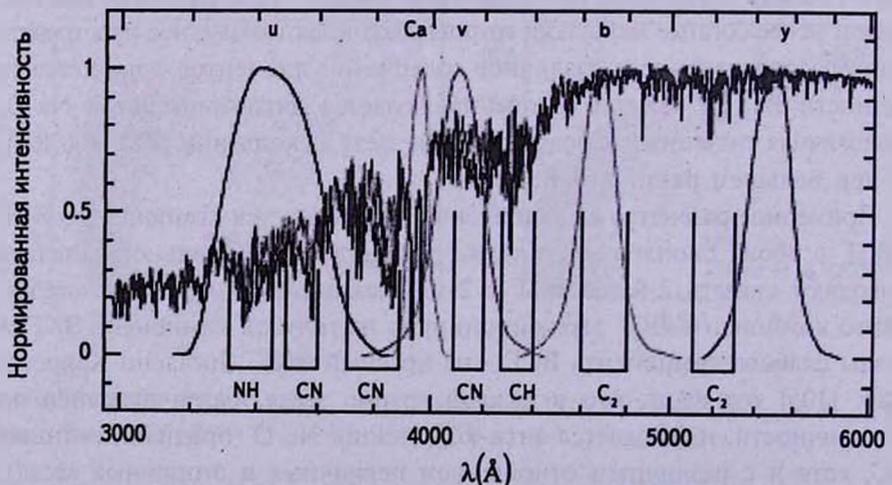


Рис.20. Кривые чувствительности *uvby* фильтров наложены на синтетический спектр звезд гигантов, расположенных в области RGB *uvby*, первого (серая кривая) и второго (черная кривая) поколения звезд ШС с $[Fe/H] = -1.23$ [113].

расщепления ВСГ или ВСГ в UV фильтрах. Расщепление ВКГ связано с различным содержанием молекул CN, CH и NH в звездах различных населений, что определяет использование указанных фильтров, в полосу пропускания которых попадают сильные молекулярные полосы CN (~ 3883 и 4216 \AA), NH ($\sim 3450 \text{ \AA}$) или CH ($\sim 4300 \text{ \AA}$). Несколько фотометрических систем включают такие фильтры: *U* и *V* фильтры широкополосной системы *UBVI* Джонсона, *u* и *v* фильтры среднеполосной *uvby* системы Стремгрена, дополненной узкополосным фильтром Ca.

Кривые чувствительности фильтров фотометрической системы Стремгрена, наложенные на синтетический спектр гигантов первого и второго поколения, расположенных в области RGB bump (изгиба ветви гигантов) ШС, представлены на рис.20 [113], где также приведено расположение основных спектральных полос молекул NH, CN, CH и C_2 .

Частично эффективность таких исследований была представлена нами ранее при описании расщепления ВКГ в скоплениях NGC 1851, NGC

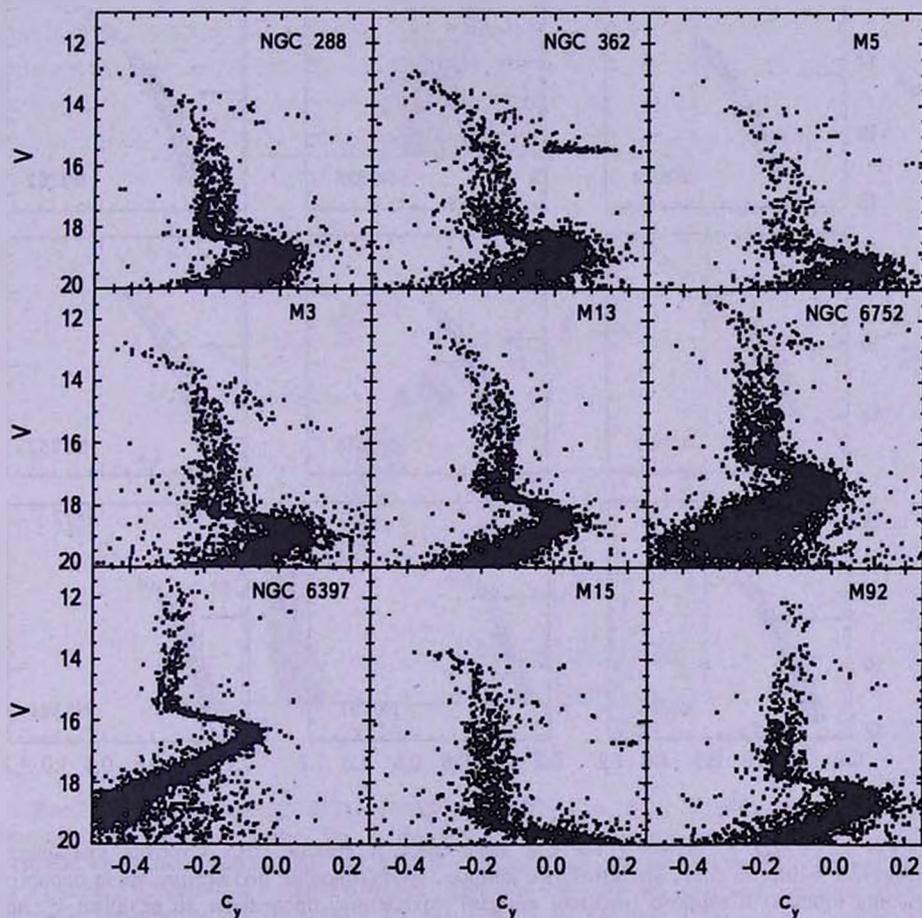


Рис.21. CMD V vs c_y скоплений с металличностью в интервале $-2.4 < [Fe/H] < -1.25$ [98].

2808, NGC 6397, NGC 6752.

При интенсивных наземных наблюдениях по программе поиска множественных населений через расширение ВКГ используются различные индексы фотометрической системы Стремгрена. Индекс $c_y = (u-v) - (v-b)$, введенный Йонгом и др. [98], по определению, прослеживает содержание азота и нечувствителен к температуре в первом приближении. На рис.21 представлены диаграммы $V \sim c_y$ для ряда скоплений в интервале металличностей $-1.26 + -2.31$, на которых все ВКГ расширены, что отражает различное содержание N в звездах первичного и вторичного населений. Однако этот индекс, как показали Карретта и др. [113], становится не чувствителен к изменениям содержания N в скоплениях высокой металличности ($[Fe/H] > -1.0$), таких как NGC 104 и NGC 6388. Индекс $m_1 = (v-b) - (b-y)$, обычно используемый для определения металличности, наоборот, может быть использован для разделения населений в ШС высокой металличности,

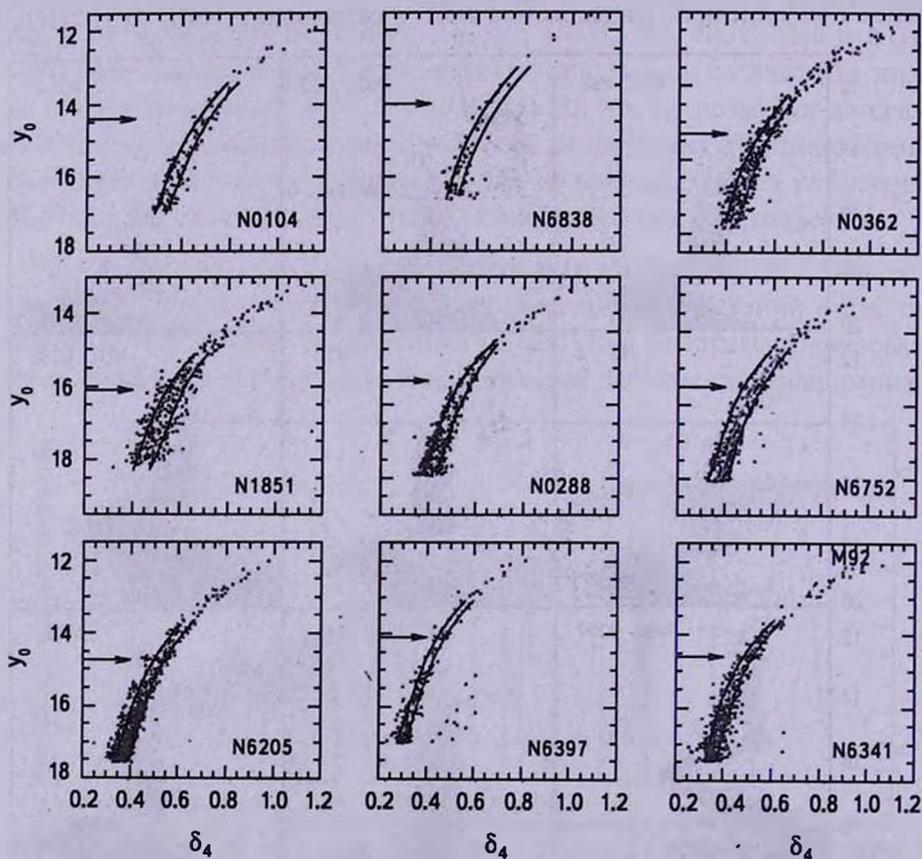


Рис.22. CMD y_0 vs δ_4 [113] для звезд ВКГ в девяти ШС. Стрелка указывает положение v_{mp} на ВКГ. Полиноминые кривые, описывающие положение звезд первого (верхняя кривая) и второго (нижняя кривая) поколения, проведены до величин y_0 на 1^{a} ярче v_{mp} ВКГ.

ибо только в этих скоплениях этот индекс становится чувствителен к элементам, отличным от железа (N проявляет себя в фотометрической полосе v через полосы CN). На диаграмме $U-m_1$ для NGC1851, несмотря на то, что оно не относится к скоплениям высокой металличности, также наблюдается разброс; но здесь оно определяется небольшой дисперсией металличности, обнаруженной в скоплении (в индексе m_1 она составляет 0.01). Учитывая все особенности индексов c_v и m_1 , был введен новый

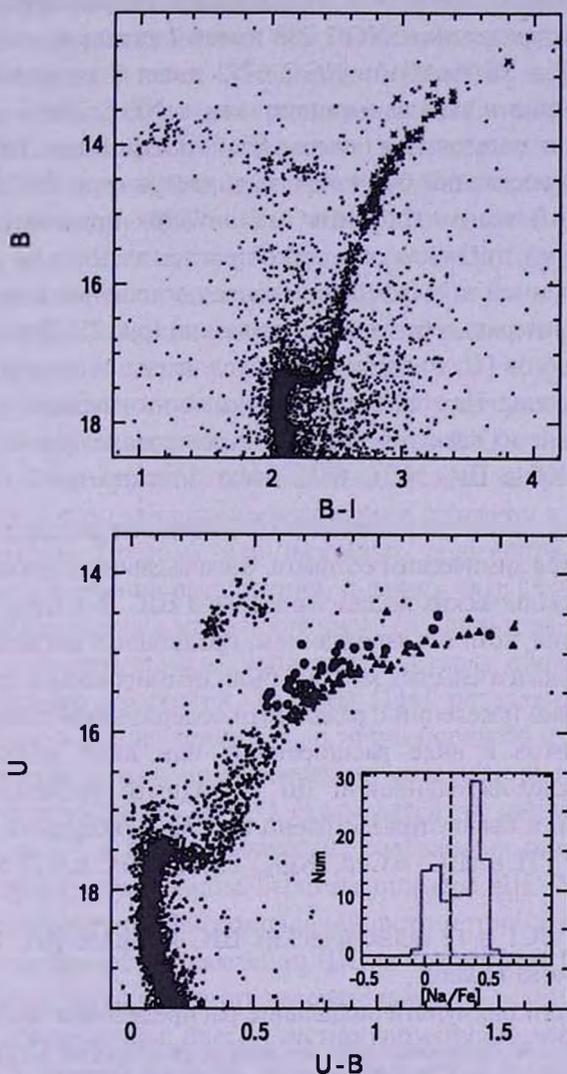


Рис.23. ШС М4 (NGC 6121) CMD V vs $(B-I)$ и U vs $(U-B)$. На вставке - бимодальное распределение Na в звездах ВКГ. Оно отражается в бимодальном распределении звезд вдоль ВКГ на CMD U vs $(U-B)$. Звезды с увеличенным содержанием Na ($[Na/Fe] \geq 0.2$ dex - \blacktriangle) располагаются преимущественно на красной границе ВКГ, звезды с дефицитом Na ($[Na/Fe] < 0.2$ dex - \bullet) - на голубой [115].

индекс $\delta_4 = (u-v) - (b-y) = c_j + m_1$ [113]. Ошибка (среднеквадратичная) в этом индексе составляет $\sim 0^m.02$, сам индекс мало зависит от межзвездного поглощения, ибо $E(\delta_4) = 0.014 E(B-V)$. На рис.22 представлены CMD $u_0 \sim \delta_4$ для 9 ШС, где по звездам, для которых имеются спектроскопические определения содержания химических элементов, проведены полиномиальные кривые для гигантов населений P и IE (первое поколение и второе поколение, в соответствии с определением Карретты и др. [13]). Эти кривые показывают хорошее разделение между ветвями красных гигантов для всех скоплений, но два скопления (NGC 288 и NGC 6752) имеют явную структуру двух/трех модального распределения: NGC 288 имеет 2 отдельных компонента ВКГ, населенные P и IE звездами. NGC 6752 имеет 3 населения (P, I и E), хотя их разделение и не так очевидно, как в NGC 288.

Эффективность использования полосы U при построении CMD с целью поиска нескольких населений будет показана на примере ШС М 4 [115]. На CMD B vs $(B-L)$ этого скопления нет никаких признаков наличия нескольких населений, тогда как они четко прослеживаются на диаграмме U vs $(U-B)$, исправленной за дифференциальное поглощение и звезды фона (определенные по критерию собственного движения) (рис.23). Бимодальность в распределении цветов $(U-B)$ звезд ВКГ обусловлена сильным влиянием CN полос на U -величины. На этой диаграмме разными символами обозначены звезды, для которых по их спектрам определено содержание Na. Аналогичное поведение звезд ВКГ в ШС NGC 6752 было описано в 5.2.

7. Заключение. Гипотеза наличия в ШС нескольких звездных населений, различающихся химическим составом, была выдвинута для объяснения результатов спектроскопических исследований звезд ШС 70-х годов прошлого столетия. Фотометрия, хотя и с запозданием, представила наглядные (даже не для специалиста) доказательства, которые были суммированы в предыдущих частях статьи, наличия населений с различным содержанием гелия и легких химических элементов в виде расширенных или даже расщепленных эволюционных последовательностей. До настоящего времени наличие нескольких населений было отождествлено на CMD скоплений через:

- расщепление ГП в ШС ω Cen, NGC 2808, NGC 6397, NGC 6752 и 47 Tuc,
- расщепление ВСГ в 12 галактических ШС и в ряде ШС Большого и Малого Магелланова Облака,
- расширение или би/мульти модальное распределение звезд ВКГ на CMD, полученных с использованием U - или u (в системе Стремгрена)-величин.

Основной фотометрический материал для этих открытий был получен на КТХ. Фотометрические камеры этого телескопа позволили получить наблюдательный материал, беспрецедентный по пространственному

разрешению и фотометрической точности. Из-за небольших цветовых различий между компонентами эволюционных последовательностей различных населений необходима тщательная обработка фотометрического материала и, когда это необходимо, учет дифференциального поглощения и звезд фона.

В этих исследованиях было показано, что вероятность обнаружения различных населений в ШС также зависит в большой степени от системы используемых фильтров. Отдельные ветви последовательностей сливаются или даже перекрещиваются в некоторых частях CMD в сильной зависимости от того, какие фотометрические полосы использовались при построении CMD. Яркий пример тому - скопление NGC 6397, на CMD V vs. $B - V$ которого нет никаких признаков расширения ГП (рис.1). Расщепление ГП, однако, четко видно на CMD скопления, полученных при использовании UV или близких к нему фильтров (рис.13). Аналогичный пример можно привести в отношении ВКГ: в ШС NGC 6121 эта ветвь не имеет никакого расширения на CMD в цвете $(B - I)$, хотя на CMD U vs. $(U - B)$ она имеет явное бимодальное распределение (рис.23) [115].

Действительно, наиболее подходящие для решения настоящей задачи фотометрические системы должны иметь большую чувствительность к изменениям содержания химических элементов, связанным с явлением различных звездных населений. Расщепление ВКГ связано с различным содержанием молекул CN, CH и NH в звездах различных населений, спектральные полосы которых расположены в основном в ультрафиолетовой области спектра. Поэтому для наземных телескопов более доступно обнаружение и изучение расширения, и даже в ряде случаев расщепления ВКГ при наблюдениях с использованием UV -фильтров. Эти наблюдения позволили расширить список скоплений, в которых обнаружены признаки более чем одного населения. Расчеты [116] показали, что на CMD в видимой области расщепление ГП до точки поворота и меньшей степени ВКГ достигается только при изменении содержания гелия. Различие в суммарном содержании C+N+O сказывается на расщеплении ВСГ, не сказываясь на ГП и ВКГ. Увеличение содержания гелия смещает ГП в голубую сторону, что и видно было на примере ШС NGC 2808. Таким образом, использование многополосной фотометрии дает нам сведения о химических особенностях населений ШС, а применение больших цветовых баз увеличивает разделение последовательностей и тем самым улучшает условия их обнаружения. Здесь уместно упомянуть о введении в действие новой WFC3 камеры на КТХ, чувствительной и в ультрафиолетовой и инфракрасной области спектра, позволившей получить новые результаты.

Наблюдаемое проявление наличия нескольких населений в ШС через расщепление эволюционных последовательностей изменяется от скопления

к скоплению. Однако одной из важных его особенностей, которая существует во всех ШС, где это явление до сих пор было обнаружено, является то, что различные населения дискретны, свидетельствующее о нескольких этапах звездообразования. Только в нескольких ШС Большого Магелланова Облака наблюдается аномально уширенная область на CMD вблизи точки поворота ГП, хотя пока не ясно обусловлено ли это уширение фотометрическими ошибками, в результате которых происходит слияние отдельных последовательностей, или в этих скоплениях звездообразование занимает продолжительный период [117].

Упомянутые изменения касаются как отношения числа звезд, принадлежащих каждому населению, так и их пространственного распределения, и вероятно связаны с условиями образования населений и самих ШС. Первичное население присутствует в каждом скоплении, хотя количественно оно изменяется от скопления к скоплению в больших пределах ($0.03\%+0.50\%$) [91,114], в среднем составляет треть общего населения скопления. Вторичное население в большинстве скоплений, в которых исследовалось их пространственное распределение, имеет концентрацию к центру скопления и составляет большую часть их населения. Первичное население распределено по скоплению равномерно.

Эти особенности звездных населений находят объяснение в принятом в настоящее время одном из сценариев образования ШС. Согласно Карретте и др. [12] образование ШС начинается с сильного взаимодействия больших космологических фрагментов, содержащие газ и темную материю, друг с другом или с основным телом Галактики. В результате этого взаимодействия часть газа переходит в звезды, которые образуют предшествующую популяцию звезд. Взрывы SN II сверхновых этой популяции однородно обогащают систему металлами и запускают механизм обширного звездообразования. Этот эпизод, соответствующий образованию первого поколения, длится до тех пор, пока ветер SN II и массивных звезд не выметит первичный газ. Эта потеря массы вызывает расширение первичных звезд как несвязанной ассоциации и, как следствие, последующую потерю звезд. Потеря газа может разрушить более 95% скопления. Только скопления с очень высокой массой и начальной концентрацией могут выжить. Однако только после этой фазы энергичного ветра низкоскоростной ветер эволюционировавших вращающихся массивных звезд или АВГ звезд промежуточных масс начнет заново собирать охлаждающим потоком новый кинематически холодный газ в центральных районах ассоциации. В пределах очень компактного центрального скопления образуются звезды второго поколения (которое захватывает и часть звезд первого поколения). Это образование, которое может выжить в зависимости от его дальнейшей динамической эволюции, мы наблюдаем сегодня как ШС.

В первое десятилетие после первого фотометрического обнаружения

двух населений в ШС все усилия были направлены на подтверждение и детальное изучение этого явления, а также доказательства, что все ШС, по крайней мере, те, масса которых превышает некоторое предельное значение, обладают не менее чем 2-мя населением. Второе поколение звезд возникает только в случае, если начальная масса скопления превышает пороговое значение, при котором выбросы первого поколения начинают удерживаться в скоплении. До последнего времени ни одного случая ШС с одним населением не было обнаружено. Первым примером скопления с таким населением является ШС Ruprecht 106. Краткое сообщение об этом открытии было сделано на заседании Американского Астрономического общества и на генеральной Ассамблее МАС в 2012г. Вывод был сделан на основе исследования спектров большого количества звезд скопления, из которого следовало отсутствие усиления α -элементов, характерного для ШС, и значительно более низкое содержание C+N+O [118].

Почти одновременно с этим открытием появляется работа [119], в которой рассмотрены условия образования скоплений с "простым звездным населением" и признаки, по которым такие скопления можно диагностировать. В зависимости от первичной массы эти скопления могут быть двух типов: один тип скопления содержит звезды только первого поколения, другой - преимущественно звезды первого поколения. Согласно Калои и Д'Антоне, скопления, содержащие звезды только первого поколения (FG-only clusters), первоначально малы и не способны удержать звездный ветер первого поколения, и, следовательно, образовать звезды второго поколения. Скопления преимущественно со звездами первого поколения (mainly-FG clusters) первоначально являются массивными, но не способны потерять значительную часть звезд первого поколения. Применение простых критериев классификации, основанных на морфологии ГВ, к большой базе данных CMD ШС позволило Калои и Д'Антоне показать, что 20% скоплений с $[Fe/H] < -0.8$, по-видимому, являются системами с простым звездным населением, и только 10% скоплений, в которых может образоваться второе поколение, но они не теряют большую часть первичного населения. Более того, образование второго поколения является необходимым условием выживания скопления в их дальнейшей динамической эволюции в галактическом приливном поле.

Расщепление эволюционных последовательностей на CMD ШС объясняется различием содержания легких химических элементов в звездах различных населений. В рассеянных скоплениях никакого разброса в химическом составе звезд не наблюдается, и они пока рассматриваются как пример звездных систем с простым звездным населением. Одна из возможных причин этих различий заключается в том, что ШС имели достаточно большую начальную массу, чтобы удержать первичный газ и выбросы части звезд первого поколения и образовать звезды второго поколения отличающегося состава, начальную

массу, которая превышала массу рассеянных скоплений. Рассеянное скопление NGC 6791 уникальный объект, одно из самых массивных и старых рассеянных скоплений Галактики. Это обстоятельство и дало основание для исследования химического состава звезд скопления [120]. Анализ содержания химических элементов Fe, Na и O дал неожиданный результат. Содержание железа оказалось соответствующим ранее существующим определениям, а его распределение по скоплению однородным. Это скопление оказалось первым рассеянным скоплением, которое имеет внутренний разброс содержаний элементов Na и O, превосходящий ошибку определения, при этом разброс в содержании Na при явном двухмодальном его распределении в несколько раз превосходил разброс в содержании O. Разброс в содержании этих элементов не может быть объяснен эффектами перемешивания, следовательно, скопление содержит несколько звездных населений. Это также первое звездное скопление любого типа, которое на диаграмме $[Na/Fe]$ vs. $[O/Fe]$ показывает наличие двух хорошо разделенных населений, одно химически однородное население состоит из звезд бедных Na, а второе, богатое Na, имеет внутренний его разброс, соответствующий анти-корреляции Na - O, которая наблюдается только в ШС. Итак, скопление NGC 6791 не соответствует традиционному определению ни рассеянного, ни шарового скопления и остается не решенным вопрос, как такой сложный и сильно химически обогащенный объект мог образоваться.

Итак, обнаружение множественных поколений звезд открыло новую эру в исследовании ШС. И хотя наблюдательная картина остается еще сложной и не полностью ясной, впервые был найден ключ к решению ряда проблем ШС, в частности аномалии содержания химических элементов и частично проблемы "второго параметра".

Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: ger@gao.spb.ru

REVIEWS

OBSERVATIONAL EVIDENCES OF MULTIPLE POPULATIONS IN GLOBULAR CLUSTERS

A.N.GERASHCHENKO

An increasing number of photometric and spectroscopic observations over the last decade have shown the existence of distinct sub-populations in many Galactic globular clusters and seriously challenged the paradigm of globular clusters hosting single, simple stellar populations. These multiple populations manifest themselves photometrical in a split of different evolutionary sequences in the cluster color-

magnitude diagrams and in star-to-star abundance variations. This review presents photometric evidences of multiple populations in Globular Clusters and summarizes some empirical findings the properties of these sub-populations.

Key words: *stellar systems:globular clusters:colour - magnitude diagrams*

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Piotto*, in: Dynamical Evolution of Dense Stellar Systems. Proc IAU Symp № 246, 2007, eds. E.Vesperini, M.Giersz, A.Sills, 141, 2008.
2. *H.B.Richer, A.Dotter, J.Hurley et al.*, Astron. J., 135, 2141, 2008.
3. *V.V.Smith*, Publ. Astron. Soc. Pasif., 99, 67, 1987.
4. *R.Kraft*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 106, 553, 1994.
5. *A.V.Sweigart, J.G.Mengel*, Astrophys. J., 229, 624, 1979.
6. *R.G.Gratton, C.Snedden, E.Carretta*, An. Rev. Astron. Astrophys, 42, 385 2004.
7. *E.Carretta, A.Bragaglia, R.G.Gratton et al.*, Astron. Astrophys., 508, 695, 2009.
8. *П.А.Денисенков, С.Н.Денисенкова*, Астрон. Цирк., N1538, 11, 1989.
9. *П.А.Денисенков, С.Н.Денисенкова*, Письма в Астрон. ж., 16, 642, 1990
10. *G.E.Langer, R.Hoffman, C.Snedden*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 105, 301, 1993.
11. *F.D'Antona, V.Caloi*, Astrophys. J., 611, 871, 2004.
12. *E.Carretta, A.Bragaglia, R.G.Gratton et al.*, Astron. Astrophys., 516, 55, 2010.
13. *E.Carretta, A.Bragaglia, R.G.Gratton et al.*, Astron. Astrophys., 505, 117, 2009.
14. *T.Decressin, G.Meynet, C.Charbonnel*, Astron. Astrophys., 464, 1029, 2007.
15. *P.Ventura, F.D'Antona, I.Mazzitelli, R.Gratton*, Astrophys., J., 550, L65, 2001.
16. *F.D'Antona, V.Caloi, J.R.Montalbán et al.*, Astron. Astrophys., 395, 69, 2002.
17. *F.D'Antona, P.Ventura*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 379, 1431, 2007.
18. *F.D'Antona, V.Caloi*, Astrophys. J., 611, 871, 2004.
19. *L.R.Bedin, G.Piotto, J.Anderson et al.*, Astrophys. J., 605, L125, 2004.
20. *J.Anderson*, Ph.D.Thesis, Univ. of California, Berkeley, 1998.
21. *A.Sollima, F.R.Ferraro, M.Bellazzini et al.*, Astropys. J., 654, 915, 2007.
22. *A.Bellini, G.Piotto, L.R.Bedin et al.*, Astron. Astrophys., 507, 1393, 2009.
23. *E.Panchino, F.R.Ferraro, M.Bellazzini et al.*, Astrophys. J., 534, 83, 2000.
24. *S.Villanova, G.Piotto, I.R.King et al.*, Astrophys. J., 663, 296, 2007.
25. *A.Bellini, L.R.Bedin, G.Piotto et al.*, Astron. J., 140, 631, 2010.
26. *A.Sollima, F.R.Ferraro, E.Pancino, M.Bellazzini*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 357, 265, 2005.
27. *Y.-W.Lee, J.-M.Joo, Y.-J.Sohn et al.*, Nature, 402, 55, 1999.
28. *G.Piotto, S.Villanova, L.R.Bedin et al.*, Astrophys. J., 621, 777, 2005.
29. *J.E.Norris*, Astrophys. J., 612, L25, 2004.
30. *Y.-W.Lee, S.-J.Joo, S.-I.Han et al.*, Astrophys. J., 621, L57, 2005.
31. *A.Sollima, E.Pancino, F.R.Ferraro et al.*, Astrophys. J., 634, 332, 2005.
32. *A.P.Millone, L.R.Bedin., G.Piotto et al.*, Astrophys. J., 673, 241, 2008.
33. *A.Renzini*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 391, 354. 2008.

34. *D.Romano, M.Tosi, M.Cignoni et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **401**, 2490, 2010.
35. *J.E.Norris, K.C.Freeman, M.Mayor, P.Seltzer*, Astrophys. J., **487**, L187, 1997.
36. *E.Pancino, A.Seleznev, F.R.Ferraro et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **345**, 683, 2003.
37. *C.D.Bailyn, A.Sarajedini, H.Cohn*, Astron. J., **103**, 1564, 1992.
38. *S.-C.Rey, Y.-W.Lee, C.H.Ree et al.*, Astron. J., **127**, 958, 2004.
39. *N.B.Suntzeff, R.P.Kraft*, Astron. J., **111**, 1913, 1996.
40. *M.Hilker, T.Richtler*, Astron. Astrophys., **362**, 895, 2000.
41. *C.I.Johnson, C.A.Pilachowski, J.Simmerer, D.Schwenk*, Astrophys. J., **681**, 1505, 2008.
42. *C.I.Johnson, C.A.Pilachowski, R.M.Rich, J.P.Fulbright*, Astrophys. J., **698**, 2048, 2009.
43. *K.Bekki, J.E.Norris*, Astrophys. J., **637**, L109, 2006.
44. *A.D'Ercole, E.Vesperini, F.D'Antona et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **391**, 825, 2008.
45. *J.E.Norris, G.S. Da Costa*, Astrophys. J., **441**, L81, 1995.
46. *L.P.Bassino, J.C.Muzzio*, The Observatory, **115**, 256, 1995.
47. *G.S. Da Costa, T.E.Armandroff*, Astron. J., **109**, 2533, 1995.
48. *A.Saraedini, A.C.Layden*, Astron. J., **109**, 108, 1995.
49. *A.C.Layden, A.Saraedini*, Astron. J., **119**, 1760, 2000.
50. *L.Monaco, M.Bellazzini, F.R.Ferraro, E.Pancino*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **356**, 1396, 2005.
51. *M.H.Siegel, A.Dotter, S.R.Majewski et al.*, Astrophys. J., **667**, L57, 2007.
52. *J.A.Brown, G.Wallerstein, G.Gonzalez*, Astron. J., **118**, 1245, 1999.
53. *M.Bellazzini, M.Correnti, F.R.Ferraro et al.*, Astron. Astrophys., **446**, 1, 2006.
54. *T.A.Smecker-Hane, A.McWilliam*, astro-ph/0205411.
55. *L.Monaco, P.Bonifacio, F.R.Ferraro et al.*, Astron. Astrophys., **441**; 141 2005.
56. *M.-Y.Chou, S.R.Mewski, K.Cunha et al.*, Astrophys. J., **670**, 346, 2007.
57. *G.Piotto*, The Ages of Stars, IAU Symposium No. 258, 2008, eds. E.E.Mamajek, D.R.Soderblom, R.F.G.Wyse, 233, 2009.
58. *A.Rosenberg, A.Recio-Blanco, M.Garcia-Marin*, Astrophys. J., **603**, 135, 2004.
59. *E.Carretta, A.Bragaglia, R.G.Gratton et al.*, Astrophys. J., **714**, L7, 2010.
60. *M.Bellazzini, R.A.Ibata, S.C.Chapman et al.*, Astron. J., **136**, 1147, 2008.
61. *F.D'Antona, M.Bellazzini, V.Caloi et al.*, Astrophys. J., **631**, 868, 2005.
62. *G.Piotto, L.R.Bedin, J.Anderson et al.*, Astrophys. J., **661**, L53, 2007.
63. *J.-W.Lee, Y.-W.Kang, J.Lee, Y.-W.Lee*, Nature, **462**, 480, 2009.
64. *E.Carretta, A.Bragaglia, R.G.Gratton et al.*, Astron. Astrophys., **450**, 523, 2006.
65. *F.D'Antona, V.Caloi*, Astrophys. J., **611**, 871, 2004.
66. *E.Carretta, R.G.Gratton, S.Lucatello et al.*, Astron. Astrophys., **433**, 597, 2005.
67. *E.Dalessandro, M.Salaris, F.R.Ferraro et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **410**, 694, 2011.
68. *M.Salaris, A.Weiss, J.W.Ferguson, D.J.Fusilier*, Astrophys. J., **645**, 1131, 2006.
69. *A.Bragaglia, E.Carretta, R.G.Gratton et al.*, Astrophys. J., **720**, L41, 2010.
70. *J.Anderson, G.Piotto, I.R.King et al.*, Astrophys. J., **697**, L62, 2009.

71. *A.P.Milone, G.Piotto, L.R.Bedin et al.*, *Astrophys. J.*, 744, 58, 2012.
72. *M. di Criscienzo, P.Ventura, F.D'Antona et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 408, 999, 2010.
73. *E.Carretta, R.G.Gratton, A.Bragaglia et al.*, *Astro-ph.*, 12121169, 2012.
74. *W.E.Harris*, *Astron. J.*, 112, 1487, 1996 (версия 2010).
75. *M. di Criscienzo, F.D'Antona, A.P.Milone et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 414, 3381, 2011.
76. *T.E.Armandroff, R.Zinn*, *Astron. J.*, 96, 92, 1988.
77. *R.M.Rich, D.Minniti, J.Liebert*, *Astrophys. J.*, 406, 489, 1993.
78. *R.M.Rich, C.Sosin, S.G.Djorgovski et al.*, *Astrophys. J.*, 484, L25, 1997.
79. *T.M.Brown, A.V.Sweigart, T.Lanz et al.*, *Astrophys. J.*, 718, 1332, 2010.
80. *G.Raimondo, V.Castellani, S.Cassisi et al.*, *Astrophys. J.*, 569, 975, 2002.
81. *G.Busso, S.Cassisi, G.Piotto et al.*, *Astron. Astrophys.*, 474, 105, 2007.
82. *V.Caloi, F.D'Antona*, *Astron. Astrophys.*, 463, 949, 2007.
83. *A.Moretti, G.Piotto, C.Arcidiacono et al.*, *Astron. Astrophys.*, 493, 539, 2009.
84. *M. Di Criscienzo, F.D'Antona, P.Ventura*, *Astron. Astrophys.*, 511, 70, 2010.
85. *A.P.Milone, A.F.Marino, G.Piotto et al.*, *Astrophys. J.*, 745, 27, 2012.
86. *R.A.Bell, R.J.Dickens, B.Gustafsson*, *Astrophys. J.*, 229, 604, 1979.
87. *M.M.Briley, R.A.Bell, S.Hoban, R.J.Dickens*, *Astrophys. J.*, 359, 307, 1990.
88. *L.Pasquini, P.Bonifacio, S.Randich et al.*, *Astron. Astrophys.*, 426, 651, 2004.
89. *R.G.Gratton, P.Bonifacio, A.Bragaglia et al.*, *Astron. Astrophys.*, 369, 87, 2001.
90. *E.Carretta, R.G.Gratton, S.Lucatello et al.*, *Astron. Astrophys.*, 433, 597, 2005.
91. *E.Carretta, A.Bragaglia, R.G.Gratton et al.*, *Astron. Astrophys.*, 505, 117, 2009.
92. *K.Lind, F.Primas, C.Charbonnel et al.*, *Astron. Astrophys.*, 503, 545, 2009.
93. *K.Lind, C.Charbonnel, T.Decressin et al.*, *Astron. Astrophys.*, 527, L148, 2011.
94. *E.P.Rubenstein, C.D.Bailyn*, *Astrophys. J.*, 474, 701, 1997.
95. *A.P.Milone, G.Piotto, I.R.King et al.*, *Astrophys. J.*, 709, 1183, 2010.
96. *E.Carretta, A.Bragaglia, R.G.Gratton et al.*, *Astron. Astrophys.*, 464, 927, 2007.
97. *V.Kravtsov, G.Alcaino, G.Marconi, F.Alvarado*, *Astron. Astrophys.*, 527, L9, 2011.
98. *D.Yong, F.Grundahl, J.A.Johnson, M.Asplund*, *Astrophys. J.*, 684, 1159, 2008.
99. *F.Grundahl, M.Briley, P.E.Nissen, S.Feltzing*, *Astron. Astrophys.*, 385, L14, 2002.
100. *E.Carretta, A.Bragaglia, R.G.Gratton et al.*, *Astrophys. J.*, 750, L14, 2012.
101. *A.P.Milone, G.Piotto, L.R.Bedin et al.*, *Mem. Soc. Astron. It. Supple*, 19, 173, 2012.
102. *P.Richter, M.Hilker, T.Richtler*, *Astron. Astrophys.*, 350, 476, 1999.
103. *E.Carretta, R.G.Gratton, S.Lucatello et al.*, *Astrophys. J.*, 722, L1, 2010.
104. *S.-I.Han, Y.-W.Lee, S.-J.Joo et al.*, *Astrophys. J.*, 707, L190, 2009.
105. *E.Carretta, S.Lucatello, R.G.Gratton et al.*, *Astron. Astrophys.*, 533, 69, 2011.
106. *A.F.Marino, A.P.Milone, G.Piotto et al.*, *Astron. Astrophys.*, 505, 1099, 2009.
107. *A.F.Marino, C.Snedden, R.P.Kraft et al.*, *Astron. Astrophys.*, 532, 8, 2011.
108. *S.Cassisi, M.Salaris, A.Pierrinfernini et al.*, *Astrophys. J.*, 672, L115, 2008.
109. *P.Ventura, V.Caloi, F.D'Antona et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 399, 934, 2009.
110. *A.Alves-Brito, D.Yong, J.Meléndez et al.*, *Astron. Astrophys.*, 540, A3, 2011.
111. *D.Yong, F.Grundahl, F.D'Antona et al.*, *Astrophys. J.*, 695, L62, 2009.

112. *S.Villanova, D.Geisler, G.Piotto et al.*, *Astrophys. J.*, **722**, L18, 2010.
113. *E.Carretta, A.Bragaglia, R.G.Graffon et al.*, *Astron. Astrophys.*, **535**, A121, 2011.
114. *G.Piotto, A.P.Milone, J.Anderson et al.*, *Astrophys. J.*, **760**, 39, 2012.
115. *A.F.Marino, S.Villanova, G.Piotto et al.*, *Astron. Astrophys.*, **490**, 625, 2008.
116. *L.Sbordone, M.Salaris, A.Weiss, S.Cassisi*, *Astron. Astrophys.*, **534**, A9, 2011.
117. *A.P.Milone, L.R.Bedin, G.Piotto, J.Anderson*, *Astron. Astrophys.*, **497**, 755, 2009.
118. *D.Geisler, S.Villanova*, *AAS Meeting*, **220**, №102202, 2012.
119. *V.Caloi, F.D'Antona*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **417**, 228, 2011.
120. *D.Geisler, S.Villanova, G.Carraro et al.*, *Astrophys. J.*, **756**, L40, 2012.

CONTENTS

On the nature of unconfirmed supernovae <i>L.S.Aramyan, A.R.Petrosian, A.A.Hakobyan, G.A.Mamon, D.Kunth, M.Turatto, V.Zh.Adibekyan, T.A.Nazaryan</i>	167
PMS-objects in the star forming region Cep OB3. II. The YSOs in the H α Nebula Cep B <i>E.H.Nikoghosyan</i>	179
The evolution of magnetic fields CP-stars on main sequence. I <i>Yu.V.Glagolevskij</i>	189
On the peculiarity of nucleosynthesis in binary stars <i>V.V.Leushin</i>	207
Estimates of the accretion disc radius in dwarf nova Pegasi 2010 <i>P.Zemko, T.Kato</i>	221
Object SNO 74 in the association ARA OB 1 <i>A.L.Gyulbudaghian</i>	233
Radioemission of the A1716 cluster galaxies and groups of stars <i>A.A.Lipovka, N.M.Lipovka</i>	241
Magnetosonic waves in the crust of a neutron star <i>D.M.Sedrakian, A.S.Harutyunyan, M.V.Hayrapetyan</i>	251
On astrospheres radii <i>A.G.Yeghikyan</i>	267
Time-dependent Ginzburg-Landau equations for rotating two-flavor color superconductors <i>K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan, A.D.Sedrakian</i>	277
NOTES	
FBS 0137+400: A N-Type semiregular variable Carbon star <i>K.S.Gigoyan, G.Kostandyan, A.Sarkissian, D.Russeil</i>	289
REVIEWS	
Observational evidences of multiple populations in globular clusters <i>A.N.Gerashchenko</i>	293

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А1716 И
ГРУППЫ ЗВЕЗД

А.А.Липовка, Н.М.Липовка 241

МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.Седракян, А.С.Арутюнян, М.В.Айрапетян 251

К ВОПРОСУ О РАДИУСАХ АСТРОСФЕР

А.Г.Егикян 267

ВРЕМЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ ДЛЯ ВРА-
ЩАЮЩИХСЯ ДВУХ АРОМАТНЫХ ЦВЕТОВЫХ СВЕРХ-
ПРОВОДНИКОВ

К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян, А.Д.Седракян 277

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

FBS 0137+400: ПОЛУПРАВИЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННАЯ УГЛЕРОДНАЯ
ЗВЕЗДА КЛАССА N

К.С.Гигоян, Г.Костандян, А.Саркиссиан, Д.Руссей 289

ОБЗОРЫ

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА МНОЖЕСТВЕННОСТИ
ЗВЕЗДНЫХ НАСЕЛЕНИЙ В ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЯХ

А.Н.Герашенко 293