

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 42

ФЕВРАЛЬ, 1999

ВЫПУСК 1

О ПРИРОДЕ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS И  
ПОЛНОТЕ ОБЗОРА ЯРКИХ КВАЗАРОВ

*А.М.Микаелян, А.К.Гонсалвеш, М.П.Верон-Сетти, Ф.Верон* 5

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ОН  
МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИК

*Р.А.Кандалян* 23

О ВОЗМОЖНОЙ ПРИЧИНЕ ОШИБОК ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ  
РАССТОЯНИЯ ДО СКОПЛЕНИЯ ДЕВА ПО МЕТОДУ ТУЛИ-  
ФИШЕРА

*Т.М.Борсхадзе, Н.Г.Когошвили* 37

КАРЛИКОВАЯ НОВАЯ В ТЕЛЬЦЕ

*Э.С.Парсамян, Г.Гонзалес, Г.Б.Оганян* 47

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИ-  
КОВ IRAS НА ОСНОВЕ НИЗКОДИСПЕРСИОННЫХ  
СПЕКТРОВ FBS. V

*К.С.Гигоян, А.М.Микаелян* 53

О ВОЗМОЖНОСТИ СИСТЕМАТИЗАЦИИ КЛАССИЧЕСКИХ  
НОВЫХ ПО ТИПАМ КРИВЫХ БЛЕСКА. I. ПРИЗНАКИ  
ТИПОВ

*А.Э.Розенбуш* 61

He-ЛТР МОДЕЛИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ ЗВЕЗД ТИПА  
UX ORI

*Л.В.Тамбовцева, В.П.Гринин, О.В.Козлова* 75

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան, Վ.Գ.Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս.Կարդաշև, Ա.Գ.Մասևիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Դ.Մ.Սեդրակյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Յու.Տերեբիժ, Ա.Տ.Զալլոլյան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Վ.Խարաձե, Ի.Մ.Չոպիլով, Լ.Վ.Միրզոյան, Վ.Վ.Սոբոլև (նախագահ):

**Редакционная коллегия:** Г.С.Бисноватый-Коган, В.Г.Горбацкий (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, Д.М.Седракан (зам. главного редактора), В.Ю.Теребиж.

**Редакционный совет:** А.А.Боярчук, И.М.Копылов, Л.В.Мирзоян, В.В.Соболев (председатель), Е.К.Харадзе.

"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.

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

УДК: 524.354.6:539.12

## ON THE NATURE OF THE FBS BLUE STELLAR OBJECTS AND THE COMPLETENESS OF THE BRIGHT QUASAR SURVEY\*

A.M.MICKAELIAN<sup>1</sup>, A.C.GONÇALVES<sup>2</sup>, M.P.VÉRON-CETTY<sup>2</sup>  
P.VÉRON<sup>2</sup>

Received 15 September 1998

Accepted 15 November 1998

The second part of the First Byurakan Survey is aimed at detecting all bright ( $B < 16.5$ ) UV-excess starlike objects in a large area of the sky. By comparison with other major surveys such as the ROSAT All Sky Survey, the ROSAT WGACAT catalogue of point sources, the IRAS survey, the 6cm Green Bank, the 1.4GHz NRAO VLA and the 92cm Westerbork Northern sky surveys and with the catalogue of mean  $UBV$  data on stars, we estimate the number of AGNs present in the FBS survey and its completeness. We have made spectroscopic observations of nine of the most promising FBS candidates. We have found six new QSOs bringing the total number of known QSOs in this survey to 42. By comparison with the Bright Quasar Survey, we found that the completeness of this last survey is of the order of 70% rather than 30-50% as suggested by several authors.

1. *Introduction.* The surface density of bright QSOs ( $B < 17.0$ ) is still very poorly known. The Palomar Green (PG) or Bright Quasar Survey (BQS) [1,2] covering an area of 10714 deg<sup>2</sup> lead to the discovery of 69 QSOs brighter than  $M_j = -24$  ( $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ) and  $B = 16.16$  corresponding to 0.0064 deg<sup>-2</sup>. However several authors [3-7] suggested that this survey could be incomplete by a factor 2 to 3.

The First Byurakan Survey (FBS), also known as the Markarian survey, was carried out in 1965-80 by Markarian et al. [8]. It is a slitless spectroscopic photographic survey carried out with the 40' Schmidt telescope of the Byurakan Observatory. The 1.5° prism used gave a reciprocal dispersion of 1800 Å/mm at  $H_\gamma$ . Each field is 4° x 4° in size. The survey is about 17000 deg<sup>2</sup> and is complete to about  $B = 16.5^m$ . It has been used by Markarian and his collaborators to search for UV excess galaxies; more than 1500 have been found, including about 10% Seyfert galaxies and a few QSOs. It can also be used for finding UV excess

\* Partly based on observations collected at the Observatoire de Haute Provence (CNRS, France).

The APS databases are supported by the National Science Foundation, the National Aeronautics and Space Administration, and the University of Minnesota, and are available at <http://aps.umn.edu/>

The Digitized Sky Survey was produced at the Space Telescope Science Institute (STScI) under U.S. Government grant NAG W-2166.

or emission line starlike objects. Such a program - the second part of the FBS - has been undertaken in 1987 [9,10]. Its main purpose is to take advantage of the large area covered to get a reliable estimate of the surface density for bright QSOs. The discovery of a number of planetary nebula nuclei, white dwarfs, cataclysmic variables and other UV excess objects is also expected.

2. *The FBS Survey.* At the present time, 4109 deg<sup>2</sup> have been searched ( $33^\circ < \delta < 45^\circ$  and  $\delta > 61^\circ$ , excluding the Galactic plane) and a catalogue of 1103 blue stellar objects has been built. It has been published in a series of eleven papers [9,11-20]. It contains 388 objects at  $|b| < 30^\circ$ , including 33 at  $12^\circ < |b| < 15^\circ$ . Fig.1 shows the distribution on the sky of the 1103 objects.

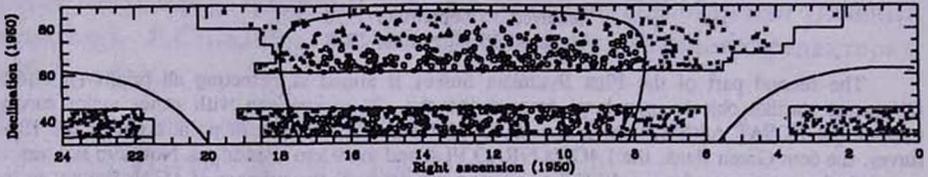


Fig.1. Sky map of the FBS objects. Lines of constant galactic latitudes are indicated ( $b = 0^\circ$  and  $b = 30^\circ$ ). The nominal limits of the FBS are shown. Crosses are for objects at  $|b| < 30^\circ$ , triangles for objects at  $b > 30^\circ$  but outside the PG area, filled squares for objects detected by the PG survey and open circles for objects within the PG area, but undetected.

433 spectroscopic identifications (397 stars and 36 QSOs) are already known, taken mainly from [21-34], catalogues of spectroscopically identified white dwarfs [35,36], the catalogue of cataclysmic variables [37] and the catalogue of subdwarfs [38].

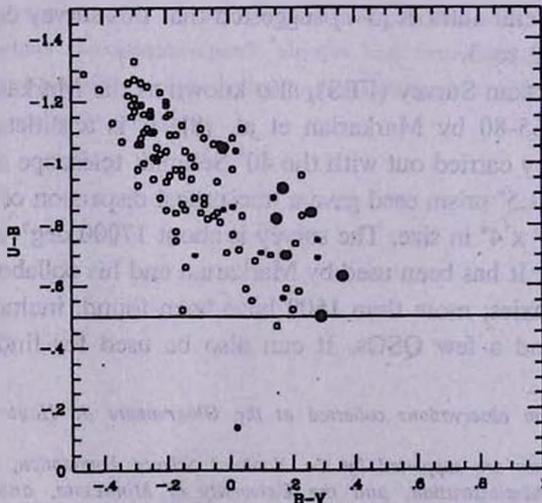


Fig.2. Plot of  $U - B$  vs.  $B - V$  for the FBS objects with published photoelectric measurements. Open circles are for  $B$  type objects, small dots for  $N$  types and large dots for QSOs.

106 FBS stars have published UBV colours [1,39] as well as seven FBS QSOs [26]. With the exception of FBS 1002+390 ( $U-B = -0.14$  [40]), they all have  $U-B < -0.50$  (Fig.2). The FBS objects have been classified as B or N according to the ratio of the intensity of the red and blue regions of the spectra. The catalogue contains 862 B objects, 233 N and 8 others. According to the classification, in general B objects should have a negative  $B-V$ , while N objects should have a positive  $B-V$  [9]. In fact, if most N objects have a positive  $B-V$ , a significant fraction of the B objects also have a positive  $B-V$  (Fig.2).

Sixteen QSOs are of B type or 1.8% of all B type objects, while 20 are of N type or 8.5% of all N type; N type objects are therefore much more likely to be QSOs which however have about the same probability to be of N or B type. Nevertheless, among the eight FBS QSOs with  $z > 1$ , seven are of N type, while only one is of B type.

The positional accuracy for the first 429 objects (first four papers) is quoted as being about one arcmin. Later the accuracy was increased to  $0.5'$  [11]. An accurate optical position has been measured for 195 objects on the Digitized Sky Survey; the accuracy is  $\sim 0.6''$  [41]. These positions are given in Table 1. We have compared the published FBS positions with sub-arcsecond accuracy positions for 104 objects of the first four papers and 117 objects of the last seven papers. After correcting for printing errors in the published position of FBS 0649+716, 0935+416, 1559+369 and 1619+648, we found  $\sigma_\alpha = 46''$ ,  $\sigma_\delta = 40''$  and  $\sigma_z = 9''$ ,  $\sigma_s = 7''$  respectively; these errors are substantially smaller than the initial estimates.

The magnitudes of the objects in the first four papers have been measured from the O Palomar Sky Survey prints, using the relationship between stellar diameters and magnitudes established by [42]; however in these papers, the PG magnitude, when available, was given rather than the FBS magnitude. In contrast, for the objects listed in the last seven papers, the magnitudes have been measured on both the O and E prints, with the calibration given by [43] and the  $V$  magnitude computed with the formula:  $V = E - (O - E)/3.2$ . The photometric accuracy which was thought to be  $0^m.5$  in the first series of measurements was improved to  $0^m.3$  starting with the fifth paper [11].

Comparison of the FBS and photoelectric  $V$  magnitudes for the objects in the last seven papers gives  $\langle FBS - V \rangle = 0^m.06$  and  $\sigma = 0^m.46$ . For 29 objects from the first four papers, we have  $\langle FBS - V \rangle = -0^m.40$ ,  $\sigma = 0^m.75$ . This confirms the significant improvement of the photometric accuracy achieved in the second part of the catalogue. However, the accuracy seems to be  $0^m.75$  and  $0^m.45$  in the first and second part respectively, rather than the estimated  $0^m.5$  and  $0^m.3$ .

3. *Comparison with X-ray, infrared and radio surveys.* 3.1. *The ROSAT All-Sky Survey Bright Source Catalogue (RASS-BSC).* We have cross-correlated our list of 1103 UV-excess objects with the

Table 1

## ACCURATE POSITIONS FOR 195 FBS OBJECTS

Name	$\alpha$ (B1950)	$\delta$	Name	$\alpha$ (B1950)	$\delta$
1	2		3	4	
FBS 0004+330	00 <sup>b</sup> 04 <sup>m</sup> 57' 58	33 <sup>s</sup> 00'49" 2	FBS 0808+435	08 08 05.06	43 32 13.8
FBS 0019+348	00 19 10.52	34 48 13.3	FBS 0808+628	08 08 05.58	62 45 24.2
FBS 0019+401	00 19 44.22	40 09 12.4	FBS 0819+364	08 19 32.57	36 23 54.1
FBS 0028+441	00 28 01.72	44 07 59.3	FBS 0821+676	08 21 33.89	67 37 07.7
FBS 0028+435	00 28 53.76	43 32 32.1	FBS 0827+738	08 27 10.40	73 47 17.6
FBS 0038+431	00 38 10.80	43 08 32.7	FBS 0836+619	08 36 33.96	61 58 32.2
FBS 0043+343	00 43 09.54	34 18 11.0	FBS 0845+812	08 45 25.59	81 10 16.7
FBS 0047+347	00 47 14.22	34 41 52.7	FBS 0848+437	08 48 22.96	43 45 22.7
FBS 0051+417	00 51 36.77	41 47 08.8	FBS 0850+639	08 50 37.98	63 54 46.1
FBS 0058+431	00 58 18.96	43 07 17.9	FBS 0904+643	09 04 58.96	64 22 06.4
FBS 0125+351	01 25 14.97	35 06 10.5	FBS 0906+368	09 06 18.10	36 49 46.8
FBS 0125+386	01 25 35.36	38 39 07.4	FBS 0914+656	09 14 51.16	65 36 45.7
FBS 0127+408	01 27 00.52	40 47 19.5	FBS 0920+674	09 20 01.27	67 23 05.9
FBS 0140+427	01 39 59.78	42 42 14.6	FBS 0920+366	09 20 49.65	36 36 35.2
FBS 0150+396	01 50 6.88	39 41 00.0	FBS 0924+732	09 24 23.00	73 09 46.9
FBS 0154+391	01 54 18.51	39 08 25.2	FBS 0926+850	09 26 34.50	85 01 39.0
FBS 0156+439	01 56 40.53	43 58 47.4	FBS 0929+733	09 29 12.25	73 16 16.2
FBS 0212+385	02 12 55.08	38 32 26.6	FBS 0932+437	09 32 12.72	43 44 31.0
FBS 0217+343	02 17 17.08	34 20 00.4	FBS 0933+614	09 33 53.15	61 25 18.0
FBS 0228+447	02 28 42.59	44 44 13.1	FBS 0935+679	09 35 18.71	67 54 00.8
FBS 0233+373	02 33 37.67	37 21 17.7	FBS 0935+395	09 35 42.66	39 32 25.3
FBS 0255+379	02 55 30.67	37 57 40.1	FBS 0938+374	09 38 24.45	37 26 03.6
FBS 0306+333	03 06 07.77	33 20 01.4	FBS 0938+447	09 38 34.70	44 42 46.2
FBS 0315+417	03 15 04.13	41 44 27.0	FBS 0941+664	09 41 18.63	66 25 20.8
FBS 0421+740	04 21 26.14	74 00 46.2	FBS 0944+713	09 44 45.41	71 15 09.4
FBS 0432+763	04 32 27.59	76 18 44.6	FBS 0950+664	09 50 09.49	66 22 30.9
FBS 0437+756	04 37 51.88	75 33 21.5	FBS 0953+686	09 53 03.57	68 36 35.8
FBS 0613+431	06 13 06.93	43 10 59.2	FBS 0954+697	09 54 24.61	69 43 20.5
FBS 0614+769	06 14 01.33	76 52 53.3	FBS 0958+353	09 58 17.44	35 19 37.2
FBS 0624+428	06 24 17.31	42 48 39.1	FBS 1002+437	10 02 37.27	43 47 17.2
FBS 0632+663	06 32 03.44	66 15 21.6	FBS 1003+678	10 03 08.82	67 47 25.6
FBS 0637+786	06 37 33.69	78 38 04.1	FBS 1007+382	10 08 04.69	38 16 48.9
FBS 0639+391	06 39 14.98	39 11 22.0	FBS 1040+451	10 40 36.64	45 09 14.0
FBS 0649+716	06 49 08.05	71 37 22.5	FBS 1054+436	10 54 35.66	43 37 10.6
FBS 0652+799	06 52 50.66	79 55 54.5	FBS 1057+719	10 57 07.54	71 54 10.6
FBS 0654+366	06 54 40.40	36 34 23.4	FBS 1102+347	11 02 54.97	34 41 47.0
FBS 0702+616	07 02 14.87	61 38 29.6	FBS 1103+385	11 03 04.38	38 29 16.9
FBS 0706+407	07 06 42.65	40 41 18.2	FBS 1104+408	11 04 54.15	40 49 08.5
FBS 0716+365	07 16 52.62	36 29 01.9	FBS 1108+402	11 08 10.48	40 15 35.6
FBS 0732+396	07 32 58.96	39 32 59.4	FBS 1112+668	11 12 19.28	66 48 23.4
FBS 0742+653	07 42 41.23	65 20 24.7	FBS 1122+426	11 22 09.44	42 41 53.7
FBS 0742+337	07 42 59.53	33 40 29.4	FBS 1125+634	11 25 45.85	63 21 16.2
FBS 0744+818	07 44 27.07	81 49 30.3	FBS 1129+823	11 29 34.93	82 19 40.7
FBS 0744+652	07 44 52.30	65 10 16.2	FBS 1133+754	11 33 32.66	75 23 30.2
FBS 0747+729	07 47 53.47	72 57 44.2	FBS 1138+648A	11 38 45.38	64 49 08.6
FBS 0749+725	07 49 44.82	72 32 17.9	FBS 1138+648B	11 38 46.11	64 49 12.1
FBS 0752+769	07 52 40.64	76 54 28.6	FBS 1139+437	11 39 35.91	43 40 54.9

Table 1 (окончание)

1	2			3	4		
FBS 1140+719	11 40	48.57	71 57 58.5	FBS 1554+403	15 54	04.46	40 20 24.6
FBS 1141+406	11 41	40.55	40 41 08.0	FBS 1557+448	15 57	08.98	44 49 30.8
FBS 1147+673	11 47	46.03	67 15 28.5	FBS 1559+369	15 59	32.42	36 57 20.2
FBS 1148+444	11 48	47.18	44 29 23.1	FBS 1602+408	16 02	43.08	40 49 06.3
FBS 1149+394	11 49	27.95	39 25 08.7	FBS 1603+369	16 03	43.62	36 57 42.3
FBS 1150+334	11 50	16.53	33 23 59.8	FBS 1605+684	16 05	29.76	68 22 07.7
FBS 1156+432	11 56	13.19	43 15 48.2	FBS 1605+627	16 05	47.96	62 40 55.8
FBS 1201+437	12 01	51.15	43 47 39.3	FBS 1607+439	16 07	53.88	43 54 10.5
FBS 1211+393	12 11	04.32	39 17 34.8	FBS 1619+749	16 19	47.45	74 55 38.0
FBS 1223+665	12 23	13.26	66 31 26.9	FBS 1619+648	16 19	55.70	64 43 01.2
FBS 1229+383	12 29	03.27	38 19 15.0	FBS 1634+706	16 34	51.56	70 37 37.5
FBS 1229+710	12 29	28.28	71 00 47.2	FBS 1636+351	16 36	36.52	35 06 03.8
FBS 1230+417	12 30	00.95	41 45 51.3	FBS 1638+388	16 38	34.72	38 48 04.0
FBS 1231+828	12 31	46.59	82 50 21.8	FBS 1640+362	16 40	08.90	36 09 43.2
FBS 1232+379	12 32	28.31	37 54 14.5	FBS 1641+399	16 41	17.55	39 54 10.7
FBS 1235+699	12 35	12.88	69 58 13.2	FBS 1641+388	16 41	18.89	38 46 42.4
FBS 1240+631	12 40	27.96	63 06 21.5	FBS 1648+371	16 48	22.63	37 06 16.4
FBS 1248+374	12 48	44.76	37 23 00.3	FBS 1648+407	16 48	40.95	40 42 25.3
FBS 1249+433	12 49	48.58	43 20 24.5	FBS 1656+354	16 56	01.70	35 25 05.1
FBS 1255+447	12 55	01.75	44 45 46.8	FBS 1657+344	16 57	01.28	34 23 23.1
FBS 1311+664	13 11	50.12	66 27 01.9	FBS 1658+440	16 58	17.09	44 05 23.6
FBS 1315+645	13 15	09.88	64 31 09.8	FBS 1715+406	17 15	38.48	40 37 55.0
FBS 1315+447	13 15	49.63	44 43 19.5	FBS 1715+424	17 15	45.05	42 29 18.8
FBS 1316+446	13 16	01.31	44 40 06.0	FBS 1716+394	17 16	22.39	39 19 49.3
FBS 1324+448	13 24	54.58	44 50 36.4	FBS 1722+356	17 22	48.91	35 36 55.3
FBS 1335+369	13 35	38.77	36 52 50.6	FBS 1743+440	17 43	26.45	44 05 51.0
FBS 1338+666	13 38	03.38	66 35 50.6	FBS 1745+420	17 44	55.66	42 04 44.0
FBS 1340+813	13 40	40.59	81 18 10.8	FBS 1755+663	17 55	41.53	66 19 16.4
FBS 1351+640	13 51	46.29	64 00 29.0	FBS 1756+394	17 55	55.40	39 21 14.2
FBS 1352+386	13 52	26.75	38 39 18.4	FBS 1756+441	17 56	11.82	44 11 07.8
FBS 1352+451	13 52	49.55	45 08 13.9	FBS 1756+352	17 56	30.04	35 09 17.3
FBS 1356+389	13 56	24.73	38 58 27.6	FBS 1800+686	18 00	26.61	68 35 56.0
FBS 1359+411	13 59	12.50	41 09 01.9	FBS 1810+374	18 10	39.33	37 24 40.4
FBS 1401+865	14 01	11.14	86 29 42.8	FBS 1815+381	18 15	39.96	38 09 43.1
FBS 1402+436	14 02	37.67	43 41 26.9	FBS 1820+809	18 20	54.40	80 54 13.7
FBS 1413+757	14 13	08.72	75 40 15.8	FBS 1821+643	18 21	36.76	64 20 18.7
FBS 1429+373	14 29	54.34	37 19 41.7	FBS 1822+352	18 22	21.32	35 14 38.3
FBS 1437+398	14 37	18.97	39 49 35.3	FBS 1822+414	18 22	21.69	41 27 33.2
FBS 1440+753	14 40	14.76	75 18 20.0	FBS 1833+447	18 33	25.29	44 45 48.6
FBS 1444+637	14 44	57.08	63 41 53.2	FBS 1833+434	18 33	45.70	43 25 00.7
FBS 1449+440	14 49	36.48	44 06 03.6	FBS 2149+425	21 49	04.38	42 32 39.1
FBS 1449+642	14 49	37.67	64 15 46.8	FBS 2152+408	21 52	47.31	40 49 58.0
FBS 1452+762	14 52	16.36	76 12 10.1	FBS 2212+421	22 12	29.04	42 08 08.5
FBS 1500+752	15 00	43.03	75 10 33.1	FBS 2246+414	22 47	00.80	41 28 01.1
FBS 1501+664	15 01	24.25	66 24 01.4	FBS 2248+446	22 48	19.36	44 41 14.5
FBS 1513+442	15 13	02.08	44 12 40.7	FBS 2249+391	22 49	45.92	39 05 20.2
FBS 1522+663	15 22	16.88	66 15 31.0	FBS 2302+427	23 02	43.64	42 46 33.8
FBS 1523+363	15 23	16.94	36 15 38.0	FBS 2308+425	23 08	26.99	42 33 51.2
FBS 1534+389	15 34	32.03	38 55 52.6	FBS 2315+443	23 15	48.38	44 20 01.2
FBS 1539+355	15 36	02.86	35 28 08.8	FBS 2340+422	23 40	54.17	42 17 39.9
FBS 1551+719	15 51	40.69	71 54 05.0				

ROSAT All-Sky Survey bright source catalogue [44]. There are 2225 X-ray sources in the area of interest. We have found 57 X-ray sources within 4' of a FBS source, while we expected eight chance coincidences. Therefore most of them are probably real associations. We have measured the accurate optical position of the 33 non-QSO coincidences (Table 1); the differences between the X-ray and accurate optical positions are smaller than 40" except for eight objects, confirming the reality of the associations.

The source RX J17173+4227 which is associated with the radiosource B3 1715+425 has been identified with the Zwicky cluster of galaxies Zw 8193 at  $z = 0.183$  [45]; the X-ray and radio positions are in good agreement within the error

Table 2

## FBS COINCIDENCES WITH ROSAT AND VLA SOURCES

FBS name	Mag.	O	Cata- logue	(1)	(2)	Cata- logue	<i>b</i>		<i>z</i>
0732+396	16.0	14.70	X	10	20	N	25.1	QSO	0.118
0950+664	16.7	17.00	X	15	16	Y	42.4	AGN	
1112+668	17.0	16.53	X	10	4	Y	47.9	QSO	0.544
1150+334	16.2	16.30	R	0.8	1.2	Y	76.0	QSO	1.40
1235+699	17.9	17.96	x	5	4	Y	47.4	QSO	0.522?
1255+447	16.5	16.48	X	10	13	Y	72.6	QSO	0.300
1315+447	17.0	17.33	x	5	15	Y	71.9	DZ:	
1324+448	17.0	18.09	X	8	9	Y	71.1	QSO	0.331?
1500+752	16.9	-	X	10	11	N	39.5	DA:	
1822+352	15.8	-	R	3.5	3.9	N	20.5	DA	
2308+425	13.5	-	X	12	8	N	-16.3		

X: in the ROSAT All Sky Survey Bright Source Catalogue; x: in the ROSAT WGACAT Catalogue; R: in the NRAO VLA Sky Survey; Y: in the PG area; N: not in the PG area; O: APS O magnitudes; (1): error of the ROSAT or VLA position (in arcsec); (2): distance between the FBS and ROSAT or VLA positions (in arcsec).

limits, while the optical position of FBS 1715+424 is about 42" away from the X-ray position; this is therefore a chance coincidence. Within 1 arcmin, we found 50 coincidences: 21 QSOs, 22 stars and seven unidentified objects listed in Table 2; recently, one of these objects (FBS 0950+664) has been identified on objective prism plates as an AGN [46].

3.2. *The ROSAT WGACAT catalogue of point sources.* The WGACAT catalogue has been generated using the ROSAT PSPC pointed data publicly available as of September 1994. It contains more than 45600 individual sources in a total of 2624 fields [47]. 13937 sources are located within the FBS area; we have cross-correlated this list with the FBS. There are 53 X-ray sources within two arcmin of a FBS object, while we expect 13 chance coincidences. 28 of them are also listed in the RASS catalogue. We have measured accurate optical

positions for the 25 remaining objects (Table 1) and recomputed the separation with the companion X-ray sources. There are 13 FBS objects within 30" from an X-ray source (excluding the sources appearing in the RASS catalogue). Seven are QSOs, four are stars (including 3 CVs) and only two (listed in table 2) were of unknown nature before our spectroscopic observations.

3.3. *The IRAS point source catalogue.* We have cross-correlated the IRAS point source catalogue [48] with the FBS. There are 10537 IRAS sources in the area of interest. We expect ten chance coincidences within two arcmin from the 1103 FBS objects and 2.5 within one arcmin. We found 17 IRAS sources within two arcmin of the FBS objects. We have measured accurate optical positions for these objects (Table 1); two turned out to be more than two arcmin from the IRAS sources; one (FBS 1340+813), a white dwarf, is located near the bright K2 star SAO 2257 which is identified with the source IRAS 13407+8118 [17]. FBS 0432+763 is located near the M star SAO 5262 which is associated with the IRAS source. IRAS 04378+7532 is associated with the galaxy UGC 3130 rather than with FBS 0437+756. IRAS 16402+3611 is associated with the M star CLS 106 [49] rather than with FBS 1640+362. IRAS 17562+4412 coincides with an uncatalogued bright star and is therefore probably not associated with FBS 1756+441. These seven objects are certainly chance coincidences.

All the four FBS planetary nebulae are detected by IRAS, while none of the UV excess stars are. Five QSOs are also detected, i.e. only ~14% of all known QSOs in the field. The position of FBS 1821+643 coincides with that of the nucleus of the planetary nebula PK 094+27.1 [13]; it is not the QSO KUV 18217+6419 which is located 84" away. There is only one unclassified FBS object coinciding with an IR source, IRAS 11334+7523 which however is located 14" away from a 16<sup>m</sup> galaxy which is a more likely identification.

The small fraction of all QSOs which are detected as IRAS sources make this survey of little use to check the completeness of the FBS.

3.4. *The Green Bank 6cm (GB6) radio survey.* The GB6 survey [50] covers the declination band  $0^\circ < \delta < 75^\circ$ . It contains 54579 sources stronger than 25 mJy. 16050 sources are within the FBS area. We expect 15 chance coincidences within two arcmin and four within one arcmin. We found 18 and 12 coincidences within two and one arcmin, respectively. Eight known QSOs are detected, all within 30" of the radio-positions. We have measured accurate optical positions (Table 1) for the ten remaining objects not known to be QSOs. We are left with three objects for which the distance between optical and radio positions is less than three times the quoted radio error. Two (FBS 0958+353 and 1534+389) are stars. A more accurate position of the third source associated with FBS 1619+749, measured with the NRAO VLA sky survey (see below), excludes this identification.

3.5. *The NRAO VLA sky survey.* The NRAO VLA Sky Survey (NVSS) covers the sky north of J2000  $\delta = -40^\circ$ . (82% of the celestial sphere) at 1.4 GHz [51]. It contains almost  $2 \cdot 10^6$  discrete sources stronger than  $S = 2.5$  mJy. The rms positional uncertainties vary from  $< 1''$  for sources stronger than 15 mJy to  $7''$  at the survey limit. The source surface density is about  $60 \text{ deg}^{-2}$ .

We have searched the NVSS catalogue for sources within 2 arcmin from the FBS objects in the first four papers and within one arcmin in the last seven papers, excluding the known stars, in all 705 objects; 13 lie in as yet uncatalogued regions of the NVSS survey. We have found 54 coincidences; we have measured the accurate optical positions of these FBS objects (Table 1). Using these new optical positions, and excluding those objects for which the distance between radio and optical positions exceeds three times the radio-position error, we are left with ten coincidences, including eight known QSOs (three known extended radio quasars: B2 1512+37, 3C 249.1 and 3C 263.0 have been excluded by this procedure). The two new probable radio-identifications (listed in table 2) are FBS 1150+334 and 1822+352.

3.6. *The Westerbork Northern Sky Survey.* The Westerbork Northern Sky Survey (WENSS) is a low-frequency radio-survey that covers the whole sky north of  $\delta = 30^\circ$  at a wavelength of 92 cm to a limiting flux density of approximately 18 mJy [52]. The WENSS comprises two source catalogues: the main catalogue contains 211234 sources in the declination range  $28^\circ < \delta < 76^\circ$  (83134 in the FBS area); the polar catalogue contains 18186 sources above  $72^\circ$  (12239 in the FBS area). The positional accuracy ranges from  $1.5''$  for the brighter sources to  $10''$  for the weakest. The source surface density is about  $23 \text{ deg}^{-2}$ . The total number of coincidences within one arcmin with FBS objects not known to be stars is equal to 19 (including eight known QSOs), while 15 are expected by chance. The distances between optical and radio positions for the eight QSOs are all smaller than  $20''$ ; for the unclassified objects, the smallest distance is  $34''$ , suggesting that no new QSO has been detected.

4. *Observations and data reduction.* Spectroscopic observations of nine of the twelve objects associated either with an X-ray or a radio source (Table 2) and of 22 other FBS objects were carried out on October 27 and 28, 1997 and on May 25 and 26, 1998 with the CARELEC spectrograph [53] attached to the Cassegrain focus of the Observatoire de Haute-Provence (OHP) 1.93m telescope. A 260 A/mm grating was used; the spectral range was 3810-7365Å. The detector was a 512x512 pixels, 27x27 mm Tektronix CCD. The slit width was  $2''.1$ , corresponding to a projected slit width on the detector of 52  $\mu\text{m}$ , or 1.9 pixel. The resolution, as measured on the night sky emission lines, was 14.3Å FWHM. The spectra were flux calibrated using the standard stars EG 145 and Feige 66 [54] which were also used to correct the observations for the atmospheric absorption.

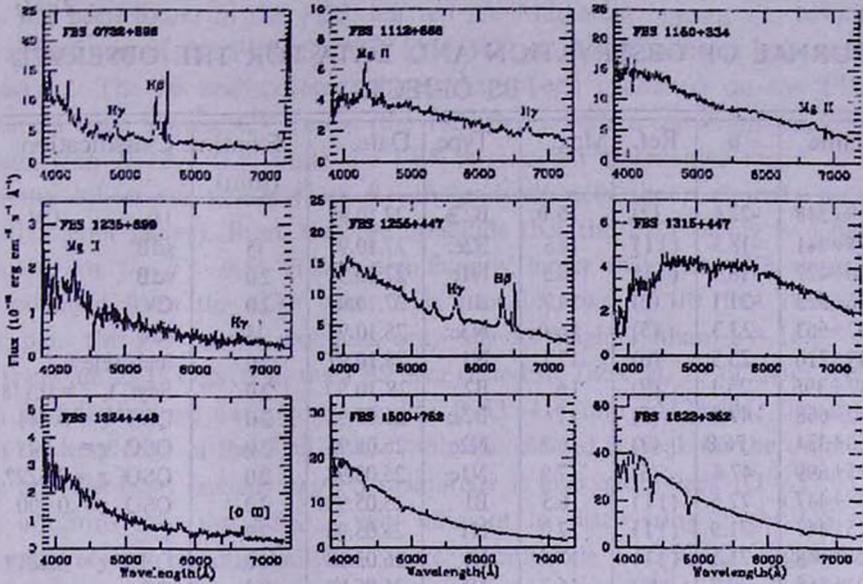


Fig.3. Spectra of the nine observed FBS objects identified either with an X-ray or radio source.

Six of the X-ray or radio sources turned out to be QSOs, while three are stars. The 22 other observed objects are all stars, except one which is a H II galaxy. The spectra of the first nine objects are presented in Fig.3.

The journal of observations is given in Table 3, together with relevant data.

**5. Discussion.** **5.1. Completeness of the FBS.** The Catalogue of mean UBV data on stars [39] contains 102 stars in the FBS area, with  $11.0 < V < 16.5$  (bright stars are saturated on the FBS plates and are therefore missed) and  $U-B < -0.50$ ; 53 are included in the FBS catalogue suggesting that in this magnitude interval the completeness of the FBS is 52% (53/102). Only 9% (2/23) of the stars weaker than  $V=16.5$  appear in this catalogue. The survey is insensitive to objects with  $U-B > -0.5$  (0/9); its completeness increases from ~20% at  $U-B \sim -0.6$  to ~80% for  $U-B < -1.0$ . The QSO  $U-B$  colour changes with  $z$ ; but most of the changes, at least for  $z < 2.2$ , are due to the presence of an emission line in one of the two filters. The  $U-B$  colour of the continuum is in the range  $-0.9 < U-B < -0.7$ . Slitless spectroscopic surveys are sensitive to the colour of the continuum, unaffected by the emission lines. There are 58 known stars with  $14.0 < V < 16.5$  and  $U-B < -0.70$  in the FBS area; 39 (67%) have been found by the FBS; we shall adopt this value as the completeness of this survey for QSOs brighter than  $V=16.5$ .

The PG survey does not cover the region at galactic latitudes lower than  $30^\circ$ . The PG and FBS samples have about  $2250 \text{ deg}^2$  in common. Out of the 1103 FBS objects, 618 are within the PG fields, 276 being in the PG sample. (FBS 0854+385 is PG 0854+385, but the original FBS R.A. is affected by a printing

Table 3

JOURNAL OF OBSERVATION AND DATA FOR THE OBSERVED  
FBS OBJECTS

Name	b	Ref.	Mag.	Type	Date	Exp.time (min)	Classification
0019+348	-27.4	(2)	15.0	B2 $\beta$	27.10.97		10 CV
0028+441	-18.3	(11)	14.5	B2e:	27.10.97	15	sdB
0140+427	-18.9	(11)	16.5	N1e	27.10.97	20	sdB
0306+333	-21.1	(2)	14.7	B1	27.10.97	20	CV:
0632+663	23.3	(5)	16.0	N3e:	28.10.97	15	sdB
0649+716	25.9	(6)	17.1	N1	28.10.97	20	featureless
0732+396	25.1	(9)	16.	B2	28.10.97	20	Seyf 1 $z = 0.118$
1112+668	47.9	(5)	17.	B2a:	26.05.98	20	QSO $z = 0.544$
1150+334	76.0	(2)	16.2	N2e:	26.05.98	20	QSO $z = 1.40$
1235+699	47.4	(6)	17.9	N1e	26.05.98	20	QSO $z = 0.522?$
1255+447	72.6	(11)	16.5	B1	25.05.98	20	QSO $z = 0.300$
1315+447	71.9	(11)	17.0	N1	25.05.98	20	DZ:
1324+448	71.1	(11)	17.0	B1	26.05.98	20	QSO $z = 0.331?$
1401+865	30.7	(8)	16.2	N1e:	25.05.98	20	DZ
1449+440	75.6	(12)	16.0	N1	26.05.98	20	F0
1452+762	39.0	(7)	16.0	N2e	25.05.98	20	sdB
1500+752	39.5	(7)	16.9	B2a	26.05.98	20	DA:
1523+363	56.3	(3)	16.1	N1	26.05.98	20	F0
1557+448	48.9	(12)	16.5	de:	25.05.98	20	H II $z = 0.0417$
1607+439	47.1	(12)	16.0	s1e:	26.05.98	20	F0:
1715+406	34.5	(6)	16.0	sd3e	25.05.98	20	sdF:
1716+394	34.2	(10)	17.0	N1e:	25.05.98	20	F0
1755+663	30.2	(5)	16.3	N2	26.05.98	20	F0
1810+374	23.4	(3)	15.7	B2	26.05.98	20	sdA
1819+348	20.9	(3)	14.8	B1e:	15.06.98	20	sdA
1822+414	22.4	(12)	14.5	B1	25.05.98	20	sdB-O
1822+352	20.5	(3)	15.8	B2	25.05.98	20	DA
1833+447	21.5	(12)	15.5	B1a	25.05.98	20	F0
2149+425	- 8.7	(12)	13.5	B1	27.10.97	5	sdB
2249+391	-17.9	(10)	16.5	N1e:	27.10.97	20	F5
2315+443	-15.2	(12)	17.	N2e:	27.10.97	20	F5

References are to the original lists of the FBS.

FBS 0732+396 was suspected of being non-stellar and having emission lines [9]. Our spectrum (Fig. 3) shows emission lines characteristic of a NLS1 galaxy at  $z = 0.118$ , with relatively narrow Balmer lines and strong Fe II lines.

FBS 1255+447 is HS 1255+4445 at  $z = 0.30$  [25].

error; FBS 0935+395 is not a PG object; PG 0752+770, 0836+619, 1047+694, 1335+369, 1551+719, 1600+369, 1606+627, 1620+648 and 1722+353 are FBS objects, but their original PG positions are affected by errors reaching several arcminutes; the declination of FBS 1559+369 is affected by a printing error of one arcmin; it is G180-23 [55] and PG 1600+369; the declination of FBS 1619+648 is also affected by a printing error of one arcmin. The position of these objects has been measured and is given in Table 1). Forty-six PG objects

have not been found in the FBS, but ten are Markarian objects, i.e. belong to the first part of the FBS. So 88% (276/312) of the PG objects have been discovered. The 36 undiscovered objects have been examined on the FBS plates; 24 have a weak UV excess (the PG survey finds a significant fraction of stars with  $U - B \sim -0.4$ , while the FBS is relatively insensitive for  $U - B > -0.7$ ; the others are fainter than  $B \sim 16$ . and are near the magnitude limit of rather poor plates). From this, we conclude that the FBS survey is  $\sim 90\%$  complete for  $U - B < -0.5$ . This is significantly larger than the 67% success rate obtained from the  $UBV$  stars; it is probably due to the fact that, in principle, the PG survey contains only objects brighter than  $B = 16.2$ .

There are 25 PG QSOs in the FBS area (listed in Table 4), 23 of them have been found; the two exceptions are PG 0953+414 and 1112+431; the first is on the very edge of the FBS plate, while the second is weak on the original plate and has been missed; its APS magnitude is also quite weak ( $O = 17.03$ ). This confirms that the FBS is very efficient in discovering bright QSOs. However, at low galactic latitudes, there is only one FBS QSO, suggesting a very low success rate which could be due in part to Galactic extinction and reddening and in part to crowding on the objective prism plates.

*5.2. The AGN content of the FBS.* Thirty-four FBS objects are listed as QSOs in the eight edition of the Véron-Cetty & Véron catalogue [26]. Two more (FBS 1102+347 and 1147+673) have been shown to be QSOs [56] and six have been identified in the present paper (Table 2). There are therefore 42 known QSOs in the FBS, 41 being at high galactic latitude ( $|b| > 30^\circ$ ).

At high galactic latitudes, all FBS objects associated with a ROSAT RASS-BSC source have been identified. Among them, there are 25 QSOs with known  $z$ , and one without, altogether 26. As about 60% of all PG QSOs are RASS sources, and assuming that this is true for the FBS QSOs, we should have a total of about 43 QSOs in the FBS catalogue (including the one without known  $z$ ). This suggests that the number of QSOs still to be found in the FBS catalogue is very small as 42 have already been found.

All 114 AGNs from the PG survey have been observed at 5 GHz with the VLA [57]; thirty five (30%) have been detected with a flux density larger than 3 mJy. The same fraction (12/40) of the known FBS QSOs have been detected in the NVSS survey, suggesting that the number of QSOs in the as yet spectroscopically unobserved FBS objects is small and probably cannot exceed about 10, as the fraction of radio-detected QSOs would then drop below 25% and be significantly lower than the corresponding fraction for the PG survey.

*5.3. Completeness of the PG survey.* Goldschmidt et al. [3] have found a systematic difference of  $0^m.28$  between the PG magnitudes and their own measurements for 25 PG stars, the PG magnitudes being too bright; they suggested that this difference was due to a zero-point error in the PG magnitude

Table 4

## PG AND FBS QSOs IN THE FBS AREA

Position	$z$	$B$	$O$	$M_r$	Catalogue, survey, area			$b$	Name
0732+396	0.118	16.:	14.70	-24.6	X	N	F	25.1	
0804+761	0.100	15.15	14.18	-24.4	X	Y	PF	31.0	
0838+770	0.131	16.30	17.55	-22.0	X	Y	PF	32.7	
0844+349	0.064	14.00	16.89	-20.7	X	Y	PF	38.0	
0931+437	0.456	16.41	16.47	-25.8	X	Y	PF	47.4	US 737
0935+416	1.966	16.30	16.07	-29.6	-	Y	PF	48.3	
0936+396	0.458	16.30	16.69	-25.6	-	Y	PF	48.6	
0947+396	0.206	16.40	16.39	-24.1	X	Y	PF	50.7	
0953+415	0.239	15.05	15.59	-25.3	X	Y	P	51.7	
0959+685	0.773	16.28	16.01	-27.1	x	Y	F	42.0	
1002+437	0.178	15.:	16.39	-23.8	X	Y	F	52.9	
1007+417	0.613	15.:	16.04	-26.9	X	Y	F	54.2	4C 41.21
1048+342	0.167	15.81	15.94	-24.2	X	Y	PF	63.4	
1049+617	0.421	16.66	16.62	-25.3	X	Y	F	50.4	4C 61.20
1100+772	0.313	15.86	15.93	-25.6	X	Y	PF	38.6	3C 249.1
1102+347	0.51	16.2	-	-26.2	-	N	F	66.2	CSO 314
1112+668	0.544	17.0	16.53	-26.1	X	Y	F	47.9	
1112+431	0.302	16.20	17.03	-24.4	-	Y	P	64.9	
1114+445	0.144	16.05	15.11	-24.6	x	Y	PF	64.5	
1115+407	0.154	16.02	14.57	-25.3	X	Y	PF	66.7	
1121+422	0.234	16.02	15.84	-24.6	X	Y	PF	66.9	
1137+661	0.650	16.50	16.25	-26.6	X	Y	F	49.7	3C 263.0
1140+680	0.796	17.0	16.82	-26.8	X	Y	F	48.1	
1147+673	1.02	16.7	16.69	-27.2	-	Y	F	49.1	
1150+334	1.40	16.2	16.30	-28.8	R	Y	F	76.0	CSO 373
1229+710	0.208	15.4	15.66	-24.9	X	Y	F	46.3	
1235+699	0.522	17.9	17.96	-24.5	x	Y	F	47.4	
1242+342	0.717	17.3	17.52	-25.8	-	Y	F	83.1	CSO 919
1248+401	1.032	16.06	16.33	-28.0	X	Y	PF	77.3	
1255+447	0.300	16.5	16.48	-24.9	X	Y	F	72.6	
1309+355	0.184	15.45	15.64	-24.7	X	Y	PF	80.7	
1322+659	0.168	15.86	15.71	-24.2	X	Y	PF	51.1	
1324+448	0.331	17.:	18.09	-23.5	X	Y	F	71.1	
1329+412	1.937	16.30	16.78	-29.1	-	Y	PF	73.8	
1338+416	1.204	16.08	16.50	-28.1	-	Y	PF	72.5	
1351+640	0.088	15.42	-	-22.3	x	Y	PF	52.0	
1402+436	0.320	15.:	-	-25.4	-	Y	F	68.0	CSO 409
1411+442	0.089	14.99	-	-22.6	x	Y	PF	66.4	
1444+407	0.267	15.95	-	-24.9	X	Y	PF	62.7	
1512+370	0.370	15.97	-	-25.8	X	Y	PF	58.3	B2 1512+37
1526+659	0.345	17.0	16.90	-24.8	x	Y	F	44.4	
1630+377	1.478	15.96	16.62	-28.5	x	Y	PF	42.9	
1634+706	1.337	14.90	15.27	-29.7	x	Y	PF	36.6	
1641+399	0.594	16.25	15.87	-26.7	X	Y	F	40.9	3C 345.0

Y: in the PG area; N: not in the PG area; P: in the PG catalogue; F: in the FBS catalogue; R: in the NRAO VLA Sky Survey; X: in the ROSAT All Sky Survey Bright Source Catalogue; x: in the ROSAT WGACAT catalogue; O: APS O magnitudes.

scale. The mean differences between the PG and photoelectric magnitudes for 105 stars is equal to  $0^m.00$ ; this does not confirm the existence of an systematic offset in the PG scale. The quoted error for the PG photographic B magnitude is  $\sigma = 0^m.29$  [1]. The comparison with photoelectric magnitudes gives  $\sigma = 0^m.37$  (Fig.4b).

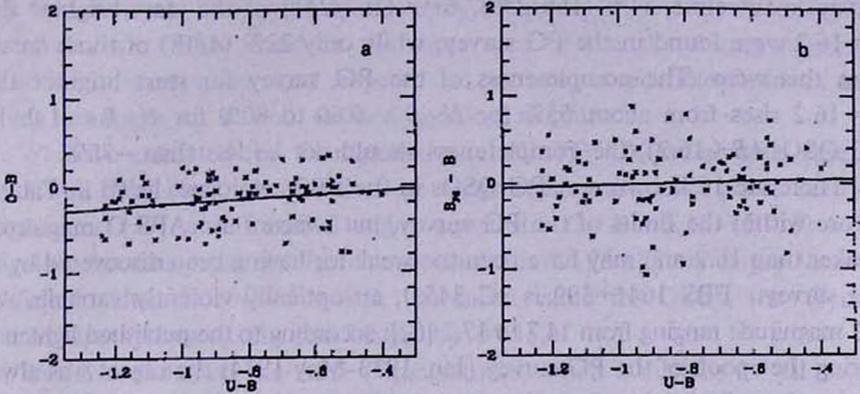


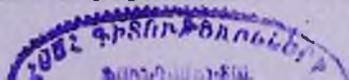
Fig. 4. a) Plot of the differences between the APS *O* magnitudes and the photoelectric *B* magnitudes for 105 PG objects. b) Plot of the differences between the PG photographic and the photoelectric *B* magnitudes for the same 105 objects. In the two figures, the straight lines represent the best fits through the data.

It has been suggested [7] that, on average, the PG magnitudes for QSOs are too bright; as we do not observe such an effect for the stars, we suggest that this is due to the QSO variability; QSOs are discovered preferentially when they are bright; when measured at an epoch different from the survey epoch they are found to be systematically weaker by a few tens of a magnitude [58].

The QSO counts are systematically affected by the photometric errors in *B* as these errors scatter many more objects toward brighter magnitudes than it does toward fainter magnitudes. Assuming that the error distribution is Gaussian, with dispersion  $\sigma$ , the correction to be applied to the observed counts is a factor  $10^{(b+1)\sigma^2/2}$  where  $b$  is the slope of the integrated number-magnitude relation:  $\log N(<B) = a + b \cdot B$  [59,2]. Assuming  $b = 0.75$ , if  $\sigma = 0^m.27$ , the true QSO surface densities are smaller by 1.16 than the observed ones; if  $\sigma = 0^m.37$ , the correction is 1.32.

In principle the PG survey selected all objects with  $U-B < -0.46$  (and brighter than  $B \sim 16.2$ ); however, the  $U-B$  colour was measured with a relatively large error ( $0^m.24$  r.m.s.) which induced an incompleteness estimated at around 12% [2]. Moreover, in the interval  $0.6 < z < 0.8$ , the strong Mg II  $\lambda 2800$  emission lines are in the *B* filter which results in a much redder  $U-B$  colour than for neighbouring redshifts; as a result in this interval the PG survey picked up too few quasars and was estimated to be only 72% complete [2].

The catalogue of mean *UBV* data on stars [39] contains 283 stars in the



magnitude range  $12.0 < B < 16.5$  and with  $U - B < -0.40$  in the full  $10714 \text{ deg}^2$  area of the PG survey; 190 are included in the PG catalogue (there are 59 stars fainter than  $B = 16.5$  in the PG area, but only two are included in the PG catalogue). Twenty four stars photoelectrically observed because they were in the PG catalogue [60,61] have been ignored. The overall completeness of the PG survey is therefore 64% (166/259). 67% (162/241) of the stars brighter than  $B = 16.2$  were found in the PG survey, while only 22% (4/18) of those weaker than this were. The completeness of the PG survey for stars brighter than  $B = 16.2$  rises from about 55% for  $U - B > -0.60$  to 80% for  $U - B < -1.0$ . For PG QSOs ( $B < 16.2$ ), the completeness should not be less than  $\sim 70\%$ .

There are 19 known non-PG QSOs in the FBS catalogue, listed in Table 4; 17 are within the limits of the PG survey, but twelve have APS O magnitudes weaker than 16.2 and may have been too weak for having been discovered by the PG survey. FBS 1641+399 is 3C 345.0, an optically violently variable, with a  $B$  magnitude ranging from 14.7 to 17.7 [62]; according to the published lightcurve, during the epoch of the PG survey (Jan. 1973-May 1974) the object was always fainter than  $B = 16.4$  and was most probably weaker than the plate limit. The published magnitudes for FBS 1402+436 are inaccurate and in poor agreement ( $B = 15 \pm 0.75$  [20],  $B = 16$  [63],  $V = 16.5$  [64]), suggesting that this object could have been weaker than the PG limiting magnitude. We are left with only three bright FBS QSOs missing from the PG catalogue implying an incompleteness of 15% (assuming that the FBS is 70% complete). Two of them are in the  $z$  range (0.6 - 0.8) in which the  $U - B$  excess is reduced because of the presence of the Mg II line in the  $B$  filter which could explain their absence from the PG survey.

Wampler & Ponz [7] suggested that the incompleteness of the PG survey could be substantial. Goldschmidt et al. [3] found five new QSOs with  $B < 16.17$  in a  $330 \text{ deg}^2$  area included in the PG area where Green et al. [1] found only one; they got a surface density of  $0.018 \text{ deg}^{-2}$ , about three times larger than PG. We have obtained a spectrum of one of them (Q 1404-0455) which shows it to be a starburst galaxy at  $z = 0.029$ . For two others, the O magnitudes extracted from the APS database [65] are greater than 16.5; it is not clear if this is due to variability or to a difference in the magnitude scales. In these conditions, it seems hazardous to conclude to a gross incompleteness of the PG survey on the basis of these data. Köhler et al. [4] surveyed a  $611 \text{ deg}^2$  area and concluded to an incompleteness of the BQS by a factor 2 to 3; they found eight QSOs brighter than  $B = 16.16$ , or  $0.013 \text{ deg}^{-2}$ . La Franca & Cristiani [5] have surveyed an area of  $555 \text{ deg}^2$  in the magnitude range  $15 < B < 18.75$ ; they found that, for magnitudes brighter than  $B = 16.4$ , the QSO surface density ( $0.013 \text{ deg}^{-2}$ , derived from seven objects) is a factor 2.2 higher than the PG value. Savage et al. [6] found 16 QSOs brighter than  $B = 16.16$  in a  $1500 \text{ deg}^2$  area or  $0.011 \text{ deg}^{-2}$ . These samples are quite small; the zero-point errors of their magnitude scales have not been determined. These results should be considered as tentative.

6. *Building a «complete» QSO survey based on APS O magnitudes.* Because of their variability, it is an impossible task to compare two QSO surveys of the same region of the sky made at different epochs. However we now have, for a large fraction of the sky, the possibility to extract from the APS database, for any object, the O magnitude as measured on the Palomar Sky Survey plates [65] with an accuracy of about  $0^m.2$  [66]. By doing this for all known QSOs found in the same area of the sky during a number of different surveys, we may hope to get as near as possible from an ideal survey complete to a well defined limiting magnitude.

We have extracted the O magnitudes of 105 PG UV-excess stars (excluding CVs). We have compared these magnitudes with the photoelectric B magnitudes [39] and found a color equation:  $O - B = 0.23 \cdot (U - B) + 0.02$  (Fig.4a); the rms error on the O magnitudes is  $0^m.26$  slightly larger than the published value. For  $U - B = -0.8$ , the mean value for QSOs, the O magnitudes are systematically too bright by  $0^m.16$ .

We have extracted the APS O magnitudes, when available, for all objects in the QSO catalogue [26] brighter than  $B = 17$ , with  $M_z < -24.0$  and  $z < 2.15$ , located in the  $2400 \text{ deg}^2$  of the FBS at  $|b| > 30^\circ$ . Whenever this O magnitude exists, we give it the preference. Table 4 contains 15 such QSOs with  $O < 16.2$  (and 11 with  $O < 16.0$ , corresponding to  $B = 16.2$ ) and three with  $B < 16.2$ . We have found ten additional QSOs with  $O < 16.2$  (seven with  $O < 16.0$ ) and four with  $B < 16.2$  (listed in table 5).

Table 5

 BRIGHT ( $O < 16.2$ ) QSOs AT  $|b| > 30^\circ$  NOT IN THE FBS

Name	Position	$z$	$B$	$O$	$M_z$	Catalogue	$b$
HS 0806+6212	0806+62	0.173	16.5	16.12	-24.0	- Y	33.0
KUV 08126+4154	0812+41	1.28	16.4	15.91	-28.9	- Y	32.9
US 1329	0833+44	0.249	15.6	15.24	-25.7	X Y	37.0
KUV 09468+3916	0946+39	0.360	16.1	15.99	-25.8	X Y	50.6
RX J10265+6746	1022+68	1.178	15.0	-	-29.6	- Y	43.9
KUV 11274+4133	1127+41	0.72	16.93	16.12	-27.0	- Y	68.1
HS 1312+7837	1312+78	2.00	16.4	15.84	-30.1	- N	38.7
CSO 1022	1351+36	0.284	16.	-	-25.3	- Y	73.9
RX J14249+4214	1422+42	0.316	15.7	-	-25.8	X Y	65.7
B3 1621+392	1621+39	1.97	16.7	15.86	-30.0	X Y	44.7
RXS J16261+3359	1624+34	0.204	16.5	15.82	-24.7	X Y	43.8
RXS J17060+6857	1706+69	0.449	16.3	16.04	-26.2	X N	34.6
HS 1710+6753	1710+67	0.41	16.4	15.94	-26.1	- N	34.5
B2 1721+34	1721+34	0.206	15.46	-	-25.0	X Y	32.2

Y: in the PG area; N: not in the PG area; X: in the ROSAT All Sky Survey Bright Source Catalogue; O: APS O magnitudes.

Thus our «complete» sample contains between 18 and 25 QSOs brighter than  $B = 16.2$  or  $0.0075$  to  $0.010 \text{ deg}^{-2}$ ; this is 1.2 to 1.6 times larger than the PG surface density. If we correct these surface densities for the Eddington

effect (1.16 for our survey and 1.32 for the PG survey), our surface densities are 1.4 to 1.8 times larger than the PG values.

It should be possible, when the APS database will be completed, to check the  $O$  magnitudes of the seven objects for which they are not yet available.

*Acknowledgements.* A.M.Mickaelian is grateful to the CNRS for making possible his visit to Observatoire de Haute-Provence for carrying out this work. A.C.Gonçalves acknowledges support from the *Fundação para a Ciência e a Tecnologia*, Portugal (PRAXIS XXI/BD/5117/95 Ph.D. grant).

<sup>1</sup> Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

<sup>2</sup> Observatoire de Haute-Provence, France

## О ПРИРОДЕ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS И ПОЛНОТЕ ОБЗОРА ЯРКИХ КВАЗАРОВ

А.М.МИКАЕЛЯН<sup>1</sup>, А.К.ГОНСАЛВЕШ<sup>2</sup>, М.П.ВЕРОН-СЕТТИ<sup>2</sup>,  
Ф.ВЕРОН<sup>2</sup>

Вторая часть Первого Бюраканского Обзора (FBS) направлена на обнаружение всех ярких ( $B < 16.5$ ) звездообразных объектов с УФ-избытком на большой площади неба. Путем сравнения с другими основными обзорами, такими как Обзор всего неба ROSAT, Каталог точечных источников ROSAT WGACAT, Обзор IRAS, Обзор Грин Бэнк на бсм, Обзор NRAO VLA на 1.4 ГГц и Вестерборкский Обзор северного неба на 92см, а также с каталогом средних  $UBV$  данных звезд, мы оцениваем количество активных галактических ядер в FBS и его полноту. Мы проводили спектроскопические наблюдения 9 наиболее интересных кандидатов в квазары из FBS. Обнаружено 6 новых квазаров, которые доводят полное число известных QSO в этом обзоре до 42. Путем сравнения с Обзором ярких квазаров BQS, мы нашли, что полнота этого последнего обзора порядка 70% по сравнению с 30-50%, предложенными рядом авторов.

## REFERENCES

1. R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
2. M.Schmidt, R.F.Green, *Astrophys. J.* 269, 352, 1983.

3. *P.Goldschmidt, L.Miller, F.La Franca, S.Cristiani*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 256, 65P, 1992.
4. *T.Köhler, D.Groote, D.Reimers, L.Wisotzki*, Astron. Astrophys. 325, 502, 1997.
5. *F.La Franca, S.Cristiani*, Astron. J. 113, 1517, 1997.
6. *A.Savage, R.D.Cannon, R.S.Stobie et al.*, Proceedings ASA 10, 265, 1993.
7. *E.J.Wampler, D.Ponz*, Astrophys. J., 298, 448, 1985.
8. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapavalova*, Commun. Special Astrophys. Obs., 62, 5, 1989.
9. *H.V.Abrahamian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian*, Astrophysics, 32, 14, 1990.
10. *A.M.Mickaelian*, Discovery and Investigation of Blue Stellar Objects of the First Byurakan Survey, Ph.D. thesis, Byurakan, 1994.
11. *H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, 36, 62, 1993.
12. *H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, 36, 306, 1993.
13. *H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, 37, 27, 1994.
14. *H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, 37, 117, 1994.
15. *H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, 37, 224, 1994.
16. *H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, 38, 108, 1995.
17. *H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, 39, 315, 1996.
18. *H.V.Abrahamian, V.A.Lipovetsky, A.M.Mickaelian, J.A.Stepanian*, Astrophysics, 33, 418, 1990.
19. *H.V.Abrahamian, V.A.Lipovetsky, A.M.Mickaelian, J.A.Stepanian*, Astrophysics, 33, 493, 1990.
20. *H.V.Abrahamian, V.A.Lipovetsky, A.M.Mickaelian, J.A.Stepanian*, Astrophysics, 34, 7, 1991.
21. *H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, 35, 363, 1991.
22. *M.A.Eritsian, A.M.Mickaelian*, Astrophysics, 36, 126, 1993.
23. *M.Kondo, T.Noguchi, H.Maehara*, Ann. Tokyo Astron. Obs., 2<sup>nd</sup> Ser., 20, 130, 1984.
24. *A.M.Mickaelian, M.A.Eritsian, G.V.Abramian*, Astrophysics, 34, 186, 1991.
25. *T.Noguchi, H.Maehara, M.Kondo*, Ann. Tokyo astron. Obs. 2<sup>nd</sup> ser., 18, 55, 1980.
26. *M.-P.Véron-Cetty, P.Véron*, ESO Scientific Report N18, 1998.
27. *R.M.Wagner, E.M.Sion, J.Liebert, S.G.Starrfield*, Astrophys. J., 328, 213, 1988.
28. *G.Wegner, F.I.Boley*, Astron. J., 105, 660, 1993.
29. *G.Wegner, R.K.McMahan*, Astron. J., 90, 1511, 1985.
30. *G.Wegner, R.K.McMahan*, Astron. J., 91, 139, 1986.
31. *G.Wegner, R.K.McMahan*, Astron. J., 96, 1933, 1988.
32. *G.Wegner, S.R.Swanson*, Astron. J., 99, 330, 1990.
33. *G.Wegner, S.R.Swanson*, Astron. J., 100, 1274, 1990.
34. *G.Wegner, R.K.McMahan, F.I.Boley*, Astron. J., 94, 1271, 1987.
35. *M.C.Marsh, M.A.Barstow, D.A.Buckley et al.*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 286, 369, 1997.
36. *G.P.McCook, E.M.Sion*, Astrophys. J. Suppl. Ser. 65, 603, 1987.
37. *R.A.Downes, R.F.Webbing, M.M.Shara*, Publ. Astron. Soc. Pacific 109, 345, 1997.
38. *D.Kilkenny, U.Heber, J.S.Drilling*, South African astron. obs. Circ. 12, 1988.

39. *J.-C.Mermilliod, M.Mermilliod*, Catalogue of mean UBV data on stars, Springer-Verlag, 1994.
40. *M.Kondo, E.Watanabe, M.Yutani, T.Noguchi*, Publ. astron. Soc. Japan 34, 541, 1982.
41. *M.-P.Véron-Cetty, P.Véron*, Astron. Astrophys. 115, 97, 1996.
42. *P.G.Hayman, C.Hazard, N.Sanitt*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 189, 853, 1979.
43. *I.R.King, M.I.Raff*, Publ. Astron. Soc. Pacific, 89, 120, 1977.
44. *W.Voges, B.Aschenbach, T.Boller et al.*, IAU circ. 6420, 1996.
45. *S.W.Allen, A.C.Edge, A.C.Fabian et al.*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 259, 67, 1992.
46. *N.Bade, D.Engels, W.Voges*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 127, 145, 1998.
47. *N.E.White, P.Giommi, L.Angelini*, IAU circ. 6100, 1994.
48. *C.A.Beichman, G.Neugebauer, H.J.Habing, P.E.Clegg, T.J.Chester* (eds), IRAS Catalogs and Atlases. 2. Point Source Catalog. Declination Range  $90^\circ > \delta > 30^\circ$ . Joint IRAS Science Working Group. NASA, Washington, DC: US GPO, 1988.
49. *N.Sanduleak, P.Pesch*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 66, 387, 1988.
50. *P.C.Gregory, W.K.Scott, K.Douglas, J.J.Condon*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 103, 427, 1996.
51. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, Astron. J., 115, 1693, 1998.
52. *R.B.Rengelink, Y.Tang, A.G. de Bruyn et al.*, Astron. Astrophys. Supl. Ser., 124, 259, 1997.
53. *G.Lemaitre, D.Kohler, D.Lacroix, J.-P.Meunier, A.Vin*, Astron. Astrophys., 228, 546, 1989.
54. *P.Massey, K.Strobel, J.V.Barnes, E.Anderson*, Astrophys. J., 328, 315, 1988.
55. *H.L.Giclas, R.Burnham, N.G.Thomas*, Lowell Obs. Bull., 129, 1965.
56. *H.-J.Hagen, D.Engels, D.Reimers*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. (in press), 1998.
57. *K.I.Kellerman, R.Sramek, M.Schmidt, D.B.Shaffer, R.Green*, Astron. J., 98, 1195, 1989.
58. *P.J.Francis*, Publ. Astron. Soc. Australia, 13, 212, 1996.
59. *A.S.Eddington*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 100, 354, 1940.
60. *K.M.Kidder, J.B.Holdberg, P.A.Mason*, Astron. J., 101, 579, 1991.
61. *A.U.Landolt*, Astron. J., 104, 340, 1992.
62. *M.R.Kidger*, Astron. Astrophys., 226, 9, 1989.
63. *P.Pesch, N.Sanduleak*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 70, 163, 1989.
64. *J.B.Hutchings, S.G.Neff*, Astron. J., 104, 1, 1992.
65. *R.L.Pennington, R.M.Humphreys, S.C.Odehahn, W.Zumach, P.M.Thurmes*, Publ. Astron. Soc. Pacific, 105, 521, 1993.
66. *J.A.Larsen, R.M.Humphreys*, Astrophys. J., 436, L149, 1994.

УДК: 524.74-355

## СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ОН МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИК

Р.А.КАНДАЛЯН

Поступила 29 июля 1998

Принята к печати 15 сентября 1998

Проведен анализ свойств ОН мегамазерных галактик. Используя линейную зависимость  $L_{\text{ОН}}$  от  $L_{\text{FIR}}$  и функцию светимости IR-галактик, оценено ожидаемое число мегамазеров. По многочастотным данным наблюдений (от радиоволн до рентгеновских лучей), построено и исследовано спектральное распределение энергии 16 объектов. От радиоволн до рентгеновских лучей SED мегамазеров имеют ту же форму. Существенное излучение наблюдается в районе 3 мкм, что, по-видимому, свидетельствует о наличии красных гигантов и сверхгигантов в этих объектах. Обсуждаются возможные причины, приводящие к отклонению наклона зависимости  $L_{\text{ОН}}$  от  $L_{\text{FIR}}$  от единицы. Подтверждается предположение о том, что в мегамазерах существенную роль могут сыграть столкновительная накачка для инверсии основных уровней молекулы ОН и насыщенный механизм усиления.

1. *Введение.* В работе [1] нами было показано, что в ОН мегамазерных галактиках связь между ОН- и FIR-светимостями линейная, а не квадратичная, как принималось раньше. В этой же работе мы предположили, что существование линейной зависимости требует пересмотра механизмов излучения и накачки ОН мегамазеров. До сих пор предполагалось, что мазерное излучение ОН мегамазеров является ненасыщенным и усиливается излучение радиоконтинуума облаками ОН, а FIR-излучение является источником накачки основных уровней молекулы ОН. Наши результаты и предположения недавно были подтверждены в работах [2,3] на основе VLBI наблюдений мегамазерных источников Agr 220, III Zw 35 и IRAS 17208-0014. В частности, в этих работах было показано, что ОН-излучение состоит, по меньшей мере, из двух компонентов: диффузного и компактного. Излучение диффузного компонента можно объяснить ненасыщенным механизмом излучения, а инверсия основных уровней молекулы происходит под воздействием FIR-излучения. Компактный компонент излучения ОН является насыщенным, а инверсия уровней происходит вследствие столкновений, и чисто радиационный механизм накачки не в состоянии объяснить наблюдаемые свойства. Следует отметить, что компактный компонент ОН-излучения обеспечивает до 65% всего излучения на 1667 МГц и пространственно не совпадает с источником радиоконтинуума. Последний факт является

вским аргументом, что мазерное излучение является насыщенным. В частности, накачка FIR-излучением не может объяснить высокое значение эффективности накачки ( $\gg 1\%$ ) у компактного компонента излучения [2], так как расчеты [4] показывают, что эффективность накачки FIR-излучением существенно меньше единицы. Еще одно обстоятельство свидетельствует в пользу насыщенного механизма излучения. Обычно при ненасыщенном усилении наблюдается также переменность излучения. Однако до сих пор переменность излучения ОН у мегамазеров не обнаружена.

Таким образом, становится ясно, что физические процессы, которые приводят к возникновению компонентов ОН-излучения в мегамазерах, различны. Следовательно, эти компоненты должны быть связаны с астрономическими объектами разной природы. Так, например, если компактный компонент, в основном, связан либо с активным звездообразованием, либо с активностью ядра [2,3], то часть излучения протяженного компонента может быть обусловлена активностью звездообразования, а другая - сформировавшимися объектами, как, например, звездами класса М или ОН/IR звездами. Если излучение ОН в мегамазерах в основном обусловлено активностью ядра или звездообразования, то следует ожидать линейную связь между ОН- и FIR- светимостями (см., раздел 5). Отклонение от линейной зависимости может быть обусловлено разными причинами (раздел 4). Мы попытаемся исследовать эти и другие вопросы ОН-мегамазеров на основе линейной зависимости между ОН- и FIR-светимостями и спектральным распределением энергии (Spectral Energy Distribution (SED)) (раздел 3). В данной работе мы также оценим ожидаемое число мегамазерных галактик (раздел 2). В наших расчетах постоянная Хаббла принята равной  $75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ . Значения светимостей и масс приведены в солнечных единицах.

2. *Ожидаемое число ОН-мегамазеров.* Впервые этот вопрос был рассмотрен в [5,6]. В настоящей статье для оценки ожидаемого числа ОН-мегамазерных галактик мы воспользуемся методом, предложенным в [5,6], с той лишь разницей, что вместо квадратичной мы примем линейную зависимость между ОН- и FIR- светимостями. Кроме этого, мы примем функцию FIR-светимости инфракрасных галактик, предложенную в [7], которая, на наш взгляд, более точно представляет пространственную плотность этих объектов. Ожидаемое число мегамазеров было вычислено согласно формуле (2) работы [5] и получено:

$$\lg N_{\text{ОН}} = 0.02 + 1.03 \lg L_{\text{ОН}} - 0.44 \lg^2 (1 + 0.49 L_{\text{ОН}}^{0.72}), \quad (1)$$

где  $L_{\text{ОН}}$  - изотропная светимость в линии ОН,  $N_{\text{ОН}}$  - ожидаемое число. При выводе этой формулы мы приняли, что  $L_{\text{ОН}} = c_1 L_{\text{FIR}}^{1.38}$  [1], а плотность

IR-галактик определяется следующей формулой [7]:

$$N_{\text{FIR}} = 10^{-2.96} (L_{\text{FIR}}/L_{\odot})^{1-\alpha} \exp\left\{-\frac{1}{2\sigma^2} \lg^2\left[1 + \left(L_{\text{FIR}}/L_{\odot}\right)\right]\right\}. \quad (2)$$

Для выборки мегамазерных галактик [1] принимались следующие значения коэффициентов:  $c_1 = 10^{-14.02}$ ,  $\alpha = 1.27$ ,  $\sigma = 0.626$ ,  $L_{\odot} = 10^{10.4} L_{\odot}$ .

Доля IR-галактик, имеющих FIR-светимость больше  $10^{10.4} L_{\odot}$ , и показывающих ОН-излучение, принята равной 0.01 [6]. В этих выражениях  $L_{\text{FIR}}$  - FIR-светимость. Таким образом, формула (1) показывает зависимость полного числа мегамазеров от ОН-светимости. Для наглядности на рис.1 представлена зависимость  $N_{\text{ОН}}$  от  $L_{\text{ОН}}$ . Пунктирная кривая представляет зависимость (1), а гистограмма - распределение 49 мегамазеров по светимости [1]. Из этого рисунка можно сделать два основных

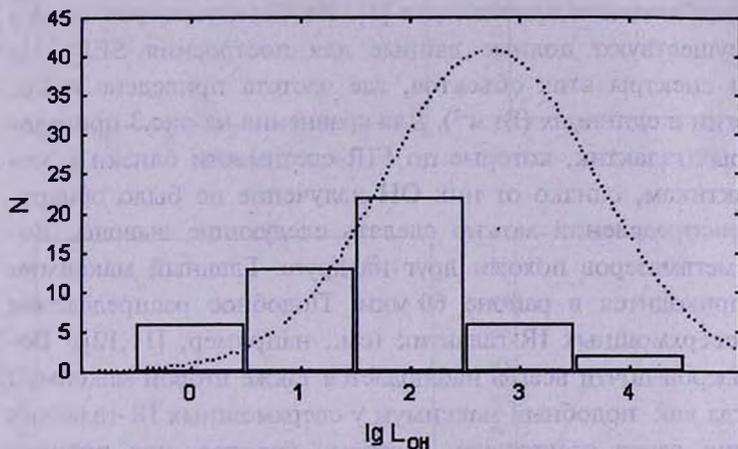


Рис.1. Распределение мегамазерных галактик по светимости. Пунктирная кривая - ожидаемое распределение.

вывода. Во-первых, можно сказать, что ниже значения  $\lg L_{\text{ОН}} = 1.5$  подавляющая часть мегамазерных объектов среди IR- галактик с  $\lg L_{\text{FIR}} > 10.4$  уже обнаружена. Во-вторых, по мере перехода на более высокие значения  $L_{\text{ОН}}$  ( $\lg L_{\text{ОН}} > 1.5$ ) число реально обнаруженных источников существенно меньше, чем ожидаемое число этих объектов. Поэтому следует ожидать, что последующие наблюдения обнаружат новые мегамазеры с  $\lg L_{\text{ОН}} > 1.5$ , подавляющая часть которых, по всей вероятности, должна находиться на больших расстояниях с красным смещением  $z > 0.1$ . Среди них должны встречаться так называемые гигамазерные галактики, как, например, IRAS 14070+0525 [8,9]. Максимальное число мегамазеров следует ожидать в интервале светимостей  $2 < \lg L_{\text{ОН}} < 4$ . Далее их число падает как при малых, так и при больших светимостях. При малых светимостях начинается класс киломазеров [10]. При больших светимостях число гигамазеров постепенно падает и, вероятно, население

галактик с  $\lg L_{\text{FIR}} > 13$  становится довольно редким [7]. Нетрудно оценить, что с помощью современных радиотелескопов можно обнаружить гигамазеры со светимостью  $\lg L_{\text{OH}} = 5$  (рис.1) до красного смещения  $z = 3$  (см., также [8]). Поэтому гигамазеры ОН позволят исследовать ранние стадии эволюции Вселенной.

3. *Спектральное распределение энергии.* В этом разделе мы рассмотрим спектральное распределение энергии мегамазерных галактик от радиоволн до рентгеновских лучей. Спектральное распределение позволяет иметь представление о природе источников энергии в этих галактиках. С этой целью нами были собраны данные наблюдений на разных частотах. Основная часть данных была отобрана с помощью базы данных NED<sup>1</sup>. Дополнительные данные были взяты также из работ [11-14]. Ссылки на радионаблюдения приведены в [1]. Из 49 мегамазеров только у 16 галактик существуют полные данные для построения SED. На рис.2 приведены спектры этих объектов, где частота приведена в Гц, а плотность энергии в единицах ( $\text{Вт м}^{-2}$ ). Для сравнения на рис.3 приведены SED некоторых галактик, которые по FIR-светимости близки к мегамазерным галактикам, однако от них ОН-излучение не было обнаружено. Из этих распределений можно сделать следующие выводы. Во-первых, SED у мегамазеров похожи друг на друга. Главный максимум распределения приходится в районе 60 мкм. Подобное распределение характерно для сверхмощных IR-галактик (см., например, [11,12]). Во-вторых, у мегамазеров почти всегда наблюдается также второй максимум около 3 мкм, тогда как подобный максимум у сверхмощных IR-галактик без ОН-излучения часто отсутствует. Поэтому кажется, что процент обнаружения ОН-мегамазеров будет выше у тех IR-галактик, которые обладают этим пиком около 3 мкм (см., разделы 5,6).

В литературе часто обсуждаются две основные версии о природе излучения сверхмощных IR-галактик. Первая версия предполагает, что сверхмощные IR-галактики являются квазарами, окруженными плотным слоем пыли, иначе говоря, основным источником энергии у этих галактик является активное ядро с нетепловым излучением [11]. Вторая версия предполагает, что особенности этих галактик в основном можно объяснить, принимая, что источником энергии является вспышка звездообразования в центральной части галактики, без привлечения активности ядра (см., например, [12]). Однако истина в том, что если для большинства IR-галактик вспышка звездообразования вполне объясняет наблюдаемые особенности, то для ряда объектов, как, например, Mkn 231, UGC 5101

<sup>1</sup>This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

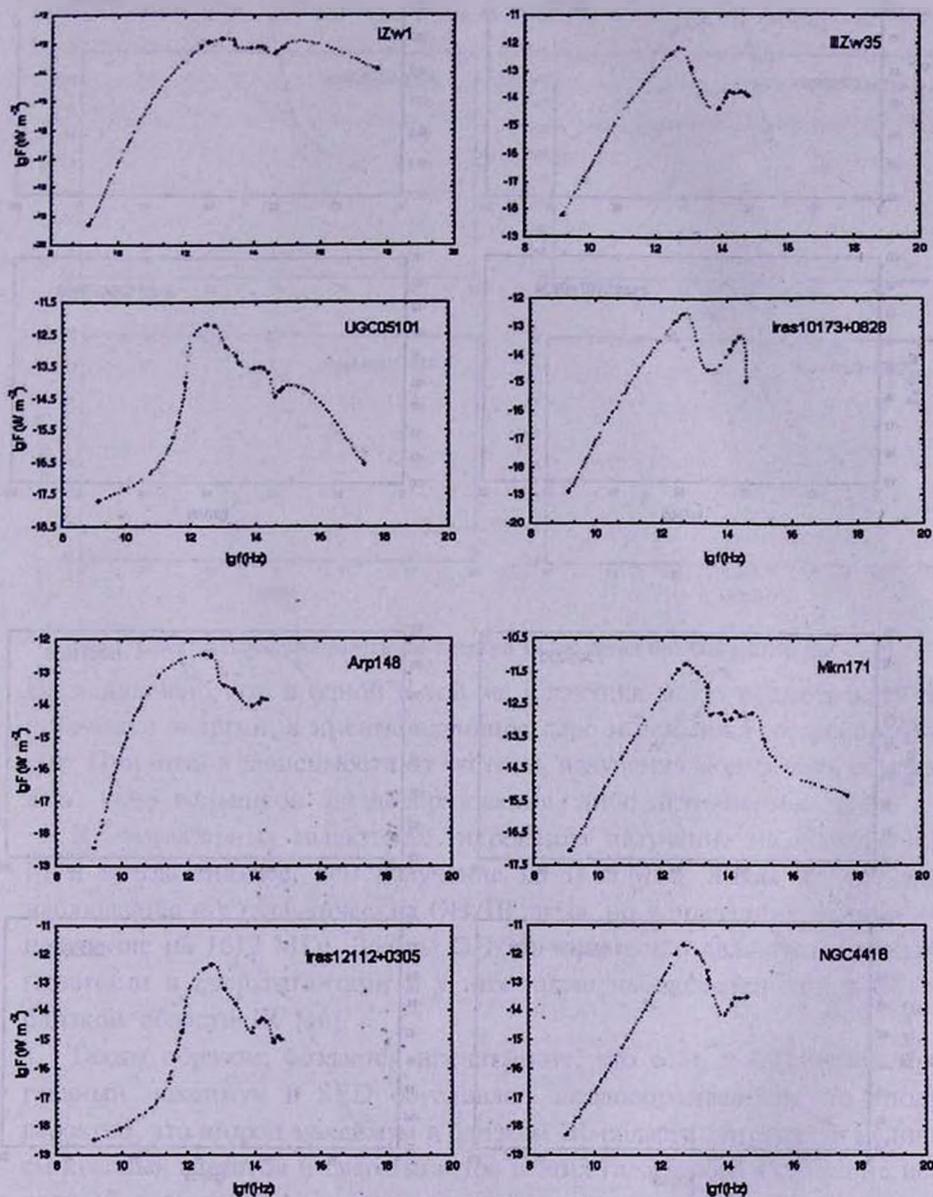


Рис.2. Спектральное распределение энергии мегамазерных галактик.

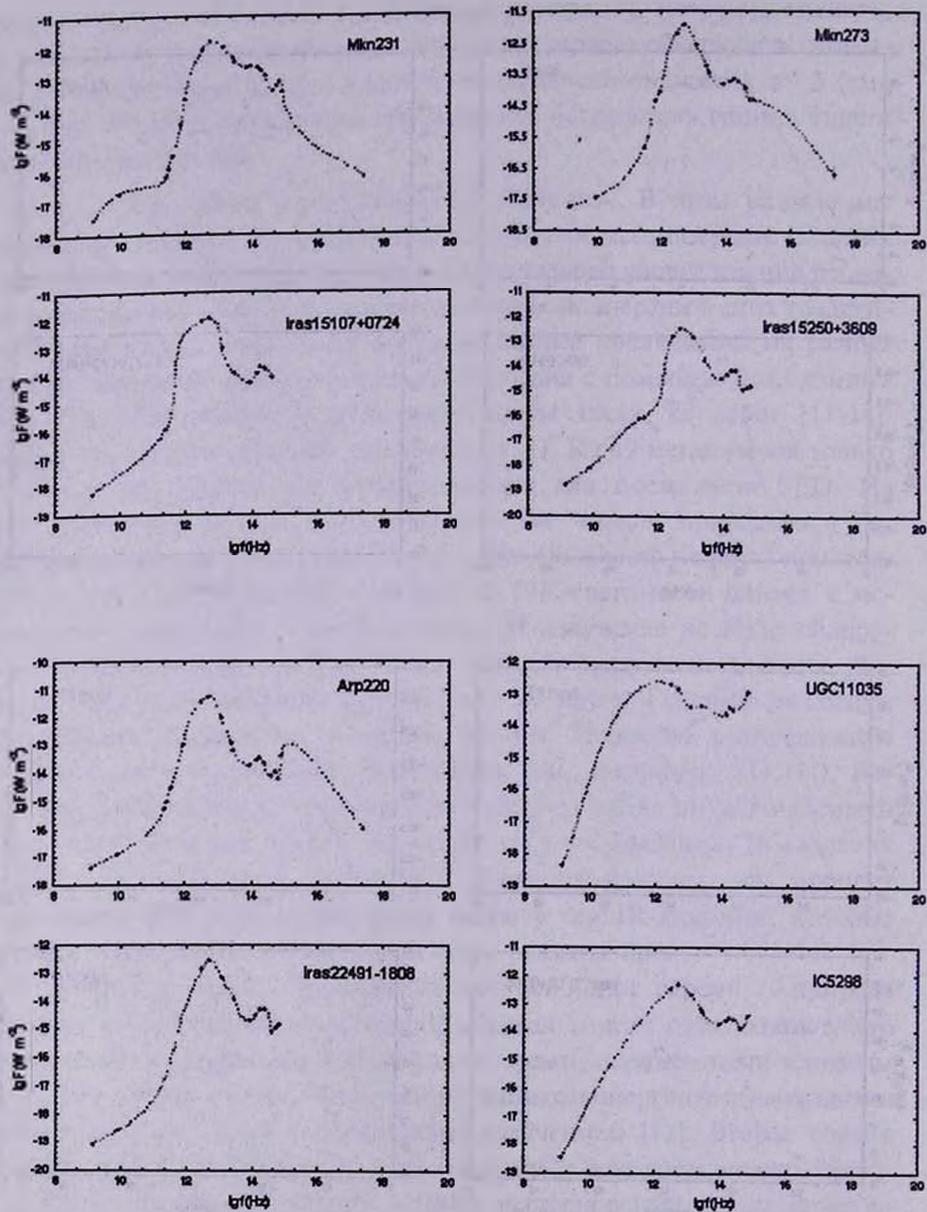


Рис.2. (продолжение)

и т.п., существенную роль играет активное ядро, а не вспышка звездообразования (см., например, [15], в ней же ссылки на другие работы).

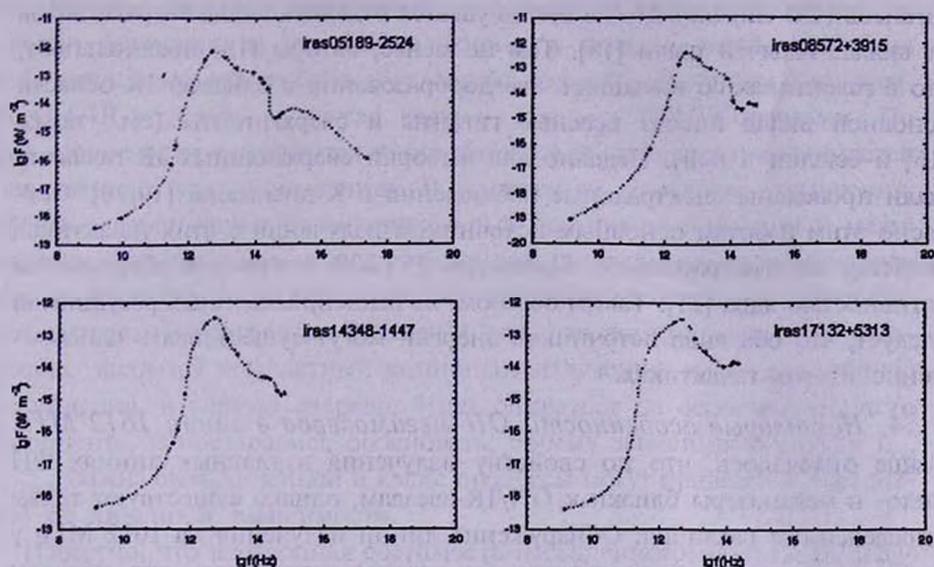


Рис.3. Спектральное распределение энергии IR-галактик без ОН-излучения.

Не исключено, что в одной и той же галактике могут существовать оба источника энергии, а именно активное ядро и вспышка звездообразования. При этом в зависимости от частоты, излучение может быть обусловлено либо вспышкой звездообразования, либо активностью ядра.

В мегамазерных галактиках гидроксила излучение на частоте 1667 МГц всегда сильнее, чем излучение на 1665 МГц. Такая же ситуация наблюдается и у галактических ОН/IR звезд, но у последних доминирует излучение на 1612 МГц. Звезды ОН/IR чаще всего являются красными гигантами и сверхгигантами и у них также наблюдается пик в SED в близкой области IR [16].

Таким образом, создается впечатление, что если у ОН-мегамазеров главный максимум в SED обусловлен звездообразованием, то вполне вероятно, что второй максимум в близкой IR-области обусловлен наличием красных гигантов и сверхгигантов в этих галактиках. Однако не исключено, что второй пик является следствием нетеплового излучения активного ядра [11]. В сверхмощных IR-галактиках существенным становится также излучение горячей пыли с температурой  $\sim 800$  К и этот компонент может определять значительную часть излучения в близкой IR.

Следует отметить, что широкополосная фотометрия не позволяет отличать вклад красных гигантов от вклада сверхгигантов, так как они имеют почти одинаковые IR-цвета. Однако спектральные наблюдения в этой области позволяют в какой то мере отождествлять красные

сверхгиганты на основе амплитуды поглощения в линии CO молекулы [17]. У красных сверхгигантов поглощения в линии CO сильнее, чем у гигантов (CO-индекс). Но не всегда удается отделить вклад сверхгигантов от вклада горячей пыли [18]. Тем не менее, авторы [18] предполагают, что в галактиках со вспышкой звездообразования в близкой IR-области основной вклад вносят красные гиганты и сверхгиганты (см., также [16] и ссылки в ней). Недавно для выборки сверхмощных IR-галактик были проведены спектральные наблюдения в K-диапазоне [19,20]. Согласно этим работам основным источником излучения в этих галактиках является звездообразование. Примерно 25 - 30% излучения обусловлено активностью ядра [21]. Таким образом, из вышеприведенных результатов следует, что оба вида источников энергии могут существовать одновременно в этих галактиках.

4. *Некоторые особенности OH-мегамазеров в линии 1612 МГц.* Выше отмечалось, что по свойству излучения в главных линиях OH кило- и мегамазеры близки к OH/IR-звездам, однако существуют также определенные различия. Обнаружение линии излучения на 1612 МГц у кило- и мегамазеров послужило бы веским аргументом, что наличие пика в близкой IR-области в SED обусловлено красными гигантами и сверхгигантами. В частности, излучение на 1612 МГц обнаружено у киломазеров NGC 253, M 82 (см., например, [22,23]), а среди мегамазеров только у Agr 220 [24]. Нам кажется, что подобная ситуация в обнаружении линии 1612 МГц главным образом обусловлена слабостью излучения этой линии, кроме того линии спутников мало исследованы.

Если излучение на частотах 1667 и 1665 МГц у кило- и мегамазеров имеет как компактный, так и протяженный компоненты, то излучение на 1612 МГц является протяженным и не имеет компактного компонента, совпадающего с центральной частью галактики. Согласно [25] протяженный компонент излучения у Agr 220 на 1612 МГц, вероятно, связан с OH/IR-звездами. Примерно такая же картина наблюдается у NGC 253 [22] и M 82 [23], хотя в случае M 82 авторы обсуждают также возможность излучения от молекулярного тора, окружающего активное ядро. Вопросы возникновения линий спутников у мегамазеров, в частности у Agr 220, рассмотрены в [4]. Суммируя, можно сказать, что определенная часть излучения на 1667 и 1612 МГц у мегамазеров может быть связана с OH/IR-звездами.

Перейдем к обсуждению линейной связи между  $L_{OH}$  и  $L_{FIR}$  с учетом вышеприведенных данных.

5. *Связь между OH- и FIR-светимостями.* Последние VLBI наблюдения Agr 220, III Zw 35 и IRAS 17208-0014 [2,3] показали, что в первом приближении излучение OH в мегамазерных галактиках состоит

из двух компонентов: компактного и протяженного. Почти 70% излучения (Агр 220) на частоте 1667 МГц обусловлено компактным компонентом. На наш взгляд, протяженный компонент, в свою очередь, можно условно разделить на две составляющие, а именно, часть излучения этого компонента может быть обусловлена звездообразованием и молодыми ОН/IR-звездами, а другая часть - старыми ОН/IR-звездами. По всей вероятности, отличаются также механизмы инверсии населенностей и излучения в этих компонентах. В компактном компоненте излучения, вероятно, доминируют столкновительные механизмы инверсии и мазер является насыщенным, а в протяженном компоненте существенную роль могут играть также радиационные механизмы накачки с ненасыщенным усилением излучения. В связи с тем, что доминирующим в мегамазерах является компактный компонент излучения, наши дальнейшие рассуждения, в первую очередь, будут опираться на особенности этого компонента, и постараемся обосновать, почему зависимость между  $L_{\text{ОН}}$  и  $L_{\text{FIR}}$  должна быть линейной и какие процессы могут привести к отклонению от линейной зависимости.

Известно, что изотропная светимость насыщенного мазера определяется следующим выражением (см., например, [26,27]):

$$L_{\text{ОН}} = h\nu n_1 \Delta P V,$$

где  $h\nu$  - энергия мазерного фотона;  $n_1$  - число молекул ОН в верхнем сигнальном уровне;  $\Delta P$  - частота инверсии населенностей или разница частот накачки между сигнальными уровнями;  $V$  - объем мазерного источника. Видно, что светимость растет с увеличением  $n_1 \Delta P$  и  $V$ .

Раньше мы отмечали, что у одних галактик излучение центральной части можно объяснить вспышкой звездообразования, а у других - активностью ядра. В обоих случаях происходит увеличение плотности в окрестности центра галактики (ударные волны, выбросы из ядра и т.п.). Поэтому в процессе активности звездообразования или ядра растет вероятность столкновений частиц, молекул и атомов. Следовательно, увеличивается вероятность столкновительной накачки ОН ( $n_1 \Delta P$  увеличивается). Одновременно, с увеличением плотности молекул и атомов растет также плотность частиц пыли, которые переизлучают UV-излучение в IR. Известно также, что при этом IR-светимость растет линейно с увеличением плотности пылевых частиц. Таким образом, в процессе активности звездообразования или ядра обе светимости ( $L_{\text{ОН}}$  и  $L_{\text{FIR}}$ ) зависят от плотности газа линейно, следовательно, связь между ними также будет линейной.

Теперь рассмотрим возможные причины, которые могут привести к отклонению зависимости  $L_{\text{ОН}}$  от  $L_{\text{FIR}}$  от линейной, что и наблюдается на самом деле [1].

Наклон между двумя переменными ( $L_{\text{ОН}}$  и  $L_{\text{FIR}}$ ) определяется следующей формулой [1]:

$$S = R(s_{\text{ОН}}/s_{\text{FIR}}),$$

где  $s_{\text{ОН}}$  и  $s_{\text{FIR}}$  - средние квадратичные отклонения ОН- и FIR-светимостей, а  $R$  - коэффициент корреляции между ними.  $s_{\text{ОН}}$  и  $s_{\text{FIR}}$ , в свою очередь, состоят из двух составляющих. Первая составляющая определяется дисперсией шумов приемной системы, а вторая - физическими процессами. Естественно, что первая составляющая дисперсии является постоянной и не меняется при переходе от одной галактики к другой, в то время как вторая составляющая, обусловленная физическими процессами, будет меняться. Поэтому наклон  $S$  зависит только от отношения вторых составляющих  $s_{\text{ОН}}/s_{\text{FIR}}$  (для простоты мы сохранили те же обозначения). Следовательно, наклон  $S > 1$ , если  $s_{\text{ОН}} > s_{\text{FIR}}$ . В общем случае можно предположить, что  $s_{\text{ОН}}$  и  $s_{\text{FIR}}$  состоят из двух составляющих. Первая составляющая характеризует дисперсию процессов, возникающих при активности ядра или вспышки звездообразования, а вторая - дисперсию тех процессов, которые приводят к излучению ОН и FIR, но не связаны ни с активностью ядра, ни со вспышкой звездообразования (например, старые красные гиганты и сверхгиганты). Тогда именно наличие вторых составляющих приведет к  $S > 1$ . На то, что подобные компоненты излучения ОН и FIR могут существовать в мегамазерных галактиках, указывает их форма SED (см., раздел 3). Исходя из вышеизложенного, можно предположить, что чем больше вклад протяженного компонента в интегральное ОН-излучение, тем больше наклон между  $L_{\text{ОН}}$  и  $L_{\text{FIR}}$  будет отличаться от единицы.

6. *Обсуждение.* До сих пор обнаружение мегамазерных галактик осуществлялось с помощью одиночных радиотелескопов с угловым разрешением, в лучшем случае, несколько минут. Следовательно, диаграмма направленности радиотелескопа охватывает практически всю галактику. Поэтому вычисленные ОН-светимости относятся ко всей галактике (центральная часть + диск). Правда, подавляющая часть ОН-излучения исходит от центра галактики. Однако в центре и диске галактики могут существовать старые ОН/IR-звезды. Поэтому их вклад в  $L_{\text{ОН}}$  может привести к увеличению наклона зависимости  $L_{\text{ОН}} \sim L_{\text{FIR}}$ , если вспомним, что ОН/IR-звезды показывают также сильную переменность ОН-излучения. Отметим, что дисперсия FIR-светимости, обусловленная ОН/IR-звездами, очень мала [28]. Конечно, излучение ОН/IR-звезд не является единственной причиной, приводящей к увеличению наклона зависимости  $L_{\text{ОН}} \sim L_{\text{FIR}}$ . Например, относительная доля компонентов IR-излучения может быть различной у разных галактик. Геометрические эффекты, как, например, направленность мазерного излучения, вариации

эффективности накачки (см. также [29]), также могут увеличить дисперсию светимостей.

Рассмотрим особенности содержания молекулярного водорода у мегамазерных галактик на основе их наблюдений в линии  $^{12}\text{CO}$  (1-0). Из 49 галактик у 22 объектов в литературе приведены результаты CO-наблюдений. Эти данные нами заимствованы из работ [30,31], а у трех галактик, IRAS 01364-1042, 04454-4838 и 11506-3851, данные брались из [32]. Коэффициент преобразования CO-светимости в массу молекулярного водорода мы принимали  $4.6 M_{\odot}/K\text{км с}^{-1}\text{пк}^2$ . Среднее значение массы водорода для выборки мегамазерных галактик составляет  $\langle \lg MH_2 \rangle = 10.16 \pm 0.09$ . Мы вычислили коэффициенты корреляции и наклоны зависимостей  $L_{\text{OH}}$  от  $L_{\text{C}}$ ,  $MH_2$ , а также  $L_{\text{FIR}}$  от  $MH_2$ , где  $L_{\text{C}}$  - светимость в радиоконтинууме [1]. При этом искусственные корреляции между светимостями и расстоянием были учтены. Эти зависимости имеют следующий вид:

$$\lg L_{\text{OH}} = (0.76 \pm 0.24)\lg L_{\text{C}} - (5.07 \pm 1.57), R = 0.59, p = 6 \cdot 10^{-3},$$

$$\lg L_{\text{OH}} = (1.20 \pm 0.35)\lg MH_2 - (15.83 \pm 3.60), R = 0.62, p = 3 \cdot 10^{-3},$$

$$\lg L_{\text{FIR}} = (0.90 \pm 0.13)\lg MH_2 + (0.78 \pm 1.22), R = 0.86, p = 10^{-6},$$

где  $p$  - уровень значимости корреляций. Однако, следует отметить следующий интересный факт. По значимости и первоначальности корреляций существенными являются те связи, которые включают IR-излучение. Так, например, если исключить IR-излучение из рассмотрения, то  $L_{\text{OH}}$  не зависит ни от  $L_{\text{C}}$ , ни от  $MH_2$ . Второй по значимости в этих зависимостях является  $MH_2$ . При исключении  $MH_2$  слабая зависимость между  $L_{\text{OH}}$  и  $L_{\text{FIR}}$  все же остается. Исключение же  $L_{\text{C}}$  мало влияет на другие зависимости, а именно, зависимость  $L_{\text{OH}}$  от  $L_{\text{FIR}}$  и  $MH_2$  сохраняется. Это означает, что излучение ОН не зависит от радиоконтинуума и приведенная выше зависимость  $L_{\text{OH}}$  от  $L_{\text{C}}$  является следствием зависимостей  $L_{\text{OH}}$  от  $L_{\text{FIR}}$  и  $L_{\text{FIR}}$  от  $L_{\text{C}}$ . Настоящий анализ подтверждает тот факт [2,3], что в мегамазерах излучение является насыщенным. Из приведенных соотношений видно, что в пределах ошибок измерения  $L_{\text{OH}}$  и  $L_{\text{FIR}}$  линейно зависит от  $MH_2$ . Известно, что линейная связь между  $L_{\text{FIR}}$  и  $MH_2$  наблюдается также у других галактик (см., например, [33]). Последние соотношения также показывают, что  $L_{\text{OH}}$  и  $L_{\text{FIR}}$  линейно связаны с плотностью газа. С другой стороны, в связи с тем, что  $L_{\text{FIR}} \sim M_d$  ( $M_d$  - масса пыли), то  $MH_2 \sim M_d$  [32].

Недавние VLBI-наблюдения 31 сверхмощных IR-галактик в радиоконтинууме на волне 18 см, с угловым разрешением несколько миллисекунд дали ряд интересных результатов [15]. Остановимся на некоторых из них. Из 31 галактики 13 являются также ОН-мегамазерами. В частнос-

ти, было оценено, что компактный компонент радиоизлучения составляет примерно 12% интегрального излучения, т.е. 88% интегрального излучения исходит от протяженного компонента. Не было обнаружено значительных корреляций, в частности, между радиоизлучением компактного компонента с FIR-излучением и массой молекулярного водорода. Нетрудно заметить, что эти результаты хорошо согласуются с данными нашего анализа, а именно отсутствием связи радиоcontinuum с мазерным излучением OH. Это обстоятельство еще раз подтверждает предположение о насыщенном механизме излучения OH в мегамазерных галактиках.

Во втором разделе настоящей работы мы показали, что ожидаемое число мегамазерных галактик возрастает на больших расстояниях. Поэтому обнаружение новых мега- и гигамазеров следует ожидать среди IR-галактик с большим красным смещением. Согласно [34] обнаружены IR-галактики до  $z = 4.7$ . Помимо обнаружения новых мегамазеров, другой важной задачей является их исследование в широком диапазоне частот. Кроме всего, эти галактики являются весьма подходящими объектами для исследования связи активное ядро - вспышка звездообразования.

**7. Заключение.** На основе выборки 49 мегамазерных галактик и линейной связи между OH- и FIR-светимостями оценено ожидаемое число этих объектов. Для 16 галактик построены их спектральные распределения энергии от радиоволн до рентгеновских лучей. Показано, что у мегамазерных галактик наблюдается существенное излучение в районе 3 мкм, что, по-видимому, свидетельствует о наличии красных гигантов и сверхгигантов в этих галактиках. Обосновывается линейная связь между  $L_{OH}$  и  $L_{FIR}$  и обсуждаются возможные причины, которые могут привести к отклонению этой зависимости от линейной.

Приведены некоторые факты, которые подтверждают предположение о том, что в компактном компоненте излучения OH инверсия населенностей происходит под воздействием столкновений, а механизм излучения является насыщенным. Показано, что связь между  $L_{OH}$  и  $L_{FIR}$  является первоначальной среди других зависимостей  $L_{OH}$ .

Бюраканская астрофизическая обсерватория  
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION OF OH  
MEGAMASER GALAXIES

R. A. KANDALYAN

The analysis of properties of OH megamaser galaxies is presented. Using luminosity function of the luminous infrared galaxies, as well as linear relationship between OH and FIR luminosities the expected number of OH megamaser galaxies has been estimated. Spectral energy distributions (SED) of 16 megamaser galaxies have been constructed and investigated using multifrequency (from radio to X-ray) data. The SED of megamasers look closely similar at radio to X-ray. There is significant emission around 3 micron which may due to by red giants and supergiants of these galaxies. The possible causes which may deviate the slope of the relation  $L_{\text{OH}} \sim L_{\text{FIR}}$  from unity are discussed. The suggestion that in megamaser galaxies the collisional pump for the inversion of main lines of OH and saturated amplifying may play an important role is confirmed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *P.A.Кандалян*, *Астрофизика*, **39**, 417, 1996.
2. *C.J.Lonsdale, P.J.Diamond, H.E.Smith, C.J.Lonsdale*, *Astrophys. J.*, **439**, L13, 1998.
3. *P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith*, *Astrophys. J.*, (in press), 1998.
4. *J.Randell, D.Field, K.N.Jones, J.A.Yates, M.D.Gray*, *Astron. Astrophys.*, **300**, 659, 1995.
5. *W.A.Baan*, *Astrophys. J.*, **338**, 804, 1989.
6. *W.A.Baan*, in "Skylines: Proc. 3d Haystack Conf.", eds. *A.D.Haschick, P.T.P. Ho* (ASP Conf., Ser., 16), 1991, p.5.
7. *W.Saunders, M.Rowan-Robinson, A.Lawrence, G.Efstathiou, N.Kaiser, R.S.Ellis, C.S.Frenk*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **242**, 318, 1990.
8. *V.Burdyuzha, B.Komberg*, *Astron. Astrophys.*, **234**, 40, 1990.
9. *W.A.Baan, J.Rhoads, K.Fisher, D.A.Alschuler, A.Haschick*, *Astrophys. J.*, **396**, L99, 1992.
10. *C.Henkel, T.L.Wilson*, *Astron. Astrophys.*, **229**, 431, 1990.
11. *D.B.Sanders, B.T.Soifer, J.H.Elias, B.F.Madore, K.Matthews, G.Neugebauer, N.Z.Scoville*, *Astrophys. J.*, **325**, 74, 1988.
12. *D.Rigopoulou, A.Lawrence, M.Rowan-Robinson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **278**, 1049, 1996.

13. *D.P.Carico, D.B.Sanders, B.T.Soifer, J.H.Elias, K.Matthews, G.Neugebauer, N.Z.Scoville*, *Astron. J.*, **95**, 356, 1988.
14. *J.P.Vader, J.A.Frogel, D.M.Terndrup, C.A.Heisler*, *Astron. J.*, **106**, 1743, 1993.
15. *H.E.Smith, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale*, *Astrophys. J.*, **492**, 137, 1998.
16. *C.M.Telesco*, in: "IV Canary Island Winter School of Astrophys.", eds. A.Monpaso, M. Prieto, F. Sanchez, Cambridge, 1993, p.175.
17. *S.G.Kleinmann, D.N.Hall*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **62**, 501, 1986.
18. *D.A.Smith, T.Herter, M.P.Haynes*, *Astrophys. J.*, **494**, 150, 1998.
19. *J.D.Goldader, R.Q.Joseph, R.Doyon, D.B.Sanders*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **108**, 449, 1997.
20. *J.D.Goldader, R.Q.Joseph, R.Doyon, D.B.Sanders*, *Astrophys. J.*, **474**, 104, 1997.
21. *S.Veilleux, D.B.Sanders, D.-C.Kim*, *Astrophys. J.*, **484**, 92, 1997.
22. *D.T.Frayer, E.R.Seaquist, D.A.Frail*, *Astron. J.*, **115**, 559, 1998.
23. *E.R.Seaquist, D.T.Frayer, D.A.Frail*, *Astrophys. J.*, **487**, L131, 1997.
24. *W.A.Baan, A.D.Haschick*, *Astrophys. J.*, **318**, 139, 1987.
25. *C.Henkel, R.Gusten, W.A.Baan*, *Astron. Astrophys.*, **185**, 14, 1987.
26. *V.V.Burdyzha, K.A.Vikulov*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **244**, 86, 1990. 117, 1994.
27. *M.J.Claussen, K.-Y.Lo*, *Astrophys. J.*, **308**, 592, 1986.
28. *I.Iben Jr., A.Renzini*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **21**, 271, 1983.
29. *L.Staveley-Smith, R.P.Norris, J.M.Chapman, D.A.Allen, J.B.Whiteoak, A.L.Roy*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **258**, 725, 1992.
30. *D.B.Sanders, N.Z.Scoville, B.T.Soifer*, *Astrophys. J.*, **370**, 158, 1991.
31. *P.M.Solomon, D.Downes, S.J.E.Radford, J.W.Barrett*, *Astrophys. J.*, **478**, 144, 1997.
32. *I.F.Mirabel, R.S.Booth, G.Garay, L.E.B.Johansson, D.B.Sanders*, *Astron. Astrophys.*, **236**, 327, 1990.
33. *J.S.Young, S.Xie, J.D.P.Kenney, W.L.Rice*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **70**, 699, 1989.
34. *M.Rowan-Robinson*, in: "Cold Gas at High Redshift", eds. M.Bremer, H.Rottgering, P.P. van der Werf, C.Carilli, (Kluwer Academic Publ., Netherlands), 1996, p.61.

УДК: 524.333.7

CONCERNING THE ERRORS ARISING THROUGH  
THE USE OF TULLY-FISHER RELATION FOR  
ESTIMATION OF THE VIRGO CLUSTER DISTANCE

T.M.BORCHKHADZE, N.G.KOGOSHVILI

Received 14 September 1998

Accepted 25 October 1998

The distance modulus of the Virgo cluster has been reexamined based on the Tully-Fisher relation between fully corrected  $B_T^*$  values and 21 cm velocity width derived from RC3 catalogue for spiral galaxies of Sbc-Sdm types, belonging to the "low-velocity" Virgo subcluster, singled out according to the statistical method proposed by Anosova, and led to the value  $\mu = 31.15 \pm 0.57$  mag. A strong dependence of the intrinsic scatter in the Tully-Fisher relation on the apparent axes ratio of galaxies has been found with the value of 0.4 mag for strongly flattened, highly inclined galaxies and galaxies with small inclinations and the value of 0.72 mag for objects with intermediate values of axes ratio. The restriction of samples only with galaxies with photoelectric observations does not lead to the considerable change of amplitude of scatter and decreases the value of distance modulus.

1. *Introduction.* The Virgo cluster is one of the most well studied clusters nowadays. The complicated patchy structure of this cluster contributes certain difficulties to its distance estimation despite its relative proximity. In the majority of works devoted to this problem there have been used traditional methods of distance estimation of some Virgo galaxies by studying the luminosity function of their globular clusters [1], observations of novae [2], supernovae [3], the detailed discussion of which is presented by Tammann in [4]. At the same time considerable number of authors widely used for this purpose the Tully-Fisher relation [5] between the 21 cm line width and luminosity of spiral galaxies with discrepant results, generally explained by the insufficient accuracy of observational data, different corrections for internal absorption, ways of selection of galaxies into samples under study, different calibrators.

In the present work the problem of the Virgo distance estimation has been considered by selection of galaxies into samples according to their morphology, inclination of the polar axis to the line of sight, membership in the same Virgo subcluster, based on data from the Catalogue RC3 [6].

2. *The analysis of the Virgo cluster structure.* Substantial increase of observational data on galaxies in the region restricted by the Virgo cluster thanks to the publication of RC3 made it possible to apply some cluster methods to analyse its structure. A generalised statistical criterion of Anosova [7] has

been applied to study the Virgo cluster structure to reveal physical concentrations of galaxies based on their positions and radial velocities.

According to this criterion proposed in [7]

$$E = C_N^n B^{n-1} [1 - B]^{N-n}, \text{ where } B = V_\sigma \cdot V_\Sigma^{-1}$$

a concentration of galaxies may be considered as a confidently physical system if the expectation of a number of optical objects  $E < 1$ .  $V_\sigma$  and  $V_\Sigma$  are volumes of spherically truncated cones in the velocity space. For the volume  $V_\sigma$  the condition has to be satisfied

$$V_\sigma \ll V_\Sigma.$$

The volume  $V_\Sigma$  corresponds to the maximum value of radial velocities of  $N$  studied objects and  $V_\sigma$  is the volume of the supposed subcluster of  $n$  galaxies, for which the expectation of probable condensation of galaxies is being computed.

A catalogue of about 500 bright galaxies with detailed information for each object has been compiled for the sky area restricted by Virgo cluster and is based

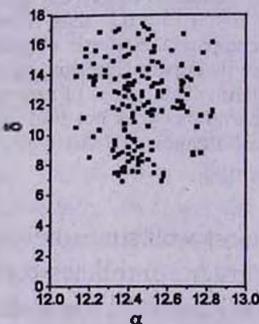


Fig1a. Subcluster 1  
 $\langle V \rangle = 730 \pm 550$

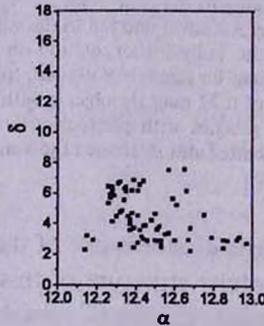


Fig1b. Subcluster 2  
 $\langle V \rangle = 1135 \pm 375$

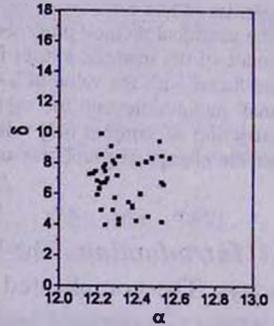


Fig1c. Subcluster 3  
 $\langle V \rangle = 2214 \pm 243$

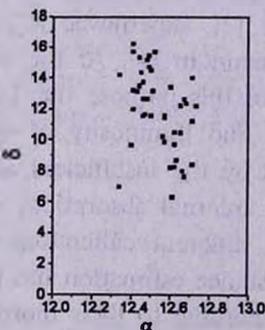


Fig1d. Subcluster 4  
 $\langle V \rangle = 2030 \pm 230$

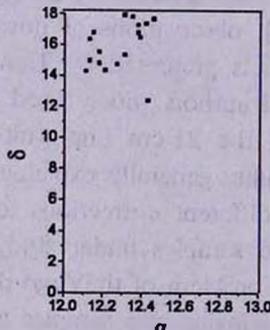


Fig1e. Subcluster 5  
 $\langle V \rangle = 1640 \pm 570$

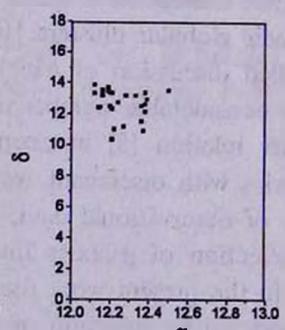


Fig1f. Subcluster 6  
 $\langle V \rangle = 2100 \pm 245$

on data from Abastumani Merged Catalogue of Galaxies [8,9] and RC3. The most of these objects were included in the catalogue of Bingelli et al. [10].

Six condensations of galaxies with radial velocities less than  $2700 \text{ km s}^{-1}$  were clearly separated in this area, the apparent surface distribution of galaxies in which

together with mean radial velocities are shown in Fig.1.

The problem concerning the distance estimation of Virgo cluster was considered only for so called the "low-velocity" condensation with parameters  $12^{\text{h}}8^{\text{m}} < \alpha < 12^{\text{h}}51^{\text{m}}$ ,  $7^{\circ} < \delta < 17^{\circ}$  for the equinox 1950.0,  $-437 \text{ km s}^{-1} < V_c < 1640 \text{ km s}^{-1}$  and  $n = 140$ , shown in Fig.1a and designated as Cluster A by Bingelli et al. [11]. The values  $E$  are presented in Table 1 for different numbers  $n$  and maximum values of radial velocities  $V_{\text{max}}$  of galaxies in the "low-velocity" cloud in the direction of the Virgo cluster.

For the size of the "low-velocity" subcluster those values of  $\alpha$ ,  $\delta$ ,  $V$  and  $n$  have been taken into account at which  $E$  reached the constant value (see Table 1).

Table 1

THE DEPENDENCE OF ANOSOVA'S CRITERION ON THE NUMBER OF GALAXIES IN THE "LOW-VELOCITY" VIRGO SUBCLUSTER AND ON THE  $V_{\text{max}}$  OF BACKGROUND GALAXIES

$V_{\text{max}} \backslash n$	100	120	130	140	150	
180						
1800 km/s	$8.0 \cdot 10^{-9}$	$5.2 \cdot 10^{-9}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$

3. *Samples of galaxies.* The form of Tully-Fisher relation (TF) is defined by the way of sampling galaxies, by homogeneity of observational data and proper selection of calibrators.

The TF relation has been analysed on the basis of a homogeneous set of strongly flattened highly inclined galaxies of Sbc - Sdm types with axes ratio  $b/a \leq 0.2$ . Such objects were excluded from study in many works due to the large corrections for internal absorption into the blue magnitudes, exceeding 1.0 mag. At the same time a sample of these galaxies with  $b/a \leq 0.15$ , singled out all over the sky has shown less scatter in the TF relation compared to galaxies of other types [12].

In the whole area of the sky, restricted by Virgo cluster only 15 galaxies with axes ratio  $b/a \leq 0.15$  were found. Changing the limit of  $b/a$  up to 0.2 38 galaxies with  $b/a \leq 0.2$  were selected to make up a sample. Of these galaxies only 10 objects of Sbc - Sdm types (Sample 1) were identified in the "low-velocity" Virgo subcluster, populated predominantly with early type galaxies.

Strongly flattened highly inclined galaxies were compared with 13 galaxies with axes ratio  $0.2 < b/a < 0.6$  and narrow region of inclinations (Sample 2), which were also sometimes excluded from study and 15 galaxies with intermediate values of axes ratio  $0.2 < b/a < 0.6$  (Sample 3) and rather broad range of inclinations preferably used in the majority of works for Virgo cluster distance determinations.

Catalogue RC3 has been considered as a main source of data for: 1) total "face-on"  $B_r^{\circ}$  magnitudes fully corrected for galactic and internal absorption

and for redshift; 2)  $R_{25}$  - the isophotal axes ratio measured at the 25<sup>m</sup>/<sub>2</sub> level; 3)  $W_{20}$  - the HI linewidth at the 20% level corrected for inclination and other effects through the method of Bottinelli et al. [13].

For calibration of TF relation 14 well observed galaxies of the same Sbc-Sdm types ( $T=4-8$ ) were used with absolute magnitudes and distance moduli taken from the works of de Vaucouleurs [14] and with corrected 21 cm linewidth adopted from Bottinelli et al. [13]. Here are presented the numbers of these galaxies in the NGC catalogue: 224, 247, 253, 300, 598, 925, 2403, 2541, 3198, 3319, 3351, 5055, 5585, 7793.

4. *The blue Tully-Fisher relation for galaxies contained in the "low-velocity" Virgo subcluster.* The Tully-Fisher relation has been studied for these 14 calibrator galaxies with the least square solution

$$M_T^0 = -4.56 \log W_{20}^c - 9.29 \quad \text{and} \quad r = 0.93 \pm 0.31.$$

Main parameters of TF relation of the form  $B_T^0 = a \log W_{20}^c + b$ : slopes, zeropoints and correlation coefficients as well as mean values of  $\log R_{25}$  and  $T$ , that is the numerical index of morphological types, and the range of  $W_{20}^c$  are presented in Table 2 for 4 galaxy samples relating to the "low-velocity" Virgo subcluster.

Table 2

MAIN PARAMETERS OF THE TULLY-FISHER RELATION OF THE FORM  $B_T^0 = a \log W_{20}^c + b$  FOR VARIOUS SAMPLES OF GALAXIES

	$a$	$b$	$r$	$\langle \log R \rangle$	$\langle T \rangle$	$\log W_{20}^c$	$n$
Local calibrators	-4.56 $\pm 0.52$	-9.29 $\pm 1.10$	0.93 $\pm 0.31$	0.30 $\pm 0.14$	5.9 $\pm 1.0$	1.8-2.4	14
Galaxies with $\langle R \rangle = 0.7-1.0$	-5.14 $\pm 0.82$	23.03 $\pm 1.63$	0.91 $\pm 0.44$	0.78 $\pm 0.11$	6.0 $\pm 1.0$	1.7-2.3	10
Galaxies with $\langle R \rangle = 0.1-0.24$	-4.73 $\pm 0.41$	22.23 $\pm 0.81$	0.96 $\pm 0.43$	0.17 $\pm 0.02$	5.4 $\pm 1.3$	1.4-2.4	13
Galaxies with $\langle R \rangle = 0.25-0.68$	-5.97 $\pm 1.06$	24.46 $\pm 2.01$	0.84 $\pm 0.74$	0.35 $\pm 0.10$	6.4 $\pm 0.72$	1.5-2.2	15
The generalized galaxy sample	-5.07 $\pm 0.41$	22.84 $\pm 0.80$	0.90 $\pm 0.57$	0.40 $\pm 0.25$	5.9 $\pm 1.1$	1.4-2.4	38

Sample 1 of strongly flattened highly inclined objects; Sample 2 of objects with small inclinations; Sample 3 of objects with intermediate inclinations and Sample 4 of objects with all kinds of inclinations, containing galaxies from previous 3 samples.

Based on the solution for 14 calibrators and on agreement within the statistical errors of slopes of TF relation for calibrators and galaxies in samples under study, there have been estimated distance moduli and amplitudes of scatter  $\sigma_M$  shown in Table 3. Fig.2 shows the TF relation for galaxies in 4 studied

samples with calibrators marked by crosses. For the generalized sample of 38

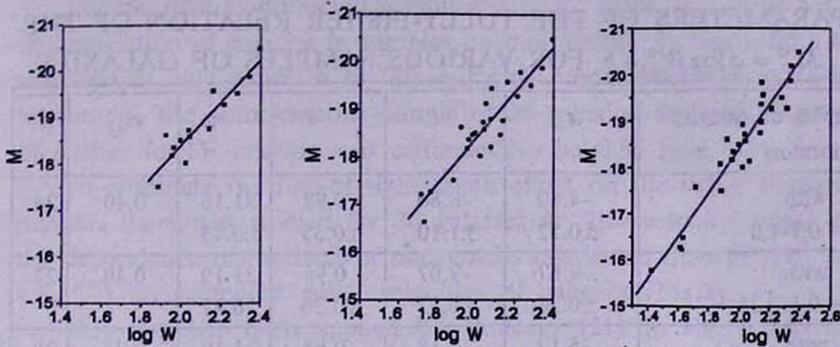


Fig.2a. TF relation for 14 calibrators Fig.2b. TF relation for the Sample1 Fig.2c. TF relation for the Sample 2

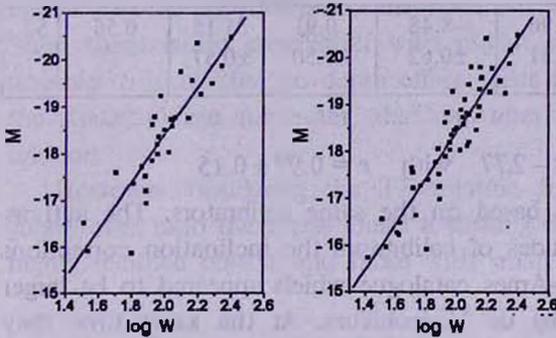


Fig.2d. TF relation for the Sample3

Fig.2e. TF relation for generalized Sample1

galaxies of Sbc - Sdm types and inclinations  $i > 35^\circ$  contained in the "low-velocity" Virgo subcluster the distance modulus turned out to be  $31.15 \pm 0.57$  and don't differ within errors from values obtained for each of 3 above mentioned samples considered separately. Recent observations of Freedman et al [15] and Pierce et al.[16] evidence in favour of this result too. At the same time, as it is evident from Table 3, the disagreement persists in estimations of intrinsic scatter  $\sigma_M$  in TF relation for samples distinguished only by inclination of polar axes of galaxies to the line of sight. The least value of  $\sigma_M = 0.4$  mag is derived for highly inclined objects and those with small inclinations (Samples 1 and 2). The largest value  $\sigma_M = 0.72$  mag is obtained for galaxies with intermediate inclinations (Sample 3).

**5. Comparison with other results.** There is not noted a good agreement among various authors in the question concerning the estimation of the Virgo cluster distance based on TF relation. Disagreement as well is evident in estimation of the intrinsic scatter of this relation.

In particular, Kraan-Korteweg et al. [17], who have based in their work on 13 local well observed galaxies as on calibrators obtained the least-squares solution:

Table 3

MAIN PARAMETERS OF THE TULLY-FISHER RELATION OF THE FORM  $M_T^o = a \log W_{20}^o + b$  FOR VARIOUS SAMPLES OF GALAXIES

The samples of galaxies with calibrators	$a$	$b$	$r$	$\mu$	$\sigma_M$	$n$
Galaxies with $\langle \log R \rangle = 0.7-1.0$	-4.80 $\pm 0.52$	-8.80 $\pm 1.10$	0.92 $\pm 0.35$	31.16 $\pm 0.43$	0.40	24
Galaxies with $\langle \log R \rangle = 0.1-0.24$	-4.67 $\pm 0.28$	-9.07 $\pm 0.57$	0.96 $\pm 0.36$	31.19 $\pm 0.42$	0.40	27
Galaxies with $\langle \log R \rangle = 0.25-0.68$	-5.12 $\pm 0.53$	-8.18 $\pm 1.05$	0.88 $\pm 0.57$	31.10 $\pm 0.76$	0.72	29
The generalized sample of galaxies	-4.96 $\pm 0.31$	-8.48 $\pm 0.62$	0.91 $\pm 0.50$	31.15 $\pm 0.57$	0.56	52

$$M_T^o = -6.69 \log \Delta v_{21} - 2.77 \quad \text{with} \quad r = 0.97 \pm 0.15$$

which differed from our result, based on the same calibrators. The authors of [17] had applied for magnitudes of calibrators the inclination corrections in the way of Revised Shapley-Ames catalogue which appeared to be larger than the ones used in RC2 by de Vaucouleurs. At the same time they adopted the line width data from Aaronson et al. [18], who corrected them by less values of internal corrections compared to Bottinelli et al [14] and Pierce and Tully [19]. For the sample of 127 Sab - Sm galaxies, members of Virgo cluster, Kraan-Korteweg et al. derived a distance modulus  $\mu = 31.6 \pm 0.15$  with the intrinsic scatter in TF relation  $\sigma_M = 0.7$  mag. Analysing this result Burstein et al. [18] noted that most of the galaxies in Kraan-Korteweg's sample were based on the magnitude estimations from older photographic data or photographic plates obtained by Bingeli et al. [10]. The large scatter of  $\sigma_M$  could be the result of broad range of morphological types, used in their study as well as the membership in the different Virgo subclusters. Pierce and Tully [19] have estimated the Virgo cluster distance as  $\mu = 30.98$  based on the sample of 25 galaxies with  $W_{20}^o$  corrected following the precepts of Bottinelli et al. [13] and magnitudes based on new CCD photometry, estimating the intrinsic scatter as less than 0.3 mag in the  $I$  passband.

It should be noted that values of the slope of the TF relation for spirals in the field, nearby groups or in Virgo cluster differ in broad range from  $a = -5.0$  in [13] up to  $a = -10.0$  in [20], discussed in detail by authors of [4] and [17].

6. *Discussion.* What is a real value of the amplitude of scatter in the Tully-Fisher relationship and how to explain the large width of this relation which should not exceed 0.3 mag by estimation of Pierce and Tully [19] based

on CCD photometry?

The use of fully corrected magnitudes of  $B_r^0$  from RC3 of de Vaucouleurs, the restriction of galaxies in samples on morphology by Sbc - Sdm types, the selection of only members of "low-velocity" Virgo subcluster made it possible to compile the homogeneous sample of 38 galaxies, for which the amplitude of scatter in TF relation was estimated to be 0.56 mag.

To eliminate the line-of-sight depth effect on the value of scatter in TF relation there was studied for 38 galaxies in "low-velocity" Virgo subcluster the dependence of residuals of magnitudes relative to their median value ( $B_r^{0,1} - B_r^{0,med}$ ) on corrected radial velocities of galaxies (Fig.3).

This test has been applied by Burstein [21] to the Kraan-Korteweg's sample of galaxies [17]. The least-square solution of equations based on data for 38 galaxies has shown that the slope of the best-fit straight line is  $a = 4 \cdot 10^{-4}$  and there is no correlation with radial velocities  $r = 0.15$ , that made it possible to think that no depth effect exists in the distribution of galaxies in the studied Virgo subcluster, that can alter the amplitude of scatter in TF relation.

However considering the TF relation for samples, compiled according galaxy axes ratio there was found a striking distinction with  $\sigma_M = 0.4$  mag for highly inclined objects and those with small inclinations and with  $\sigma_M = 0.72$

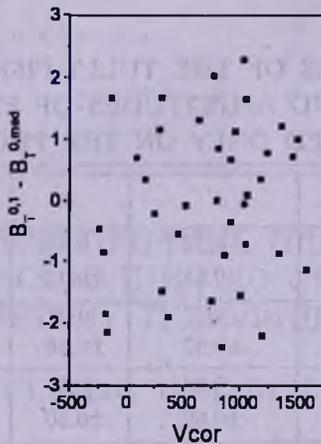


Fig.3. Dependence of  $B_r^{0,1} - B_r^{0,med}$  on  $V_{cor}$

mag for galaxies with intermediate inclinations. The same  $\sigma_M = 0.7$  mag value, obtained by Kraan-Korteweg for 127 galaxies, but without those restrictions, we superposed on our samples.

It must be noted that Burstein [21] supposed that brighter galaxies in Virgo cluster have  $B_r^0$  values determined from photoelectric observations and fainter ones from photographic plates that may contribute an increase of the intrinsic error in TF relation. In this connection there were counted numbers

of galaxies in samples with photoelectric determinations of  $B_T^\circ$ . As it turned out, 6 out of 10 galaxies in Sample 1 of highly inclined objects have  $B_T^s$  values determined from surface photometry with photoelectric zero point and the mean error of the order of 0.15 mag. And though the inclination correction for magnitudes exceeded 1.0 mag for these galaxies the amplitude of error was estimated as 0.4 mag.

In the case of Sample 2 of galaxies with small inclinations 6 objects had  $B_T^s$  values and other 6 out of 13 had  $B_T^M$ , the weighted mean of  $B_T^A$  (derived by extrapolation from photoelectric aperture-magnitude data) and  $B_T^s$ , that is 12 out of 13 galaxies had  $B_T^\circ$  based on photoelectric observations. For Sample 3 of galaxies with intermediate values of inclinations 10 objects out of 15 had  $B_T^s$  determinations with larger scatter  $\sigma_M = 0.72$  mag. The exclusion of galaxies with  $B_T^\circ$  values derived from photographic plates and thus fainter objects from the samples resulted in change of the slope of TF relation and in certain decrease of values of their distances moduli but insignificantly altered the amplitudes of errors as it is evident from Table 4. Moreover the exclusion of faint galaxies with magnitudes estimated on photographic plates leads to the cut off the faint end of the TF relation and the change of its slope. The difference between two estimations of the distance modulus don't exceeds 0.1 mag.

Table 4

MAIN PARAMETERS OF THE TULLY-FISHER RELATION, DISTANCE MODULI AND AMPLITUDES OF ERRORS FOR SAMPLES OF GALAXIES BASED ONLY ON THE PHOTOELECTRIC OF  $B_T^\circ$

Samples of galaxies	$a$	$r$	$\mu$	$\sigma_M$	$n$
Galaxies with <logR> = 0.7-1.0	-4.51 ±0.55	0.89 ±0.33	30.98 ±0.41	0.38	6
Galaxies with <logR> = 0.1-0.24	-4.57 ±0.32	0.95 ±0.36	31.14 ±0.44	0.42	11
Galaxies with <logR> = 0.25-0.68	-5.07 ±0.60	0.87 ±0.50	31.03 ±0.65	0.64	11
Generalized sample of galaxies	-4.79 ±0.37	0.90 ±0.47	31.06 ±0.51	0.52	25
Local calibrators	-4.56 ±0.52	0.93 ±0.31			14

7. *Conclusions.* The Tully-Fisher relation between fully corrected  $B_T^\circ$  values and 21 cm velocity width measured at the level of 20% of peak flux, which were derived from RC3 catalogue, has been investigated for galaxies of Sbc - Sdm types, belonging to the "low-velocity" Virgo subcluster, singled

out by means of the statistical method proposed by Anosova [7]. Based on the solution for 14 local calibrators from the works of de Vaucouleurs, the distance modulus for the Virgo cluster appears to be  $\mu = 31.15 \pm 0.57$  with amplitude of scatter  $\sigma_M = 0.56$  mag. This result is in accordance with observations of Freedman [15] and Pierce [16]. A strong dependence of the intrinsic scatter in the Tully-Fisher relation on the apparent axes ratio of galaxies has been found with the value of 0.40 mag for highly inclined galaxies and galaxies with small inclinations, and with larger scatter of 0.72 mag for galaxies with intermediate inclinations. The majority of galaxies had  $B_T^\circ$  determined from photoelectric observations. The exclusion of fainter galaxies with photographic magnitudes from considered samples leads to the insignificant change of amplitude of scatter, but decreases the slope of TF relation and the distance modulus to the value  $31.06 \pm 0.51$ . Confining the samples only with galaxies in the range of  $45^\circ < i < 75^\circ$  inclinations leads to an increase of the amplitude of scatter of TF relation to 0.7 mag which doesn't depend on morphology of galaxies and even on better values of  $B_T^\circ$  for the majority of galaxies. The restriction of galaxies in samples according to their space proximity based on used Anosova's cluster method without taking into account brightness of galaxies makes it possible to avoid the influence of selection effects on the Virgo cluster distance determination.

Abastumani Astrophysical Observatory,  
Georgia

## О ВОЗМОЖНОЙ ПРИЧИНЕ ОШИБОК ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ РАССТОЯНИЯ ДО СКОПЛЕНИЯ ДЕВА ПО МЕТОДУ ТУЛИ-ФИШЕРА

Т.М.БОРЧХАДЗЕ, Н.Г.КОГОШВИЛИ

Пересмотр модуля расстояния до скопления Дева на основе зависимости Тули-Фишера между полностью исправленными значениями  $B_T^\circ$  и шириной линии 21 см для спиральных галактик Sbc - Sdm типов, принадлежащих к "низкоскоростному" подскоплению, выделенному на основе кластерного метода, предложенного Ж.Аносовой, и с использованием данных RC3 Вокулера и др., привел к значению  $\mu = 31^{m}.15 \pm 0.57$ . Выявлена зависимость амплитуды ошибки в выражении Тули-Фишера от отношения диаметров галактик, значение которой для сильно уплощенных галактик с большим наклоном, а также для галактик с малым наклоном составило

0<sup>m</sup>.4, для галактик же с промежуточным наклоном - 0<sup>m</sup>.72. Исключение из анализа галактик с фотографическими определениями величин ведет к незначительному изменению амплитуды ошибки в зависимости Тули-Фишера и уменьшению модуля расстояния до скопления Дева.

## REFERENCES

1. *S. van den Bergh, C.Pritchett, C.Grillmair*, *Astron. J.*, 90, 595, 1985.
2. *A.Sandage, G.A.Tammann*, *Astrophys. J.*, 328, 1, 1988.
3. *G.A.Tammann*, *IAU Symp.*, 124, 151, 1987.
4. *G.A.Tammann*, *ESO, sci.prepr.*, 617, 1988.
5. *R.B.Tully, J.R.Fisher*, *Astron. Astrophys.*, 54, 661, 1977.
6. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin, Jr., R.J.Buta, G.Paturel, P.Fouqué*, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (RC3)*, Austin, Texas, 1991.
7. *J.P.Anosova*, *Astrofizika*, 27, 535, 1987.
8. *N.G.Kogoshvili*, *Bull. Inform. CDS*, 25, 63, 1983.
9. *N.G.Kogoshvili*, *ADC CD-ROM, NASA, Selected Astronomical Catalogues, ID MERCG*, 1986,1987.
10. *B.Binggeli, A.Sandage, G.A.Tammann*, *Astron. J.*, 90, 1681, 1985.
11. *B.Binggeli, G.A.Tammann, A.Sandage*, *Astron. J.*, 94, 2, 1987.
12. *N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze*, *Astrofizika*, 41, 23, 1998.
13. *L.Bottinelli, L.Gougenheim, G.Paturel, G. de Vaucouleurs*, *Astron. Astrophys.*, 118, 4, 1983.
14. *G. de Vaucouleurs*, *Astrophys. J.*, 223, 351; 223, 730; 224, 14; 224, 710, 1978; 227, 380; 227, 729, 1979.
15. *W.L.Freedman, B.F.Madore, J.R.Mould, L.Ferrarese, R.Hill, R.C.Kennicutt, Jr., A.Saha, P.B.Stetson, S.A.Graham, H.Ford, J.G.Hoessel, J.Huchra, S.M.Hughes, G.D.Illingworth*, *Nature*, 371, 757, 1994.
16. *M.J.Pierce, D.L.Welch, R.D.McClure, S. van den Bergh, R.Racine, P.B.Stetson*, *Nature*, 371, 385, 1994.
17. *R.C.Kraan-Korteweg, L.M.Cameron, G.A.Tammann*, *Astrophys. J.*, 331, 620, 1988.
18. *M.Aaronson, J.Huchra, J.R.Mould, R.B.Tully, J.R.Fisher, H van Woerden, W.M.Goss, P.Chamaraux, U.Mebold, B.Siegman, G.Berriman, S.E.Persson*, *Astrophys. J. Suppl.*, 50, 241, 1982.
19. *M.J.Pierce, R.B.Tully*, *Astrophys. J.*, 330, 579, 1988.
20. *V.C.Rubin, D.Burstein, N.Tonnard*, *Astrophys. J.*, 242, L149, 1980.
21. *D.Burstein, S.Raychaudhury*, *Astrophys. J.*, 343, 18, 1989.

УДК: 524.31.082

## КАРЛИКОВАЯ НОВАЯ В ТЕЛЬЦЕ

 Э.С.ПАРСАМЯН<sup>1</sup>, Г.ГОНЗАЛЕС<sup>2</sup>, Г.Б.ОГАНЯН<sup>1</sup>

Поступила 2 сентября 1998

Принята к печати 25 октября 1998

При поисках вспыхивающих звезд в области скопления Плеяды, были обнаружены три вспышки у звезды с координатами  $\alpha_{1950} = 3^{\text{h}}48^{\text{m}}.9$ ,  $\delta_{1950} = 25^{\circ}15'.8$  в 1970, 1972 и 1977 гг. Блеск звезды в минимуме  $> 21^{\text{m}}.5$ . Предположительно звезда была отнесена к типу U Gem. Для подтверждения этого предположения были просмотрены фотографические пластинки за период 1947-1987 гг. В результате этого были обнаружены еще 12 вспышек. Среднее рекуррентное время по наблюдениям 1963-1977 гг. около 330 дней, максимальная амплитуда вспышек  $> 6^{\text{m}}$ . У звезды наблюдались узкие сверхвспышки и стояния, длящиеся более 40 дней. Полученные результаты показывают, что это карликовая новая подтипа UGSU.

1. *Введение.* Как известно, карликовые новые являются катаклизмическими двойными, демонстрирующими квази-периодические вспышки, доходящие до 8 звездных величин. Основное время звезда обычно находится в минимуме блеска, прерываемом внезапной вспышкой, длящейся от нескольких до нескольких десятков дней. Время между вспышками (рекуррентное время) может длиться 10 дней и более, а в некоторых случаях несколько лет. Переменными являются для одной и той же звезды как рекуррентное время, так и амплитуда и длительность вспышки.

Орбитальные периоды катаклизмических двойных очень короткие, от более одного часа до 15 часов, что указывает на малые размеры системы, иногда сравнимые с размерами солнечного диаметра. Согласно современным воззрениям, наблюдаемые вспышки являются результатом повышения яркости аккреционного диска вокруг белого карлика [1].

Большая часть карликовых новых из-за своей слабости наблюдается лишь во время максимума вспышки. Со времени открытия звезды U Gem накопились данные о 350 звездах [2].

При поисках вспыхивающих звезд в области скопления Плеяды на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории были обнаружены три вспышки у звезды с координатами  $\alpha_{1950} = 3^{\text{h}}48^{\text{m}}.9$ ,  $\delta_{1950} = 25^{\circ}15'.8$  в 1970, 1972 и 1977 годах [3]. Первые две вспышки наблюдались на фотографических пластинках методом цепочек, когда на одной пластинке получались несколько изображений звезды. Последняя вспышка наблюдалась спектрально с 1°5 призмой, которая давала

информацию о непрерывном спектре в коротковолновой части. В минимуме блеска звезда не видна на Паломарских картах,  $m > 21.5$ . Амплитуда вспышки была  $> 6^m.0$  в фотографических лучах. Был сделан вывод о том, что звезда переменная и может быть типа U Gem, однако до сих пор она не включена в Каталог переменных звезд.

Для многих звезд типа U Gem, в том числе и для интересующей нас звезды, нет достаточной информации о характере переменности. С целью окончательного выяснения характера переменности звезды был просмотрен имеющийся архивный фотографический материал Бюраканской астрофизической обсерватории и Национального Института Астрофизики, Оптики и Электроники (INAOE) Мексики.

2. *Наблюдательный материал.* Наблюдения в Бюраканской астрофизической обсерватории проводились на 40" и 21" телескопах системы Шмидта в ультрафиолетовых и фотографических лучах в течение 1969 - 1979 гг.

Наблюдения в INAOE проводились на 26" телескопе системы Шмидта, начиная с 1947 г., но в основном в 1963 - 1981 гг. Наблюдательный материал был получен в ультрафиолетовых и фотографических лучах. Стандартными звездами послужили звезды скопления Плеяды. Ошибки измерений не превышали  $\pm 0^m.3$ .

Общее число просмотренных пластинок около 2300, наблюдательное время более 2300 часов. Предел пластинок в фотографических лучах  $\sim 18.^m5$ , в ультрафиолетовых лучах  $\sim 17.^m5 + 17.^m8$ .

3. *Обсуждение.* В результате просмотра всего имеющегося у нас наблюдательного материала были найдены 12 вспышек звезды.

На рис.1 приводится фотография звезды во время вспышки,  $m_v \sim 15.3$  (архив INAOE). Данные о новых, а также о трех, ранее найденных



Рис.1. Вспышка звезды 21.01.1947 г.

вспышках, приведены в табл.1. В первом столбце табл.1 дан номер вспышки, во втором - дни, когда звезда наблюдалась в максимуме вспышки или около него, в третьем - звездная величина наблюдаемого максимума и предел ее изменений.

Таблица 1

МАКСИМАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗДЫ ВО ВРЕМЯ  
ВСПЫШЕК

N	Дата вспышек	m
1	21.01 1947	15.3pg
2	05.11-07.11 1950	15.7pg
3	15.11 1958	17.5pv
4	09.11-22.11 1963	~17.7 U
5	30.10-09.12 1964	~17 U
6	26.10-01.12 1965	~16.5 U
7	18.10 1966	~14.8 U
8	12.11-26.11 1968	15.3 - 17.6 U
9	29.01-07.02 1970	14.9 - 16.1 U
10	03.09-04.09 1970	16.6pg
11	27.11-02.12 1972	15.7U - 18pg
12	04.12-15.12 1973	15.8U - 16.3pg
13	25.11-16.12 1976	17.0 - 17.3 U
14	24.10 1977	~15.3 U
15	29.11-02.12 1981	14.8 - 17.3 U

## Примечания к таблице 1

1. Всего за январь месяц было 6 дней наблюдений. Вспышка была найдена лишь на одной пластинке, очень быстрая вспышка.
2. Вспышка наблюдалась 3 дня, до и после наблюдений не было.
3. Вспышка зарегистрирована на единственной пластинке в ноябре.
4. Вспышка характеризуется стоянием в максимуме с почти постоянным блеском  $U \sim 17.7$ .
5. Вспышка характеризуется стоянием в максимуме блеска более 40 дней, после 9.12.1964г. наблюдений не было.
6. Вспышка характеризуется стоянием в максимуме блеска более 37 дней, после 1.12.1965г. наблюдений не было.
7. Вспышка зарегистрирована лишь на одной из трех пластинок, полученных в октябре. Видимо, очень узкая сверхвспышка.
8. Относительно быстрый подъем блеска звезды, кривая блеска приведена на рис.2.
9. Наблюдения начались, когда звезда уже достигла максимума блеска или была

около него. На рис. 3 приводится кривая блеска.

10. Пик максимума наблюдается на одной пластинке с 7-ю изображениями звезды, каждое с экспозицией 5 минут [3].
11. Быстрый подъем к максимуму блеска. На пластинке от 24.11.1972 г. звезда не наблюдается [3].
12. На пластинке от 3.12.1973 г. звезда не наблюдается, а уже на следующий день на двух пластинках звезда достигла значения  $15^m.8$ .
15. На пластинке от 29.11.1981 г. блеск равен  $17^m.3$ , а уже на следующий день -  $14^m.9$ . Значения  $14.8$  звезда достигла 1.12.1981 г. На рис.4 приводится кривая блеска.

Хотя звезда очень слабая, тем не менее, табл.1 дает более или менее удовлетворительную картину характера переменности звезды. Следует

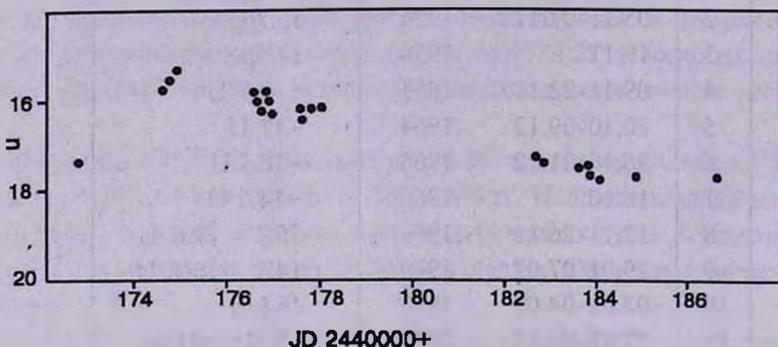


Рис.2. Кривая блеска звезды во время вспышки 12.11. + 26.11.1968г.

обратить внимание на тот факт, что, несмотря на то, что количество наблюдений в некоторые годы было того же порядка, что и в другие, в ряде случаев вспышки не наблюдались. Не обнаружены вспышки в 1967 (37пл.), 1969 (143пл.), 1971 (245пл.), 1974 (121пл.), 1975 (80пл.), 1978 (65пл.), 1979 (92пл.), 1980 гт. (56пл.).

Из приведенных данных следует, что рекуррентное время у этой звезды

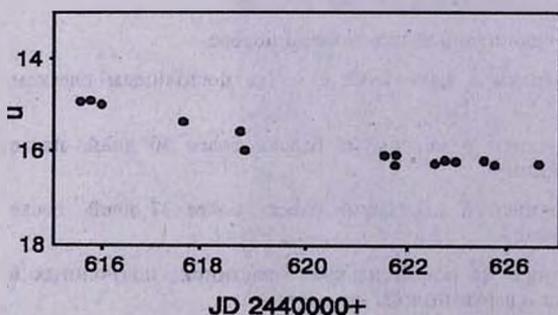


Рис.3. Кривая блеска звезды во время вспышки 29.01. + 7.02.1970 г.

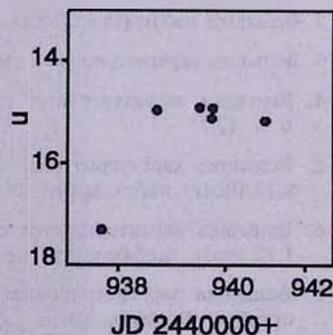


Рис.4. Кривая блеска звезды во время вспышки 29.11. + 2.12.1981г.

может варьировать в широких пределах. Согласно подразделению карликовых новых на 4 подкласса, данная звезда скорее всего относится к подклассу UGSU, но с некоторой характеристикой, как долгое стояние, подкласса UGZ.

4. *Основные результаты.* 1. За период 1947 - 1981 гг. у звезды наблюдались 15 вспышек.

2. Вспышки звезды происходили не строго периодически. По данным за 1963 - 1977 гг. рекуррентное время вспышки колебалось от 218 до 373 дней. Это относится к вспышкам, когда звезда ярче  $17^m.7$  в  $U$ -лучах.

3. Максимальная наблюдаемая нами амплитуда  $> 6^m.0$ .

4. Наблюдались узкие сверхвспышки, когда стояние было более 40 дней. Наиболее узкой вспышкой является No7. Согласно имеющимся данным, у звезды наблюдаются узкие сверхвспышки с амплитудой  $A > 6^m.0$  и плоские вспышки меньшей амплитуды, когда стояние может продолжаться несколько десятков, а может и более дней. По характеру переменности звезда является карликовой новой подкласса UGSU с некоторой характеристикой UGZ.

<sup>1</sup> Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения

<sup>2</sup> Национальный Институт Астрофизики, Оптики и Электроники (INAOE), Мексика

## DWARF NOVA IN TAURUS

E.S.PARSAMIAN<sup>1</sup>, G.GONZÁLES<sup>2</sup>, G.B.OHANIAN<sup>1</sup>

Three outbursts of the star ( $\alpha_{1950} = 3^h48^m.9$ ,  $\delta_{1950} = 25^\circ15'.8$ ) in 1970, 1972 and 1977 were found during the observations of flare stars in the region of the Pleiades cluster. In the minimum light the magnitude of the star  $m > 21.5$ . It was assumed that the star may be of U Gem type. For confirmation of that assumption all photographic plates for the period 1947-1987 were examined. As a result 12 outbursts were found. The average recurrence time during the observations in 1963-1977 is about 330 days, maximal amplitude of outbursts  $> 6^m$ . Narrow outbursts and periods of standstills more than 40 days are observed. New observational data show that the star is a dwarf nova of UGSU sybtype.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *L.T.Jensen, G.Poynor, P. Van Cauteren*, *The Messenger*, N80, 43, 1995.
2. *R.A.Downes, M.M.Shara*, *A Catalog and Atlas of Cataclismic Variables*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 105, 127, 1993.
3. *Э.С.Парсмян, Г.Б.Оганян, Э.С.Казарян, И.Янкович*, *Астрон. Циркуляр*, N1269, 1983.

УДК: 524.316-355

## ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ IRAS НА ОСНОВЕ НИЗКОДИСПЕРСИОННЫХ СПЕКТРОВ FBS.V

К.С.ГИГОЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 25 февраля 1998

Принята к печати 15 октября 1998

Пятая часть оптически отождествленных точечных источников из каталога IRAS PSC содержит данные о 19 звездах поздних спектральных классов. Отождествления проводились на основе Оцифрованного обзора неба (DSS), Первого Бюраканского Обзора (FBS), голубых и красных карт Паломарского Обзора (POSS) и инфракрасных потоков на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм в области  $+61^\circ \leq \delta \leq +65^\circ$  и  $05^h 30^m \leq \alpha \leq 18^h 35^m$  с площадью 357 кв. градусов. Из 76 объектов, приведенных в IRAS PSC как неотожествленные источники инфракрасного излучения, 51 ассоциирован с известными звездами существующих каталогов, 6 являются объектами из обзора звезд поздних спектральных классов FBS, а 19 источников оставались неизвестными в оптическом диапазоне. Для отождествленных звезд определены оптические координаты, их отклонения от ИК-координат, звездные величины  $V$ , показатели цвета  $CI$  и предварительные спектральные подклассы. Объекты имеют оптические звездные величины в пределах  $8^m - 16^m$ . Вокруг 4 источников предполагается существование газо-пылевой оболочки. Для 19 объектов приводятся карты отождествления из DSS.

1. *Введение.* С 1995г. проводится работа по оптическому отождествлению точечных источников IRAS PSC [1] с помощью низкодисперсионных спектров FBS [2] и голубых и красных изображений POSS на высоких галактических широтах [3]. Первые три списка настоящей серии, содержащие данные 240 объектов, опубликованы в работах [4-6], причем в работах [5,6] приводятся списки отождествленных незвездных объектов (галактики, группы галактик, кандидаты в QSO и планетарные туманности).

Как уже указывалось в работах [4-6], аналогичные работы проводятся на основе прямых оптических изображений, соответствующих ИК-источникам участков неба, и, в основном, основываются на потоках на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм. Данная работа, основанная на низкодисперсионных пластинках FBS, имеет определенные преимущества, так как спектры позволяют опознать вероятных оптических двойников ИК-источников с большой уверенностью [6].

В работе [4] подробно описаны идеологические и методические основы данной программы, рассчитанной на отождествление и исследование всех источников IRAS PSC в области  $+61^\circ \leq \delta \leq +90^\circ$  на высоких галактических широтах ( $|b| \geq 15^\circ$ ), где проводился обзор FBS. В ней приводятся

обоснование целесообразности использования низкодисперсионного спектрального материала FBS для такой работы, принципы отождествления и определения оптических характеристик.

2. *Наблюдательный материал.* Работа проводилась в области  $+61^\circ \leq \delta \leq +65^\circ$  и  $05^h30^m \leq \alpha \leq 18^h35^m$  с площадью 357 кв. градусов. Для проведения данной работы использовались ИК-потоки из IRAS PSC [1] на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм для источников соответствующей области, изображения DSS [7] и низкодисперсионные пластинки FBS-полосы  $+61^\circ \leq \delta \leq +65^\circ$ . Данная область охватывает 20 полей FBS размером  $4^\circ \times 4^\circ$ , где в 1967 - 1975 гг. Маркаряном, Липовецким и Степаняном отснято 26 пластинок Kodak II-F, II-A-F и II-a-F. Галактическая широта данной области лежит в пределах  $+15^\circ - +56^\circ$ . В данной области в каталоге IRAS PSC [1] имеется 747 источников, из которых 514 ассоциированы с объектами известных каталогов на основе близости ИК и оптических координат [1]. В этой области нам удалось отождествить 216 источников (приведенные в IRAS PSC [1] как неидентифицированные источники инфракрасного излучения), из которых 140 являются очень слабыми незвездными объектами [5,6], а 76 - сравнительно яркие звезды поздних спектральных классов на основе низкодисперсионных спектров FBS.

3. *Идентификация отождествленных объектов.* Так как большая часть оптических двойников отождествленных 76 звездных объектов оказалась яркими в визуальных лучах, но слабыми на IRAS 12, 25, 60 и 100 мкм длинах волн, мы сочли целесообразным проводить кросс - идентификацию этих инфракрасных источников.

Кросс - идентификация этих 76 звездных объектов выполнена с помощью базы данных SIMBAD (Set Of Identifications, Measurements and Bibliography of Astronomical Date) [8], с использованием удаленного доступа к астрономическим базам данных в Страсбурге по Интернету. При этом оптическая позиция (оптические координаты определены с помощью DSS) отождествленного источника была выбрана как центр поиска с радиусом в 2 минуты дуги.

Выяснилось, что из 76 звезд 51 являются известными объектами существующих каталогов (основная часть объектов это - объекты из AGK [9] и SAO [10] каталогов, из Дирборнского каталога красных звезд [11] и M-звезды из Case-обзора, проведенного на высоких галактических широтах (St M86) [12]). 6 источников оказались объектами из списка слабых звезд поздних спектральных классов обзора FBS [13]. Только 19 из 76 звезд оказались неизвестными ранее звездами. С этой точки зрения представляется довольно странной кросс - идентификация инфракрасных источников с известными объектами в IRAS PSC [1] каталоге.

4. *Список объектов.* В табл.1 приводится список 19 оптически отождествленных ИК-источников, ранее неизвестных в оптическом диапазоне. В ее последовательных столбцах приводятся: 1 - порядковый номер отождествленного источника; 2 - IRAS обозначение источника; 3, 4 - оптические координаты для эпохи 1950г.; 5, 6 - отклонения оптических координат от координат IRAS PSC ( $\Delta\alpha = \alpha_{\text{опт}} - \alpha_{\text{ИК}}$  и  $\Delta\delta = \delta_{\text{опт}} - \delta_{\text{ИК}}$ ); 7 - видимая звездная величина  $V$ , определенная с POSS на основании калибровки «диаметр изображения - звездная величина» [14]; 8 - показатель цвета  $CI$ , определенный тем же способом; 9 - приблизительный спектральный подкласс объекта (оцененный нами по характеру распределения энергии в низкодисперсионном спектре FBS).

После таблицы приведены комментарии для отдельных, в основном наиболее интересных объектов.

Таблица 1

## СПИСОК ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ 19 IRAS-ИСТОЧНИКОВ

No	IRAS обозначение	Оптические координаты		$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$	$m_v$	CI	Спектр. класс
		$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$					
242	05342+6125	34 <sup>m</sup> 19 <sup>s</sup> .7	25° 56'	3.9	1"	11 <sup>m</sup> .5	+1 <sup>m</sup> .4	M3 - M4
244	05480+6240	48 03 .4	40 38	-1.0	0	12.9	+2.0	M5 - M6
250	05569+6400	56 54 .5	01 00	-4.8	5	11.7	+1.9	K8 - M1
253	06020+6108	02 07 .3	09 00	2.3	6	13.0	+1.5	M4 - M5
263	06328+6221	32 54 .7	22 00	3.7	0	13.2	+2.0	M5 - M6
276	07599+6333	59 58 .4	33 37	0.0	-5	11.5	+1.4	M3 - M4
277	08066+6443	06 34 .8	43 11	-3.4	7	10.7	+2.0	K9 - M0
278	08209+630	20 56 .1	03 20	0.7	-4	10.3	+1.2	-----
279	08256+6220	25 38 .2	20 09	1.0	-4	13.1	+1.9	M4 - M5
281	08293+6131	29 17 .3	31 34	-4.8	13	10.6	+1.6	K9 - M0
283	09328+6231	32 55 .2	30 50	3.2	-11	12.5	+1.9	M3 - M4
296	16021+6343	02 07 .7	43 03	0.0	0	12.8	+1.2	M0 - M4
297	16100+6233	10 04 .3	33 54	0.5	7	10.9	+1.6	M0 - M1
302	17305+6432	30 32 .3	32 40	1.1	2	10.4	+3.1	M3 - M4
305	17579+6118	57 56 .1	18 43	1.2	3	12.2	+1.1	M4 - M5
310	18187+6304	18 45 .3	04 10	0.5	7	15.6	+1.0	-----
311	18203+6210	20 22 .8	10 15	0.2	5	12.7	+1.0	M6 - M7
312	18230+6418	23 02 .4	18 58	-0.5	2	14.2	+1.5	M8 - M9?
315	18295+6135	29 33 .7	35 51	0.7	8	12.5	+1.2	M3 - M4

## Примечания

05480+6240 - На спектре FBS хорошо видны полосы поглощения молекулы TiO.

06020+6108 - Хорошо выделяются полосы поглощения молекулы TiO.

06328+6221 - Четко видны полосы TiO.

08209+6303 - Сравнительно яркая звезда, спектральный класс которой не удалось определить, т.к. объект был за пределом пластинки FBS. Вероятно, переменная.

18187+6304 - Довольно слабый объект, спектральный класс которого не удалось определить, т.к. объект был на пределе пластинки FBS.

18203+6210 - Четко выделяются полосы TiO.

18230+6418 - На низкодисперсионном спектре FBS видна только яркая точка, т.е. получилась только красная часть спектра, вероятно звезда поздних подклассов M с плотной газо - пылевой оболочкой.

5. *Заключение.* В области  $+61^\circ \leq \delta \leq +65^\circ$  и  $05^h30^m \leq \alpha \leq 18^h35^m$  с площадью 357 кв. градусов оптически отождествлено 76 ИК-источников, приведенных в IRAS PSC каталоге как неидентифицированные источники инфракрасного излучения. Из 76 объектов 51 оказались ассоциированными с известными звездами существующих каталогов, а 6 являются объектами из обзора слабых звезд поздних спектральных классов FBS. Данные для 19 IRAS источников приводятся впервые. Для отождествленных звезд определены оптические координаты, их отклонения от ИК-координат, звездные величины  $V$ , показатели цвета  $CI$  и предварительные спектральные подклассы. Вокруг 4 IRAS-источников предполагается существование газо - пылевой оболочки.

Для всех объектов табл.1 приводятся карты отождествления из DSS.

С учетом предыдущих работ данной серии, оптически отождествлены всего 316 точечных ИК-источников. Распространение программы отождествлений на большой площади позволит исследовать состав ИК-источников и изучить их галактическое (для звезд и планетарных туманностей) и космологическое (для квазаров и галактик) распределения.

Бюраканская астрофизическая обсерватория  
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

## OPTICAL IDENTIFICATIONS OF THE IRAS POINT SOURCES ON THE BASIS OF THE FBS LOW-DISPERSION SPECTRA.V

K.S. GIGOYAN, A.M. MICKAELIAN

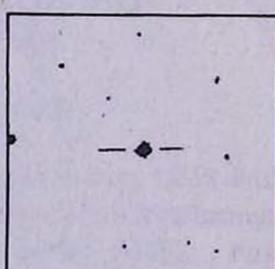
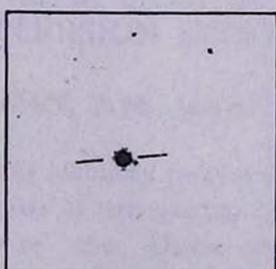
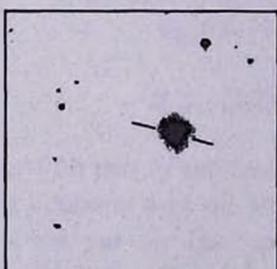
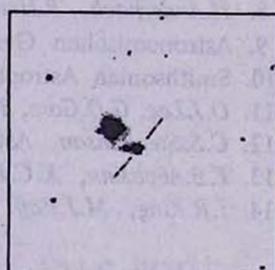
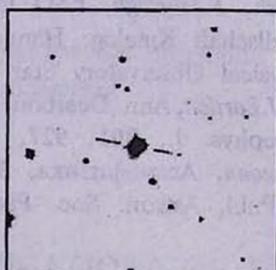
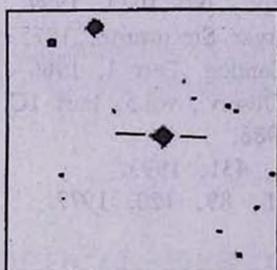
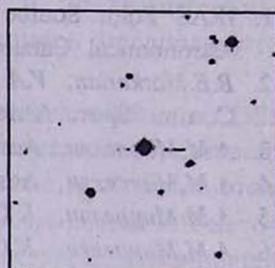
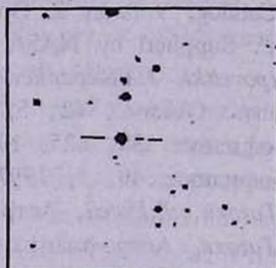
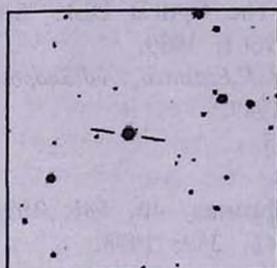
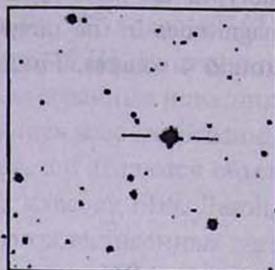
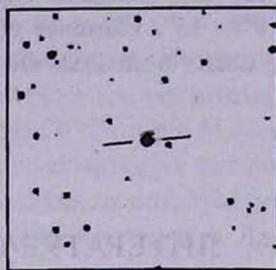
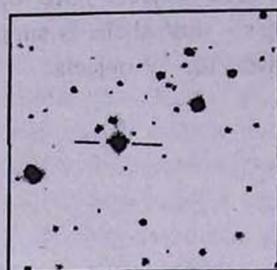
The fifth part of the optically identified point sources from the IRAS PSC catalog contains data on 19 stars of late spectral classes. The identifications are carried out on the basis of the Digital Sky Survey (DSS), First Byurakan Survey (FBS), blue and red charts of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS), and infrared fluxes at 12, 25, 60 and 100  $\mu\text{m}$  bands in the region  $+61^\circ \leq \delta \leq +65^\circ$  and  $05^h30^m \leq \alpha \leq 18^h35^m$  with a surface of 357 sq. degrees. 51 out of 76 objects, given in the IRAS PSC as unidentified sources of infrared radiation, are associated with known stars of existing catalogs, 6

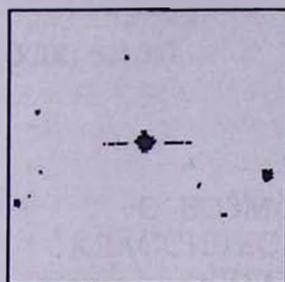
are objects from the survey of late type stars of FBS, and 19 sources remained unknown in the optical range. Optical coordinates, their deviations from the IR coordinates,  $V$  magnitudes,  $CI$  color indices and preliminary spectral subtypes are determined for the identified stars. The objects have optical magnitudes in the range  $8^m - 16^m$ . Existence of gas - dust shells is supposed around 4 sources. Finding charts from DSS are given for 19 objects.

## ЛИТЕРАТУРА

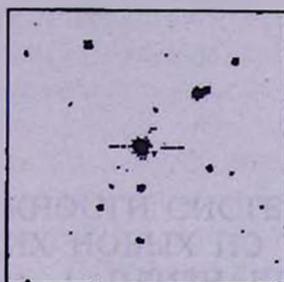
1. IRAS Point Source Catalog, Version 2. On The Optical Disk. "Selected Astronomical Catalogs". Supplied by NASA, vol.1, 1989.
2. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.J.Shapovalova*, Comm. Spec. Astrophys. Observ., **62**, 5, 1989.
3. *A.M.Микаелян*, Астрофизика, **38**, 625, 1995.
4. *A.M.Микаелян*, Астрофизика, **40**, 5, 1997.
5. *A.M.Микаелян, К.С.Гугоян, Д.Русей*, Астрофизика, **40**, 581, 1997.
6. *A.M.Микаелян, К.С.Гугоян*, Астрофизика, **41**, 359, 1998.
7. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, APS Conf. Ser., **61**, 34, 1994.
8. *H.Andernach, R.Hanish, F.Murtagh*, ESO Prepr., No 1033, 1994.
9. Astronomischen Gesellschaft Katalog, Hamburger Sternwarte, 1975.
10. Smithsonian Astrophysical Observatory Star Catalog, Part 1, 1966.
11. *O.J.Lee, G.D.Gore, T.J.Bartlett*, Ann. Dearborn Observ., vol.5, Part 1C, 1947.
12. *C.S.Stephenson*, Astrophys. J., **301**, 927, 1986.
13. *Г.В.Абрамян, К.С.Гугоян*, Астрофизика, **36**, 431, 1993.
14. *I.R.King, M.J.Raff*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **89**, 120, 1977.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ  
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')

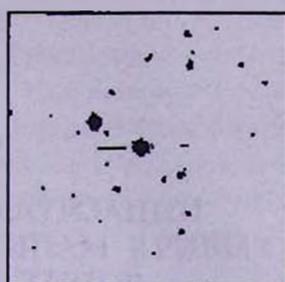




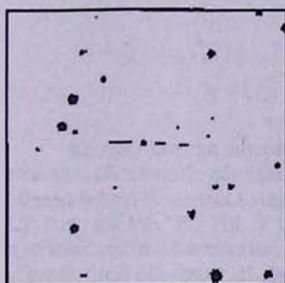
16100-6233



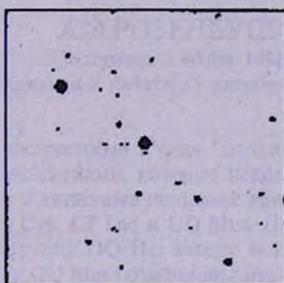
17305+6432



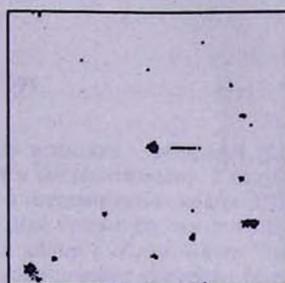
17579-6118



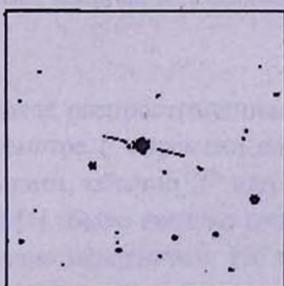
18187+6304



18203+6210



18230+6418



18295+6135

УДК: 524.337

## О ВОЗМОЖНОСТИ СИСТЕМАТИЗАЦИИ КЛАССИЧЕСКИХ НОВЫХ ПО ТИПАМ КРИВЫХ БЛЕСКА. I. ПРИЗНАКИ ТИПОВ

А.Э.РОЗЕНБУШ

Поступила 1 июля 1998

Принята к печати 15 октября 1998

Кривые блеска новой, построенные в осях "амплитуда вспышки - логарифм радиуса главной оболочки", обладают различиями, которые поддаются систематизации. В результате обзора более 90 новых выделены типичные по форме кривой блеска группы новых: DQ Her, CP Pup, RR Pic, PU Vul, V 1974 Cyg, CP Lac и GQ Mus. Признак кривой блеска дополняется другими характеристиками. В группу DQ Her входят только новые с образованием пыли в сброшенной оболочке. В группу GQ Mus объединены некоторые новые с гладкими кривыми блеска, которые по амплитуде вспышки и протяженности участка кривой блеска до переходной стадии разделяются на несколько подгрупп, но с одинаковым наклоном линейного участка кривой блеска.

1. *Введение.* Наиболее распространенная схема классификации новых, основанная на параметре  $t_1$  - времени падения блеска после максимума на  $i$  звездных величин, обычно  $2^m$  или  $3^m$ , в детальном виде описана Пейн-Гапошкиной [1]. Было введено пять скоростных типов новых: от очень быстрого до очень медленного. Но внутри каждого класса сохранялись заметные различия: кривая блеска на переходной стадии могла быть гладкой, с осцилляциями или с временным ослаблением блеска. Неудовлетворенность такой схемы стимулировала на поиск других критериев для классификации. Основой для этого было существование схематической кривой блеска Мак-Лафлина [2] с общими стадиями, через которые проходили новые по мере развития вспышки, но через разные промежутки времени после максимума. Это дало повод Мак-Лафлину [3] для замечания, что ранние стадии быстрой и медленной новой можно привести к одной шкале подбором нормирующего множителя, но при этом остаются различия во времени начала поздних стадий.

Детальную схему классификации новых по форме кривых блеска с привлечением данных об изменениях показателей цвета предложил Дюрбек [4,5]. Но в ней новые с временным падением блеска на переходной стадии могли попасть в разные типы: NQ Vul была отнесена к типу Bb, DQ Her - к типу Ca. А, как известно, единственной причиной временного

падения блеска является образование пыли в сброшенной при вспышке оболочке. Таким образом, одно и то же явление могло наблюдаться у новых разных типов по классификации Дюрбека.

Традиционно кривая блеска переменных звезд строится в шкале времени. Мы предложили для новых шкалу времени заменить на шкалу радиуса сброшенной оболочки [6]. Это приводит к более близкому совпадению начала соответствующих стадий вспышки для быстрых и медленных новых. Переходная стадия начинается при радиусе  $(2.5 - 4.5) \times 10^{14}$  см и имеет максимум развития около  $5 \times 10^{14}$  см. Скорость расширения оболочки выступает таким образом в качестве нормирующего множителя Мак-Лафлина [3]. Естественно, остаются справедливые сомнения в целесообразности использования новой шкалы для построения кривых блеска новых: индивидуальные кривые блеска сохраняют значительные различия. Дальнейшее исследование убедило нас, что эти различия поддаются систематизации, речь о которой пойдет ниже. Будет также продемонстрировано, что между некоторыми наблюдаемыми параметрами новых определенной группы существуют соотношения. А это можно рассматривать как одно из свидетельств в пользу правомерности использования предлагаемой методики построения кривых блеска новых и классификации новых на этой основе.

*2. Модификация осей для кривых блеска новых.* Так как скорость расширения оболочки не всегда известна, то процедура выделения групп новых заключалась в сравнении кривых блеска в шкале  $lg t$ . Неопределенность возникала в выборе начальной точки отсчета времени или стартовом радиусе главной оболочки. При отрыве оболочки от вспыхнувшей звезды в максимуме блеска ее радиус  $r = (1 - 2) \times 10^{13}$  см [3]. Неучетом этого значения мы вносили систематическую ошибку, которая быстро уменьшалась с ростом радиуса оболочки: при радиусе  $10^{14}$  см она уже не превышала 0.08 в логарифмической шкале. Для всех использованных нами кривых блеска за точку отсчета времени, первые сутки расширения, был принят момент максимума или, если он нерезкий, момент смены быстрого роста блеска на более медленный. Например, для T Aur это JD 2412077.

Группирование новых по типам кривых блеска проводилось в несколько этапов. Произвольным сдвигом по осям совмещались наиболее характерные детали кривых блеска: максимум блеска, прямолинейные участки кривых блеска, временное ослабление блеска на переходной стадии, излом перед стадией окончательного падения блеска. Это позволило выделить наиболее характерные группы без привязки к определенным нуль - пунктам обеих шкал. Затем по новым с известными скоростями расширения оболочек была откалибрована шкала абсцисс. После выделения типичных групп было обращено внимание, что у новых группы DQ Her (см. ниже)

уровень блеска относительно спокойного состояния перед началом переходной стадии занимает достаточно узкий диапазон значений:  $8-11^m$ , при среднем уровне  $9^m.5$ . Потом подобное свойство было подтверждено и для других групп новых. Это свойство можно отождествить с известным фактом, что на 15 сутки после максимума блеска новые имеют близкие значения абсолютных звездных величин [7]. Поэтому в основу шкалы ординат был положен блеск новой относительно спокойного состояния или амплитуда вспышки, а не падение блеска после максимума, как принято для схематической кривой блеска [2]. Это позволило получать обобщенную кривую блеска для каждой группы, без сдвига по оси блеска или при незначительной его величине. При этом лучшее совмещение достигалось, в основном, за счет небольшого сдвига по оси радиуса. Последнее вполне понятно, так как неуверенность определения скорости расширения оболочки выше, чем определение амплитуды вспышки. Это связано, во-первых, с разностью скоростей в полярном и экваториальном направлениях. Во-вторых, пространственная скорость новой также может иметь большую величину, иногда сравнимую со скоростью расширения оболочки (см. далее). Такая процедура группирования новых привела одновременно к определению скорректированных или приведенных скоростей расширения оболочек (табл.1).

3. *Группирование новых по формам кривых блеска.* К настоящему времени известно более 200 новых. Библиография для кривых блеска взята из обзоров [1,3] и каталога [5]. Данные о блеске некоторых старых новых в современную эпоху были взяты из работы [9]. Для современных новых основным источником данных нам служили Циркуляры Бюро астрономических телеграмм МАС и база данных VSOLJ. Ниже, после названия новой, кроме традиционной ссылки, дается номер последнего Циркуляра с данными наблюдений, так как в нем дается ссылка на предыдущий номер: V1419 Aql (No 5958; [10]), V1425 Aql [11], OS And (No 4306), V705 Cas (No 5954), V723 Cas (No 6365), V842 Cen (No 4299), N Cen 1991 (No 5333), V404 Cvg [12], V1819 Cyg (No 4283), V1974 Cyg [13], V827 Her (No 4487), V838 Her (No 5343), QU Mus [14], V2264 Oph (No 5333), V351 Pup (No 5628), V4169 Sgr [15], V4332 Sgr (No 6047), QV Vul (No 4788).

Четко выделены группы DQ Her, CP Pup и RR Pic с характерными деталями: временное ослабление блеска, флуктуации блеска или смена состояния сравнительно стабильного уровня максимального блеска на его уменьшение (табл.1). Выделены группы новых с гладкими кривыми блеска, но с разными наклонами линейных участков и амплитудами вспышек. Несколько групп имели 2-3 члена ввиду резкого отличия от других групп. Сомнительность классификации была связана скорее с

## ГРУППЫ НОВЫХ И НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД

Новая	Глубина минимума	Скорость (км/с)		Блеск спок. состояния		Амплитуда вспышки
		по спектру	по кривой блеска	[24]	наст. работа	
1	2	3		4		5
<i>Группа DQ Her</i>						
*V1229 Aql	1.2	575/790		19.4/20.8		13.7
**V1419 Aql	2	700-900/820		>22/21		13.4
*T Aur	9	450/410		15.2/16.6		12.5
**V705 Cas	6	840/560		18/19.2		13.0
*V842 Cen	4.5	1000/650		18.3/17.5		12.8
**V450 Cyg	9	-/380		-/20.5		12.5
V1668 Cyg	0	650/750		20/20.8		14.6
*DQ Her	8	370/430		14.5/14.5		12.5
V827 Her	0	-/680		-/20.8		13.0
V838 Her	0	3300/4030		19.5/20		14.0
**V732 Sgr	>5	-/410		-/18		11.5
*V720 Sco	7	1100/1200		21/20.5		12.8
*EU Sct	3	350/720		18/21.5		13.7
*FH Ser	3	550/560		16.2/18.2		13.7
*LW Ser	1	510/590		21/22		13.5
*XX Tau	2	650:/670		18.5/20		14.0
CQ Vel	≥1	-/750		21/22.5		13.5
*NQ Vul	2	750/680		18.5/19.2		12.4
**QV Vul	6	1200/510		-/19.5		12.4
<i>Группа CP Pup</i>						
V528 Aql	-	1200/950		18.1/19.1		12.1
V603 Aql	-	1500/2100		12/12		12.6
V1301 Aql	-	-/1670		21/21.5		12.1
V1370 Aql	-	-/2250		19.5/19.5		12.2
V476 Cyg	-	750/560		17.2/17.2		15.0
BT Mon	-	1700/3050		17.6/17.5		-
V2104 Oph	-	-/2780		20.5/20.5		11.8
GK Per	-	1450/1450		14/12.7		13.0
CP Pup	-	1000/1000		15/15		14.7
HS Sge	-	-/1100		20.5/20.5		12.4
FM Sgr	-	-/1100		20.5?/21.		12.4
V1016 Sgr	-	-/550		17/19.5		>11
<i>Группа RR Pic</i>						
DO Aql	-	-/140		16.5/18.5		10.0
V356 Aql	-	960/460		17.7/17.7		10.5
V723 Cas	-	-/140		-/18		10.5
N Cen 1991	-	-/1400		-/19.5		10.5
V1819 Cyg	-	-/620		19/20.0		10.5
V849 Oph	-	400/440		17/18		10.5
RR Pic	-	350/350		11.9/11.9		10.5
V999 Sgr	-	700/210		17.4/20		11.0
V1905 Sgr	-	-/880		19/20		10.5

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
V4077 Sgr	-	855/520	22/19	10.5
V4332 Sgr	-	-/440	-/19	10.5
CN Vel	-	-/140	17?/20	9.8
PW Vul	-	700/670	17/17.5	10.5
<i>Подгруппа HR Del</i>				
HR Del	-	520/520	12/12	7.0
V794 Oph	-	-/990	18/20	8.0
BS Sgr	-	-/350	17/17	7.5
HS Sgr.	-	-/440	17:/18	8:
<i>Группа PU Vul</i>				
V4021 Sgr	-	-/370	17:/17	8
RT Ser	-	-/40	16/18	7.5
RR Tel	-	-/120	16/14	7.5
PU Vul	-	55/55	16/16	7.5
<i>Группа V1974 Cyg</i>				
V368 Aql	-	1000/1800	17.8/18.6	13.6
V604 Aql	-	-/1800	21/21	>12.9
V1425 Aql	-	800/730	>20/21	13.0
X Cir	-	-/290	>23/20.5	14.0
V1974 Cyg	-	900/900	18/18	13.8
IL Nor	-	-/730	18-20/18	>12
V400 Per	-	-/460	20/21.5	>12.7
FL Sgr	-	-/1460	20?/21.5	13.2
V441 Sgr	-	-/920	?/22	13.1
LU Vul	-	-/1160	>21/23	>13.3
QU Vul	-	1000/450	19/19.3	13.8
<i>Группа CP Lac</i>				
V1500 Cyg	-	1300/1300	21.5/21.5	19.7
Q Cyg	-	-	15.6/15.6	12.7
V446 Her	-	1235/1235	18/18	15.2
CP Lac	-	2400/2400	16.6/16.6	14.4
V909 Sgr	-	-	20/19.8	>13
V1059 Sgr	-	-	18.1/18.1	>13
V4169 Sgr	-	-	20.9/20.9	12.9
LV Vul	-	860/860	16.9/18.9	14.0
<i>Группа GQ Mus</i>				
EL Aql	-	870/870	20/20	13.5
GQ Mus	-	1080/1360	22/20.5	13.2
V Per	-	-/920	18.5/18.5	-
V351 Pup	-	-/1350	20/20.5	14
RW UMi	-	950/1800	21/19	13
<i>Подгруппа CT Ser</i>				
OS And	-	-/3600	17.8/17.8	9+13
OY Ara	-	-/1160	7.5/17	-
V841 Oph	-	-/150	13.5/15	-
V726 Sgr	-	-/910	19?/21.5	-
V2572 Sgr	-	-/1960	18/18	-
KP Sco	-	-/2500	21?/21	-
V719 Sco	-	1100/3500	20.5/21	-
CT Ser	-	400:/400	16.6/19.1	-
<i>Подгруппа DN Gem</i>				
V500 Aql	-	2760/2300	17.8/17.6	10+11.5
V465 Cyg	-	620/390	17/16.1	-

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
DM Gem	-	200/200	16.7/16.7	-
DN Gem	-	800/800	15.8/15.8	-
DK Lac	-	1300/1300	15.5/16	-
V2264 Oph	-	-/2300	>21/20.4	-
HZ Pup	-	-/2300	17/17	-
AT Sgr	-	-/1160	19/22.5	-
V363 Sgr	-	-/1160	20/19	-
FS Sct	-	-/1200	18/20	-
<i>Группа V630 Sgr</i>				
V606 Aql	-	-	17.3/16.8	>10
V693 CrA	-	-	23/22	13
V394 CrA	-	-	20:/19	12
V630 Sgr	-	-	19/19	15

неполнотой данных о кривой блеска, чем с промежуточным положением между группами. В каждой группе встречались новые с очень подобными кривыми блеска. Встречались уникальные случаи, которые не удалось отнести ни к одному выделенному типу кривых блеска. Такой новой оказалась СК Vul, которая своей кривой блеска с двумя максимумами через сотни суток [16] очень напоминает современную сверхновую SN 1993j с двумя равновеликими максимумами блеска через 20 суток [17].

Список новых по группам приведен в табл.1; звездочками отмечены новые, использованные во второй части данной статьи. На рис.1-7 представлены пределы, в которых заключены кривые блеска новых конкретной группы, и кривая блеска новой - прототипа группы.

*Группа DQ Her.* Это наиболее характерная группа новых (рис.1). Иногда отсутствующий признак, временное ослабление блеска, был дополнен эквивалентным признаком - появлением ИК-избытка (см., например, [18]). Кривые блеска были приведены к DQ Her, т.е. к шкале радиуса ее оболочки. В результате были оценены скорости расширения оболочек в системе скорости DQ Her, которые отличались от скоростей, измеренных спектрально. Как уже отмечалось выше, причиной различия может быть собственная пространственная скорость новой (для V842 Cep она была найдена равной 500 км/с [19]). Сдвиг по оси амплитуды приводил к значению блеска в спокойном состоянии (табл.1), которое иногда отличалось от известного [5]. В результате амплитуду вспышки самой DQ Her следовало бы уменьшить на  $0^m.9 \pm 0^m.4$ , т.е. блеск спокойного состояния не  $14^m.5$  [5], а  $13^m.6$ , но оснований для этого нет. В дальнейшем мы вернемся к причинам этого сдвига, потому что он потребовался и для других групп новых. Средний сдвиг по оси радиуса был приведен к нулевому значению, так как спектроскопические скорости расширения оболочек (табл.1) могут быть искажены случайным действием причин, перечисленных выше. Усредненная шкала радиуса

будет ближе к истинной. Она соответствует среднему радиусу оболочки

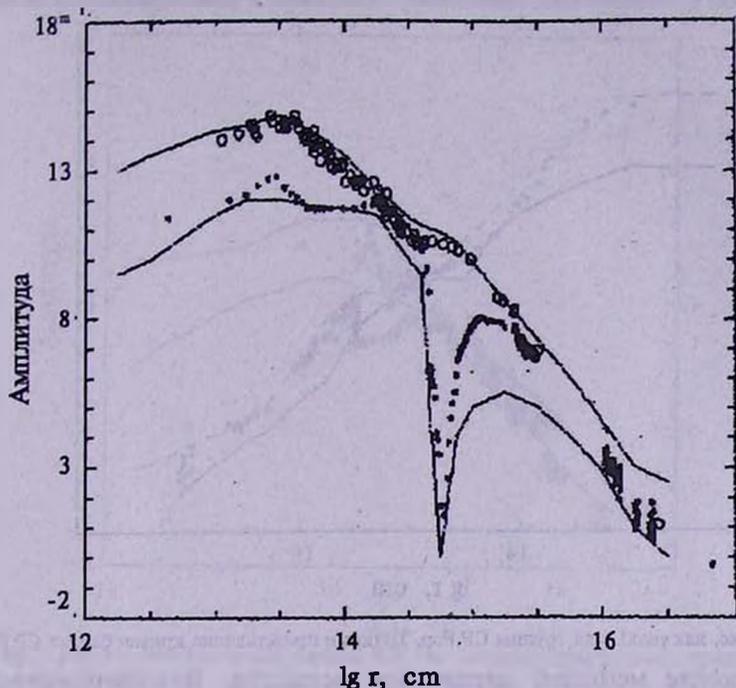


Рис.1. Полоса, занимаемая кривыми блеска новых группы DQ Her. Точками представлена кривая блеска DQ Her, кружками - V1668 Cyg.

$r = (5.0 \pm 2.0) \times 10^{14}$  см для наибольшего временного ослабления блеска или максимального ИК-избытка.

**Группа CP Pup.** При амплитуде вспышки, как у новых группы DQ Her, для этой группы (рис.2) характерно более быстрое падение блеска после максимума. На переходной стадии вспышки наблюдаются или флуктуации блеска (V603 Aq1), или депрессия блеска (V476 Cyg), что, возможно, является отличительным признаком для разделения на две подгруппы. Образование пыли на переходной стадии было зарегистрировано у V1301 Aq1 и V1370 Aq1 (см. для ссылок [18]). Кривая блеска последней напоминает кривую блеска V476 Cyg.

Совмещение кривых блеска потребовало занижения среднего блеска в спокойном состоянии на  $0^m.3 \pm 0^m.3$ .

**Группа RR Pic.** Для этой группы типичен продолжительный максимум блеска (рис.3). Только у V4077 Sgr наблюдался ИК-избыток [20], связанный с образованием пыли. Небольшой ИК-избыток RW Vul имеет нетепловое происхождение ([8], см. также ниже).

Амплитуды вспышек в среднем были увеличены на  $0^m.8 \pm 0^m.4$ , по шкале абсцисс сдвиг был  $\Delta \lg r = 0.14 \pm 0.05$ .

В отдельную подгруппу - подгруппу HR Del - были выделены 4 но-

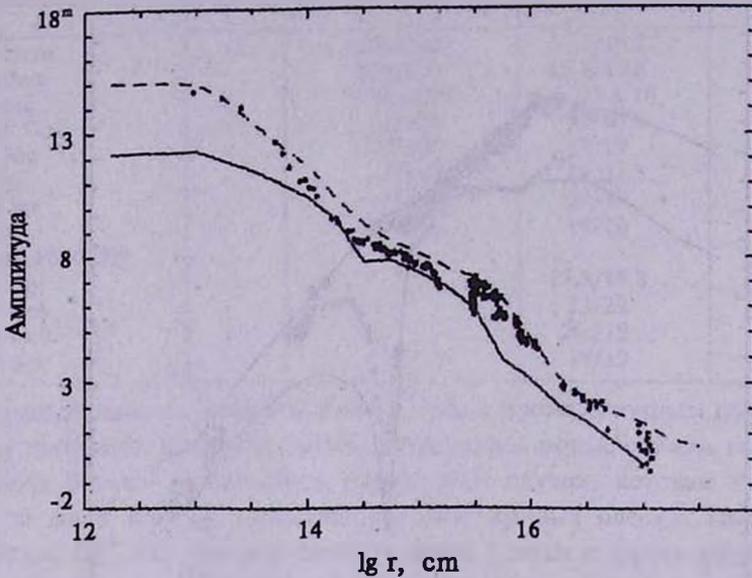


Рис.2. Так же, как рис.1, для группы CP Pup. Точками представлена кривая блеска CP Pup. вые, обладающие меньшей амплитудой вспышки. В нашей системе определения момента максимума сама HR Del имеет продолжительный подъем блеска на 4<sup>m</sup>.

*Группа симбиотических новых типа PU Vul.* PU Vul - прототип группы очень медленных (рис.4). По небольшой амплитуде вспышки они подобны подгруппе HR Del, но максимум блеска плоский.

Скорость расширения оболочки у новых этой группы известна только для PU Vul по интерпретации данных спектрального исследования [21]. Для других новых наши приведенные скорости находятся в разумных пределах для таких медленных вспышек. До вспышки это были красные звезды (см., например, обзор [8]), поэтому амплитуды вспышек могут быть искажены по причине различия инструментальных фотометрических систем.

Далее рассмотрим несколько групп новых с гладкими кривыми блеска. Выражение "гладкие" в данном случае следует применять к кривым блеска, полученным в близких инструментальных фотометрических системах: разброс оценок блеска разных авторов может достигать нескольких звездных величин. Пример V1500 Cyg на рис.5 ясно это показывает.

*Группа V1974 Cyg.* Для классификации новых этой группы необходима полная кривая визуального блеска (рис.4) или кривая ИК-блеска, с более удаленным по радиусу, чем у группы DQ Her, появлением не-

большого ИК-избытка, вызванного развитием интенсивных корональных

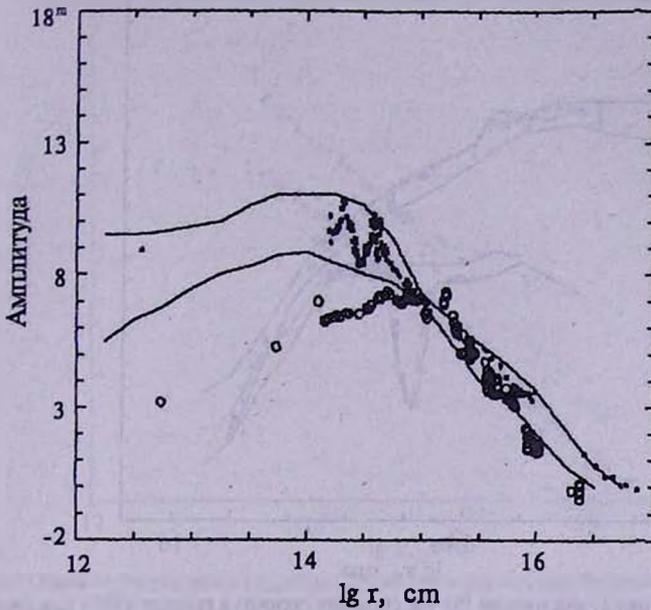


Рис.3. Так же, как рис.1, для группы RR Pic. Точками представлена кривая блеска RR Pic, кружками - HR Del.

линий [Mg VIII], [Al VI] и др. [22]. Корональная фаза завершается при  $lg r = 15.3$ .

Блеск спокойного состояния был понижен в среднем на  $0^m.8 \pm 0^m.5$ .

В эту группу была включена Новая Орла 1995г., т.е. ИК-избыток, обсуждаемый в работе [11] только с точки зрения конденсации пыли, следует связывать также с развитием коронального спектра [23]. К тому же поведение ИК-избытка, что следует из данных [23], было нетипичным для развития пылевой компоненты: монотонное уменьшение сменилось увеличением. Момент максимума мы оценили в дату JD 2449751, т.е. на 11 суток позднее, чем в этой работе. Основанием для этого явилась более полная кривая блеска с участком начала окончательного падения блеска, а также то обстоятельство, что принятие более ранней даты максимума приводило к отклонению вверх начального участка кривой блеска в логарифмической шкале, что свидетельствует о неверно выбранном нуль-пункте.

**Группа CP Lac.** Это группа новых без признаков образования пыли в сброшенной оболочке (рис.5).

Совмещение кривых блеска новых этой группы было достигнуто изменением только амплитуды вспышки, например, для V1500 Cyg ее уменьшили на  $2^m.5$  (на рис.5 это не учтено), для LV Vul - увеличили на  $2^m$ ; скорости расширения оболочек не корректировались. В случае V1500

Суг сдвиг правомочен, так как имеется неопределенность в амплитуде:

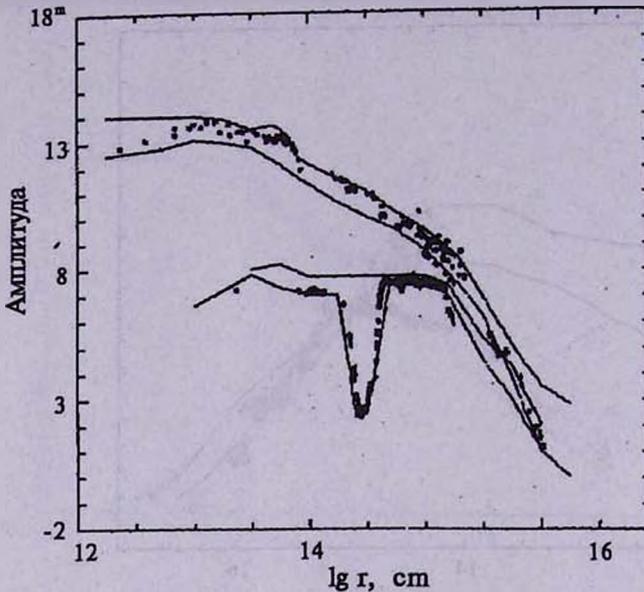


Рис.4. Так же, как рис.1, для группы PU Vul (нижняя полоса) и группы V1974 Суг (верхняя полоса). Соответственно точками представлены кривые блеска PU Vul и V1974 Суг.

отсчитывать ее от уровня блеска непосредственно перед вспышкой, когда предновая уже поярчала на  $5^m$ , или от уровня спокойного состояния задолго до вспышки.

*Группа GQ Mus.* Эта группа (рис.6) объединяет новые с равными наклонами кривых блеска, но разной амплитуды и разной протяженности начального линейного участка. Первоначально мы разбили эту группу на две подгруппы, яркую и слабую (или подгруппу CT Ser). У подгруппы ярких новых линейный участок более протяженный, затем следует падение блеска на  $8^m$  против  $3^m$  у новых подгруппы CT Ser и далее намечается заключительный линейный участок до спокойного состояния. Примечательно, что обе подгруппы имеют близкий уровень, с которого начинается падение блеска, но который наступает при значениях  $lgr$ , равных 14.7 и 15.6 соответственно.

Кривые блеска новых яркой подгруппы из-за малочисленности были усреднены как по шкале абсцисс, так и по амплитуде вспышки.

Некоторым подобием к только что описанным двум подгруппам обладают новые подгруппы DN Gem: близкий наклон начального линейного участка (рис.7). Переход к более быстрому падению блеска плавный и может характеризоваться значительными колебаниями блеска (DK Lac, V465 Суг). Наряду с этим имеются также новые с повышенным уровнем блеска в этот период вспышки (DN Gem), что дало нам повод

первоначально рассматривать ее членом группы DQ Her, подобно V1668

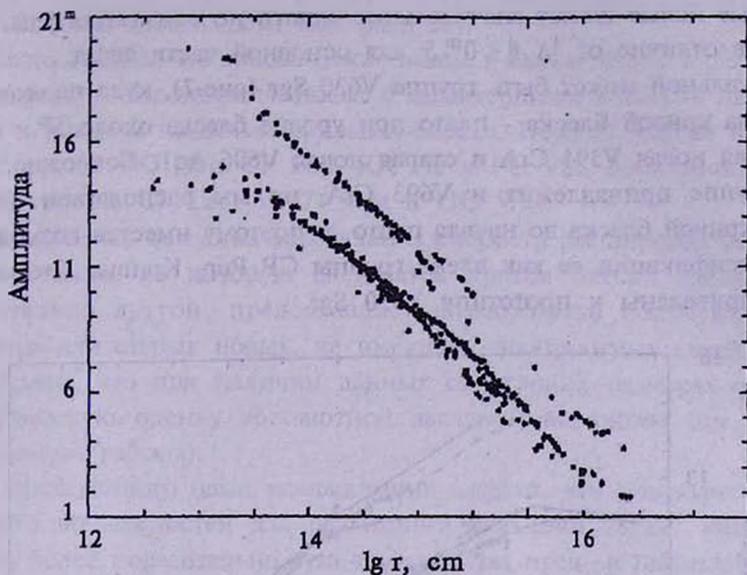


Рис.5. Кривые блеска новых группы CP Lac (нижние точки). Верхние точки представляют кривую блеска V1500 Cyg.

Суг, с ее временным увеличением блеска на переходной стадии. Но амплитуда вспышки совпадет с амплитудой для подгруппы CT Ser.

Вполне возможно, что эта подгруппа, как впрочем и вся группа GQ

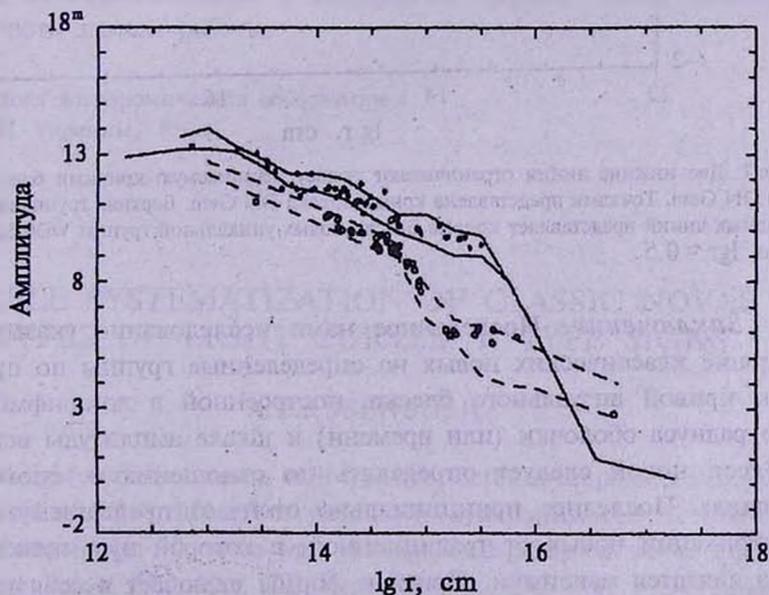


Рис.6. Так же, как рис.1, для GQ Mus (верхняя полоса) и подгруппы CT Ser (нижняя полоса со штриховыми линиями). Точками представлена кривая блеска GQ Mus, кружками - CT Ser.

Mus, в свою очередь, неоднородна по амплитуде вспышки (табл.1): некоторые новые имеют значительные сдвиги по оси амплитуды, более  $\pm 1^m.5$ , в отличие от  $|\Delta A| \leq 0^m.5$  для основной части звезд.

Уникальной может быть группа V630 Sgr (рис.7), куда по подобной детали на кривой блеска - плато при уровне блеска около  $5^m$  - входят повторная новая V394 CgA и старая новая V606 Aq1. Возможно, что к этой группе принадлежит и V693 CgA, но мы располагаем для нее только кривой блеска до начала плато, и поэтому имеется возможность для классификации ее как члена группы CP Pup. Кривые блеска этих новых приведены к прототипу V630 Sgr.

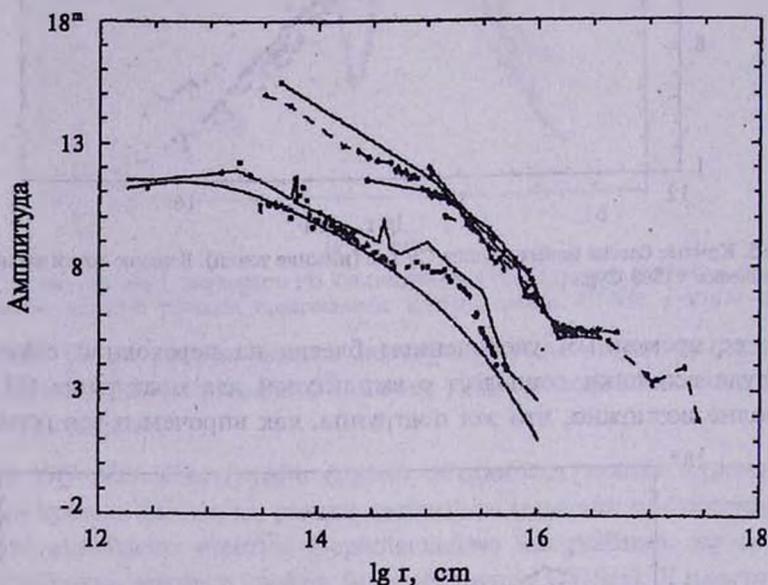


Рис.7. Две нижние линии ограничивают полосу, занимаемую кривыми блеска новых группы DN Gem. Точками представлена кривая блеска DN Gem. Верхняя группа штриховых и сплошных линий представляет кривые блеска новых уникальной группы V630 Sgr, сделан сдвиг на  $\lg r = 0.5$ .

4. *Заключение.* Проведенное нами исследование указывает на разделение классических новых на определенные группы по признаку формы кривой визуального блеска, построенной в логарифмической шкале радиуса оболочки (или времени) и шкале амплитуды вспышки, т.е. блеск новой следует определять по отношению к спокойному состоянию. Последнее принципиально отличает предлагаемую схему классификации новых от традиционной, в которой нуль-пунктом для блеска является максимум. Признак формы включает в себя наклоны линейных участков. Начиная со стадии окончательного падения блеска, блеск новой, независимо от группы, следует согласно некоторой общей

кривой блеска с возможным разбросом с коэффициентом не более 3 по одной из шкал (светимости или радиуса).

Можно сказать, что классические новые в самом общем виде условно разбиваются на два подтипа: новые с характерными деталями на кривой блеска и новые с гладкими кривыми блеска. Первый подтип включает в себя группы DQ Her, CP Pup, RR Pic и PU Vul. Ко второму можно отнести группы CP Lac, V1974 Cyg и GQ Wus.

Предлагаемая методика определения скорости расширения оболочки, как константы, на которую сдвигается кривая блеска одной новой относительно другой, предоставляет возможность получения этого параметра для старых новых, не имеющих необходимых спектральных наблюдений, что при наличии данных об угловых размерах оболочек даст надежную оценку абсолютной звездной величины (см. вторую часть данной работы).

Из проведенного нами исследования следует, что существует не так уж много возможностей для реализации вспышки звезды как новой. Это тем более поразительно, что температуры пред- и постновых часто достигают сотни тысяч градусов и, следовательно, излучают они в основном в УФ-диапазоне, а результат вспышки мы наблюдаем в видимом диапазоне и на этом основании делаем выводы о механизмах вспышки. Это может найти свое отражение в существовании зависимостей между наблюдаемыми характеристиками как внутри группы, так и с принадлежностью к конкретной группе. Этому посвящена вторая часть данной работы.

Главная астрономическая обсерватория  
НАН Украины, Киев

## POSSIBLE SYSTEMATIZATION OF CLASSIC NOVAE BY TYPES OF LIGHT CURVES. I. TYPE SIGNS.

A.E.ROSENBUSH

Visual light curves of novae built in axes "outburst amplitude vs logarithm of shell radius" have differences yielding to systematization. As a result of review of more than 90 novae were distinguished groups of novae typical by light curve shape: DQ Her, CP Pup, RR Pic, PU Vul, V1974 Cyg, CP Lac, and GQ Mus. Sign of light curve sometimes is added other characteristics. The DQ Her group includes only novae with a dust condensation

in the ejected shell. The GQ Mus group includes novae with a smooth light curve. These novae are divided into subgroups by an outburst amplitude and by a length of light curve part before the transition, but with the equal inclination of linear part of light curves.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *C.Payne-Gaposchkin*, The Galactic Novae, Amsterdam: North-Holland Co., 1957.
2. *D.V.McLaughlin*, *Astrophys. J.*, **95**, 428, 1942.
3. *Д.Мак-Лафлин*, Звездные атмосферы, ред. Дж.Л.Гринстейн, Иностранная литература, М., 1963, с. 575.
4. *H.W.Duerbeck*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **93**, 165, 1981.
5. *H.W.Duerbeck*, *Space Sci. Rev.*, **45**, 1, 1987.
6. *А.Э.Розенбуш*, *Астрон.ж.*, **73**, 598, 1996.
7. *S. van den Bergh, P.F.Younger*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **70**, 125, 1987.
8. *M.Hack, L. la Dous*, Cataclysmic variables and related objects, NASA SP-507, 1993.
9. *P.Szkody*, *Astron. J.*, **108**, 639, 1994.
10. *U.Munari, B.F.Yudin, E.A.Kolotilov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **284**, L9, 1994.
11. *Е.А.Колотилов, А.М.Татарников, В.И.Шеназрин, Б.Ф.Юдин*, *Письма в Астрон.ж.*, **22**, 813, 1996.
12. *O.A.Osminkina, E.Yu.Osminkin, N.I.Shakura, S.Yu.Shugarov*, ESA SP-311, 301, 1990.
13. *S.J.Austin, R.M.Wagner, S.Starrfield et al.*, *Astron. J.*, **111**, 869, 1996.
14. *M.Della Valle, N.Masetti, A.Bianchini*, *Astron. Astrophys.*, **329**, 606, 1998.
15. *J.Bryan, A.Gilmore, R.Whited et al.*, *JAPPP Commun.*, №62, 13, 1996.
16. *M.M.Shara, A.F.J.Moffat, R.F.Webbink*, *Astrophys. J.*, **294**, 271, 1985.
17. *В.Т.Дорошенко, Ю.С.Ефимов, Н.М.Шаховской*, *Письма в Астрон.ж.*, **21**, 580, 1995.
18. *А.Э.Розенбуш*, *Кинематика и физика небесных тел*, **4**, № 5, 33, 1988.
19. *H.Sekiguchi, M.W.Feast, A.P.Fairall, H.Winkler*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **241**, 311, 1989.
20. *C.M.Callus, A.Evans, J.S.Albinson et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **229**, 539, 1987.
21. *Т.С.Белякина, Н.И.Бондарь, Р.Е.Гершберг и др.*, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, **81**, 28, 1990.
22. *R.D.Gehrz*, *Ann. Israel Phys. Soc.*, **10**, 100, 1993.
23. *C.G.Mason, R.D.Gehrz, C.E.Woodward et al.*, *Astrophys. J.*, **470**, 577, 1996.
24. *H.W.Duerbeck*, *Astrophys. Space Sci. Library*, **205**, 39, 1995.

УДК: 524.337-43

## He-ЛТР МОДЕЛИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ ЗВЕЗД ТИПА UX ORI

Л.В.ТАМБОВЦЕВА<sup>1</sup>, В.П.ГРИНИН<sup>2,3</sup>, О.В.КОЗЛОВА<sup>3</sup>

Поступила 10 сентября 1998

Приводятся результаты не-ЛТР анализа ряда спектральных линий, образующихся в аккрецирующих оболочках звезд типа UX Ori. На основе анализа первых трех членов бальмеровской серии сделаны оценки темпа аккреции:  $\dot{M}_a = 10^{-8} - 10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Температура газа в этой области около 10000 К. В непосредственной близости от звезды имеется более горячая область, с температурой  $T > 15000$  К, в которой образуется линия нейтрального гелия 5876Å, наблюдаемая в спектрах этих звезд. Область формирования этой линии имеет небольшую геометрическую толщину, покрывает малую часть видимого диска звезды и, по-видимому, представляет собой место контакта аккрецирующего газа с поверхностью звезды. Малые скорости вращения газа в этой области (150-200 км/с) могут означать, что быстрое вращение аккрецирующего газа гасится магнитным полем звезды, достаточно сильным, чтобы влиять на газовый поток. Напряженность магнитного поля в этой области по нашим оценкам составляет примерно 150 Г.

1. *Введение.* Аккреция околозвездного вещества на молодые маломассивные звезды (типа Т Тельца) изучается уже довольно давно как с точки зрения наблюдательных проявлений этого процесса, так и в плане теоретического моделирования аккрецирующих околозвездных оболочек [1-6]. В случае молодых звезд промежуточных масс (звезды Ae/Be Хербига) доминирующим процессом до недавнего времени считалось истечение вещества из звезд [7,8], хотя было не ясно, каким образом газ ускоряется до скоростей, превышающих скорость убегания (около 500 км/с). В последние годы у ряда звезд Ae/Be Хербига были обнаружены многочисленные признаки аккреции газа как в видимой [9-11], так и в ультрафиолетовой [11,12] областях спектра, и было высказано предположение, что именно аккреция вещества из остатков протозвездного облака является доминирующим процессом до прихода этих звезд на главную последовательность [13]. Истечение же вещества является процессом, сопутствующим аккреции.

При этом выяснилась весьма важная особенность: оказалось, что имеется отчетливая связь между уровнем фотометрической активности звезд Ae/Be Хербига и наличием в их спектрах аккреционных деталей: последние наблюдаются в основном лишь у фотометрически активных звезд [13,14], прототипом которых является звезда UX Ori, и исключения

из этого правила весьма редки. Переменность блеска этих звезд, как показали фотополариметрические наблюдения [15,16], обусловлена экранированием звезд околозвездными пылевыми облаками и зависит, в частности, от ориентации околозвездных пылевых оболочек относительно наблюдателя: она максимальна у тех звезд, экваториальные плоскости пылевых дисков которых ориентированы к наблюдателю с ребра или под небольшим углом к лучу зрения. Тот факт, что процесс аккреции наблюдается именно у таких звезд, означает, что мы видим звезду непосредственно сквозь вещество аккреционного диска. Это обстоятельство упрощает задачу моделирования эмиссионных спектров звезд типа UX Ori, которой и посвящена данная статья.

2. *Постановка задачи.* Теоретическое моделирование процесса аккреции на молодые звезды обычно основывается на следующих модельных предположениях [3-6]: аккрецирующее околозвездное вещество образует геометрически тонкий аккреционный диск; на некотором расстоянии от звезды этот диск разрушается в результате взаимодействия с магнитосферой звезды; движение газа в этой области происходит в основном вдоль магнитных силовых линий. В случае медленно вращающихся звезд типа Т Тельца падение газа на звезду происходит в окрестности магнитных полюсов (если ось магнитного диполя совпадает с осью вращения звезды). Образование эмиссионных линий в спектрах звезд типа Т Тельца в рамках этой модели рассматривалось Хартманном и др. [6]. Авторы этой работы предположили, что аккреционный диск в окрестности этих звезд достаточно холодный и поэтому не дает вклада в эмиссионный спектр. Эмиссия же в линиях образуется в веществе, которое движется вдоль магнитных силовых линий по направлению к магнитным полюсам. Часть эмиссионного спектра, в том числе "высокотемпературные" линии гелия, по-видимому, формируется за фронтом ударной волны в месте контакта падающего вещества с поверхностью звезды [17]. Рассмотрение процесса аккреции у звезд типа Т Тельца показывает, что часть аккреционного вещества отбрасывается назад при взаимодействии с магнитосферой звезды и образует звездный ветер [1-6].

В случае звезд Ae/Be Хербига вклад в эмиссию таких линий, как линии бальмеровской серии, дает непосредственно аккреционный диск [9,14,18]. В этом заключается одно из важных отличий аккреционной области вокруг молодых звезд промежуточных масс. В принципе, у звезд Ae/Be Хербига, как и у звезд типа Т Тельца, имеет место более сложная картина: часть аккрецирующего вещества отбрасывается вращающейся магнитосферой звезды [13], либо световым давлением [19,20] и образует звездный ветер. Возможно поэтому какая-то часть эмиссионного спектра звезд типа UX Ori также формируется в веществе

звездного ветра, но наблюдения показывают, что эта часть, по-видимому, незначительна, и наблюдаемые спектральные линии формируются, в основном, в аккреционном диске. Возможно, мы просто не видим проявлений признаков звездного ветра в силу специфической ориентации звезд этого типа - "с ребра".

### 3. Описание модели и метода решения.

3.1. *Кинематика околозвездного газа.* Мы рассматриваем упрощенную модель аккреции на звезду типа UX Ori: аксиально-симметричное аккреционное течение с радиальной  $v$  и тангенциальной  $u$  скоростями, меняющимися по закону  $v(r) = v(r_*)r^{-1/2}$ ,  $u(r) = u(r_*)r^{-1/2}$ . Здесь  $r$  - расстояние от центра звезды,  $v(r)$  и  $u(r)$  - радиальная и тангенциальная компоненты скорости газа у поверхности звезды соответственно. Геометрическая толщина диска  $h$  предполагается постоянной и является параметром задачи. Из анализа шелл-компонентов в спектрах звезд типа UX Ori следует, что  $h$  может достигать значений, сравнимых с радиусом звезды. Плотность вещества в диске рассчитывается с помощью уравнения неразрывности для случая двумерного аксиально-симметричного течения.

3.2. *Расчет профилей линий.* В рассматриваемой модели околозвездной оболочки переменные  $p$ ,  $r$  и  $z$  являются координатами произвольной точки. Здесь  $p$  - прицельный параметр, а  $z$  - расстояние вдоль луча зрения. Монохроматический поток в частоте линии в приближении полного перераспределения по частоте  $\nu$  записывается в виде

$$F(\nu) = 2 \int_{-p_0}^{+p_0} dp \int_0^{h_0} dh \int_{-z_0}^{+z_0} S(r) \phi \left( \nu - \nu_0 \frac{v_z}{c} \right) e^{-\tau(p,z,\nu)} k(r) dz + \\ + 2 \int_{-r_*}^{+r_*} dp \int_0^{h_1} I_*(p, h, \nu) e^{-\tau(p,\nu)} dh \quad (1)$$

Здесь  $S(r)$  - функция источников,  $k(r)$  - коэффициент поглощения, взвешенный по профилю линии,  $I_*$  - интенсивность излучения звезды на частоте рассматриваемого перехода,  $r = (p^2 + z^2)^{1/2}$ ,  $h_1 = (r_*^2 - p^2)^{1/2}$ ,  $\phi$  - профиль коэффициента поглощения, нормированный на единицу (расчеты проводились с доплеровским профилем),  $c$  - скорость света и  $v_z$  - проекция скорости газа на луч зрения

$$v_z = v(r) \cos\theta + u(r) \sin\theta, \quad (2)$$

где  $\theta$  - угол между вектором  $r$  и лучом зрения.

Оптическая толщина газовой оболочки в частотах линии рассчитывалась по формуле:

$$\tau(p, z, \nu) = \int_{-z_0}^z k(r') \phi \left( \nu - \nu_0 \frac{v_z'}{c} \right) dz', \quad (3)$$

где  $k(r)$  есть интегральная непрозрачность в линии в точке  $r' = (p^2 + (z')^2)^{1/2}$  на луче зрения (вынужденной эмиссией можно пренебречь),  $v'_z$  - текущее значение проекции скорости  $v_z$  в точке  $r'$ .

Для атома водорода расчет населенностей уровней и функции источников производился с помощью алгоритма, описанного в работе Гринина и Мицкевича [21]. Основу этого алгоритма составляет вероятностный метод Соболева [22] для сред с большим градиентом скорости. Учитываются все существенные процессы заселения атомных уровней. Распределение энергии для звезды типа UX Ori принято из моделей звездных атмосфер Куруча [23] для эффективной температуры  $T_{\text{eff}} = 9000$  К и  $\lg g = 4$ .

Как известно, температура аккрецирующего газа определяется балансом нагрева за счет перехода части кинетической энергии газа в тепло и охлаждения при возбуждениях и ионизациях атомных уровней электронными ударами. К сожалению, в условиях непрозрачной плазмы в рассматриваемом интервале температур отсутствует универсальная функция охлаждения [21]. Поэтому ниже было принято степенное распределение температуры газа  $T$  в оболочке:  $T(r) = T(r_*) (r/r_*)^{-1/n}$ , где  $n$  - параметр, определяющий температурный профиль аккреционного диска.

Населенности уровней гелия рассчитывались с помощью программы Ферланда [24]. Вычисления производились при различных плотностях атомов водорода в интервале  $10^{12} - 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и различных значений электронной температуры, которая в узком слое вблизи звезды (не более  $0.5r_*$ ) принималась постоянной. Населенности уровней вычислялись в предположении постоянной турбулентной скорости, равной 50 км с<sup>-1</sup> (введение которой имитировало отсутствующий в алгоритме Ферланда градиент скорости).

При расчете профилей линий мы пренебрегли тонким эффектом потемнения лимба, но учли уширение фотосферного профиля вращением звезды (принята скорость вращения 150 км/с, характерная для самой UX Ori). Параметры рассматриваемых моделей даны в табл.1. Приняты обозначения:  $R_{\text{out}}$  - внешний радиус оболочки,  $M_a$  - темп аккреции, выраженный в массах Солнца в год. В расчетах профилей водородных линий темп аккреции является входным параметром, в случае с гелием входным параметром служила плотность атомов водорода, согласованная с принятым темпом аккреции.

**4. Интенсивности и профили линий в моделях дисковой аккреции.** При выборе параметров кинематической модели и температурного профиля околозвездной оболочки было рассмотрено несколько десятков моделей с различными комбинациями параметров. Для простоты диск рассматривался с постоянной геометрической толщиной  $h$ . Ниже представлены результаты расчетов для некоторых из рассмотренных

моделей. Не стремясь к детальной подгонке теоретических профилей линий к наблюдаемым, мы руководствовались при выборе параметров модели следующими критериями:

1) Ширина и интенсивность профилей линий должны соответствовать наблюдаемым;

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Модель	$v(r_*)$ (км с <sup>-1</sup> )	$u(r_*)$ (км с <sup>-1</sup> )	$h/r_*$	$T(r_*)$ К	$n$	$\dot{M}_a$ $M_\odot \text{ г}^{-1}$	$R_{\text{out}}/r_*$
Водород							
1	200	300	1	15000	-2	$10^{-7} - 10^{-9}$	10
2	200	300	1	10000	-3	$10^{-7} - 10^{-9}$	10
3	200	300	0.3	15000	-2	$3 \cdot 10^{-9}$	10
Гелий							
4	100	400	0.5	17000	-	-	1
5	100	300	0.5	17000	-	-	0.5
6	50	200	0.3	17000	-	-	0.5
7	50	200	0.15	17000	-	-	0.5

2) Теоретический бальмеровский декремент должен быть близок к наблюдаемому.

Первое условие позволяет определить тангенциальную и радиальную компоненты скорости, второе - темп аккреции и распределение температуры в оболочке. Мы использовали данные наблюдений, полученные на Nordic Optical Telescope [25]. Результаты расчетов даны на рисунках 1-6.

4.1. *Водород*. На рис.1 представлены теоретические профили бальмеровских линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  в модели 1 для трех значений темпа аккреции:  $10^{-7} M_\odot \text{ год}^{-1}$  (а),  $10^{-8} M_\odot \text{ год}^{-1}$  (б) и  $10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$  (с). Соответствующие профили для модели 2 при тех же значениях темпа аккреции даны на рис.2. Все они рассчитаны при условии, что диск виден "с ребра", т.е. угол наклона к лучу зрения  $\alpha = 0$ . Из анализа профилей линий видно, что темп аккреции, меньший  $10^{-8} M_\odot \text{ год}^{-1}$ , дает расчетные профили линий, далекие от наблюдаемых. В качестве примера типичных наблюдаемых профилей первых трех бальмеровских линий мы приводим линии  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  для звезды UX Ori (рис.3а) и для VF Ori (рис.3б). Обращает на себя внимание довольно крутой бальмеровский декремент: эмиссия в линии  $H_\beta$  значительно слабее, чем в  $H_\alpha$ ; эмиссия же в  $H_\gamma$  почти не видна.

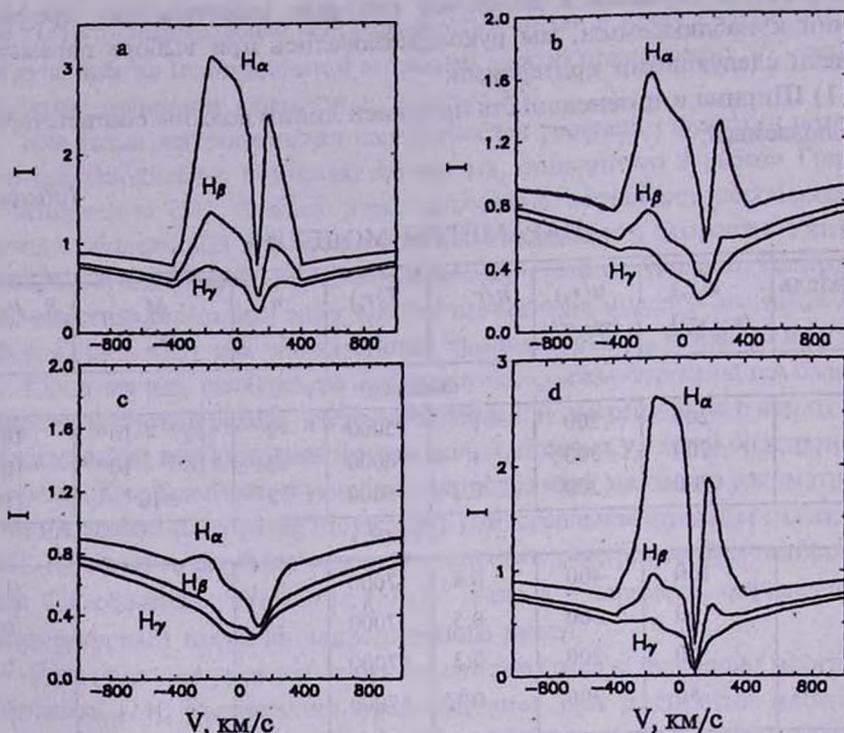


Рис.1. Теоретические профили бальмеровских линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  для модели 1:  $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (а),  $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (б),  $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (с): То же для модели 1 с  $\dot{M} = 1 \cdot 10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  при  $i = -3$  (д).

Рис.4 демонстрирует изменение профилей линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  при увеличении угла наклона диска к лучу зрения. Профиль, полученный при ориентации диска "с ребра", дан точками. Приводятся варианты с углом наклона  $\alpha$ , равным 10, 30, 45 и 60 градусов. Видно, что даже небольшое изменение  $\alpha$  вызывает заметное изменение профиля. При увеличении угла наклона профили линий сужаются и становятся более интенсивными и симметричными. При  $\alpha = 90^{\circ}$  (т.е. когда наблюдатель смотрит на оболочку с полюса), профиль из двухкомпонентного превращается в одиночный (на рисунке не показан). Сравнение с наблюдаемыми профилями дает для UX Op следующие кинематические характеристики аккреционного диска:  $u(r) = 300 \text{ км/с}$ ,  $v(r) = 200 \text{ км/с}$ . Из рассмотрения модельных профилей с  $\alpha = 0^{\circ}$  следует также, что их абсорбционные компоненты смещены в красную сторону, тогда как у наблюдаемых профилей они близки к нулевой скорости. Из рис.4 видно, что даже небольшой наклон диска к лучу зрения приводит к более симметричному профилю.

Следует заметить, что структура диска вблизи звезды нарушается из-за наличия магнитосферы, и приближение постоянной геометрической

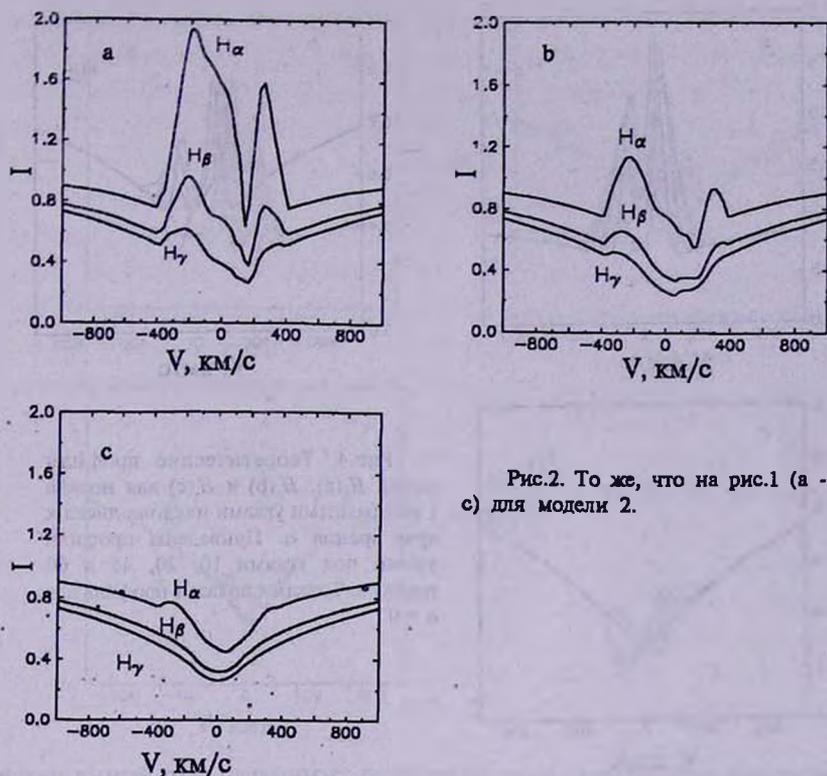


Рис.2. То же, что на рис.1 (а - с) для модели 2.

толщины диска является, по-видимому, сильным упрощением. На больших расстояниях от звезды толщина диска должна увеличиваться с ростом расстояния от звезды. Чтобы проверить влияние этого параметра на поведение профилей, мы рассмотрели также модели с геометрически тонким диском ( $h = 0.3$ ). Модель 3 отличается от модели 1 только толщиной диска (в три раза меньшей) и, соответственно, во столько же раз меньшим темпом аккреции.

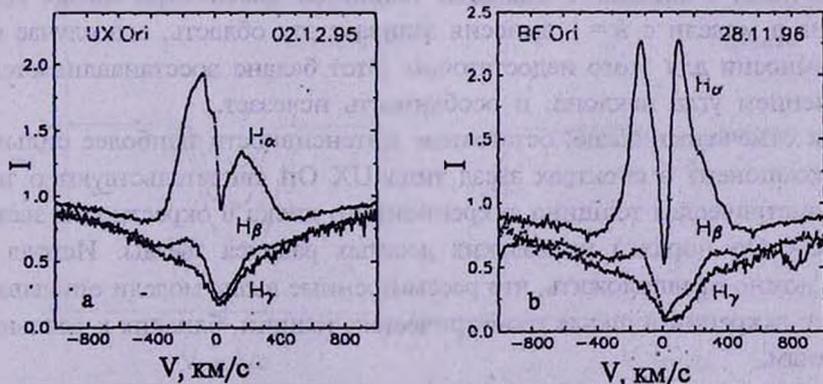


Рис.3. Профили бальмеровских линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ , полученные из наблюдений для звезд UX Ori (а) и BF Ori (б).

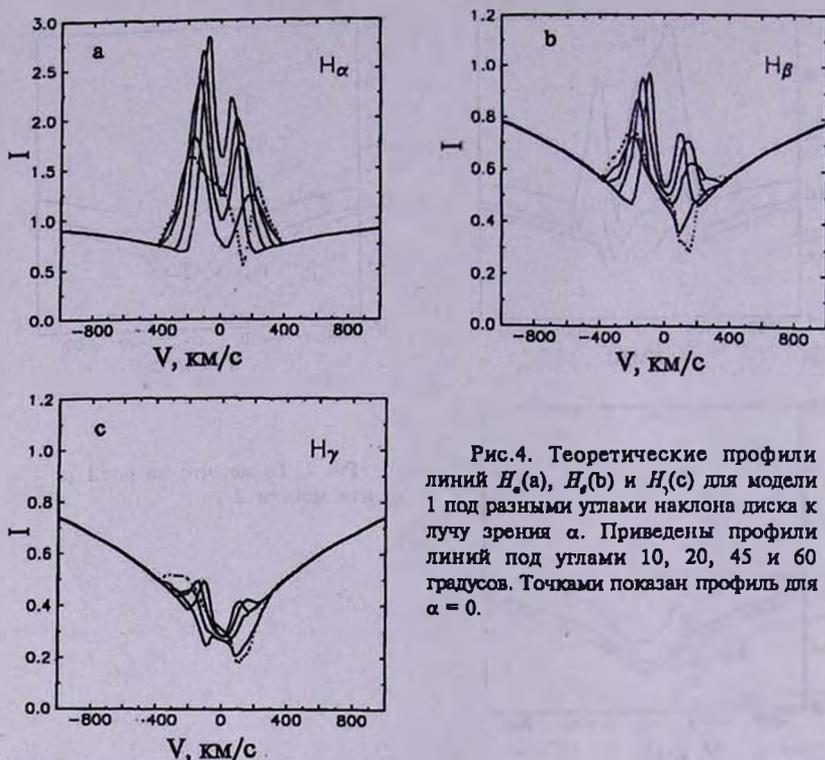


Рис.4. Теоретические профили линий  $H_\alpha$ (a),  $H_\beta$ (b) и  $H_\gamma$ (c) для модели 1 под разными углами наклона диска к лучу зрения  $\alpha$ . Приведены профили линий под углами 10, 20, 45 и 60 градусов. Точками показан профиль для  $\alpha = 0$ .

Теоретические профили линий в моделях с различными геометрическими толщинами диска при наклонах на небольшой угол различаются (рис.5), в первую очередь, интенсивностью и шириной профиля. Более детальный анализ позволяет выявить некоторые особенности вида профиля для моделей с тонкими дисками: в линии  $H_\alpha$  появляется абсорбционная деталь с красной стороны профиля, которая видна в некоторых наблюдаемых профилях этой линии и которую не удастся получить теоретически в моделях с большой толщиной диска. При малых углах наклона в модели с  $h = 1$  эмиссия заливает эту область, а в случае с  $h = 0.3$  эмиссии для этого недостаточно. Этот баланс восстанавливается с увеличением угла наклона, и особенность исчезает.

Как отмечалось выше, остаточные интенсивности наиболее сильных шелл-компонент в спектрах звезд типа UX Ori свидетельствуют о том, что геометрическая толщина аккреционного диска в окрестности звезды типа UX Ori порядка нескольких десятых радиуса звезды. Исходя из этого, можно предположить, что рассмотренные выше модели описывают процесс аккреции в шкале геометрических толщин, близких к реальным значениям.

Чтобы выяснить, насколько чувствителен балмеровский декремент к параметрам аккреционного диска, мы рассчитали в рамках модели 1

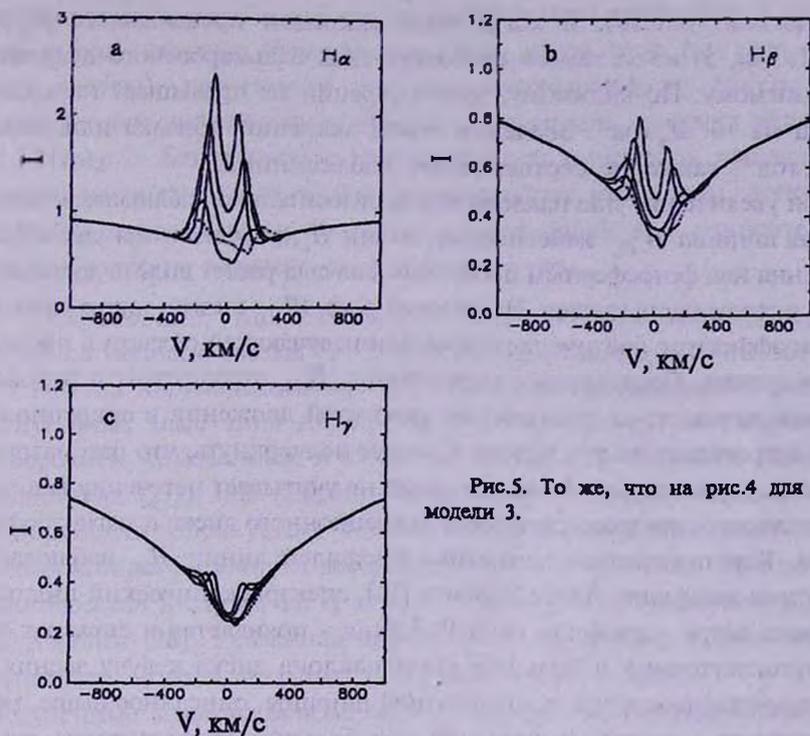


Рис.5. То же, что на рис.4 для модели 3.

профили линий при различных градиентах температуры при фиксированном темпе аккреции (рис.1d), а также профили линий водородных линий с различными темпами аккреции при фиксированном градиенте температуры для всех трех моделей (см. рис. 1, 2 и 5). Следует отметить, что оба эти параметра (показатель степени в законе изменения температуры и темп аккреции) сильно влияют как на профили линий, так и на бальмеровский декремент. Из анализа профилей всех трех водородных линий можно сделать вывод, что не реализуются случаи, когда оболочка близка к изо-

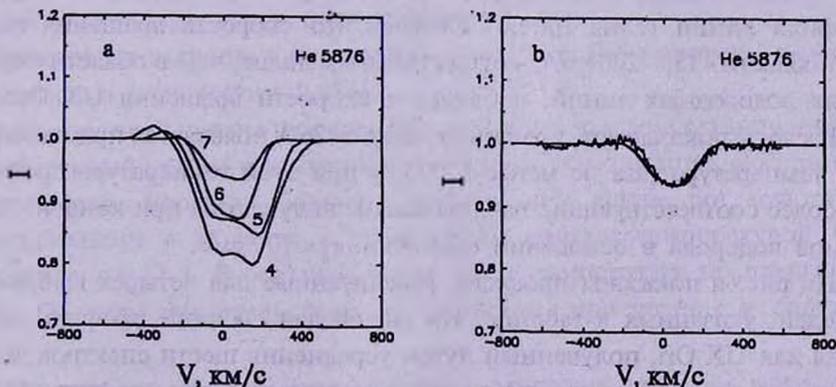


Рис.6. Профили линий He 5876 A для моделей 4-7 (a). Усредненная наблюдаемая линия гелия для звезды UX Ori и рассчитанная в рамках модели 7 (b).

термической (рис.1d), и когда темп аккреции превышает  $10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (рис. 1a, 2a, 5) из-за явного несоответствия бальмеровского декремента наблюдаемому. По-видимому, темп аккреции не превышает нескольких единиц на  $10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Значения темпа аккреции порядка или меньше  $10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , также не соответствуют наблюдениям.

При увеличении угла наклона диска относительно наблюдателя эквивалентная ширина  $W_{H_{\alpha}}$  эмиссионной линии  $H_{\alpha}$ , определяемая как избыток излучения над фотосферным профилем, сначала растет вплоть до значений  $\alpha \approx 30^{\circ}$  и затем уменьшается. Начальный рост  $W_{H_{\alpha}}$  вызван чисто геометрическим эффектом: увеличением площади излучающей области в проекции на луч зрения. Последующее уменьшение  $W_{H_{\alpha}}$  происходит в результате сужения линии из-за уменьшения скоростей движения в аккреционном диске в проекции на луч зрения. Следует подчеркнуть, что рассматриваемая здесь упрощенная модель аккреции не учитывает истечения вещества, возникающего при взаимодействии аккреционного диска с магнитосферой звезды. Как показывает статистика профилей линии  $H_{\alpha}$ , наблюдаемых в спектрах звезд типа Ae/Be Херbiga [14], спектроскопический индикатор звездного ветра - профиль типа Р Лебедя - появляется в спектрах звезд при промежуточных и больших углах наклона диска к лучу зрения. По этой причине поведение эквивалентной ширины, описанное выше, может не совпадать с реальной картиной при больших углах наклона диска.

4.2. *Линия гелия He I 5876 Å.* Моделирование линии нейтрального гелия He 5876 Å, наблюдаемой в спектрах звезд типа UX Ori и характеризующейся, как и почти все остальные наблюдаемые линии, сильной переменностью, дает представление о свойствах аккреционного диска в непосредственной близости от звезды, там, где выделяется основная часть энергии аккрецирующего газа. Главный вывод состоит в том, что эту область газовой оболочки нельзя рассматривать как простое продолжение области образования водородных линий с теми же параметрами. Из рассмотрения профиля линии гелия (рис.6) следует, что скорость вращения газа в этой области - 150 - 200 км/с - существенно меньше, чем в области образования водородных линий, и близка к скорости вращения UX Ori.

Расчеты показывают, что линия гелия 5876 Å появляется при электронной температуре газа не менее 17000 К; при этой температуре профили, наиболее соответствующие наблюдаемым, получаются при концентрации атомов водорода в основании оболочки  $n_H \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

На рис.6а показаны профили, рассчитанные для четырех выбранных моделей, указанных в таблице. На рис.6б дан средний профиль линии гелия для UX Ori, полученный путем усреднения шести спектров звезды в разные ночи. Там же приведен и теоретический профиль линии. Наилучшее соответствие получается при параметрах модели 7.

Таким образом, из анализа линии нейтрального гелия  $5876 \text{ \AA}$  можно сделать вывод, что она образуется в очень узком слое (десятые доли радиуса звезды), при малой толщине околозвездного диска, при температуре оболочки не менее  $17000 \text{ K}$ . Радиальные скорости малы (от  $20$  до  $100 \text{ км с}^{-1}$ ). Близкие по качеству профили могут быть получены и при других параметрах модели. Анализ показывает, что общим свойством присмлемых моделей является малая высота диска  $h$  и относительно небольшая толщина горячего слоя вблизи звезды.

5. *Обсуждение.* Как отмечалось выше, модель магнитосферной аккреции на молодые звезды [2-5] была впервые адаптирована к звездам типа Т Тельца Хартманном и др. [6]. Однако ее применение к звездам промежуточных масс типа Ae/Be Хербига столкнулось со следующим противоречием, отмеченным в статье Бема и Катала [26]. Как известно (см. например, [27]), при аккреции вещества на молодую звезду вблизи ее поверхности образуется, так называемый, пограничный слой, излучения которого вуалирует абсорбционный спектр звезды. Этот эффект хорошо известен в случае звезд типа Т Тельца, но не обнаружен у звезд Ae/Be Хербига [28]. Указанное противоречие поставило под сомнение применимость модели аккреции к звездам Ae/Be Хербига.

Полученные выше на основе анализа первых трех членов бальмеровской серии оценки темпа аккреции дают значения порядка  $10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . При таком темпе аккреции вклад пограничного слоя в излучение звезды слишком слаб, чтобы вызвать заметное вуалирование абсорбционных линий. Поэтому указанное выше противоречие снимается.

Снимается и другое противоречие, отмеченное в статье Хартманна и др. [29], связанное с большой оптической толщиной аккреционных дисков в непрерывном спектре: расчеты показывают, что в рассмотренных выше моделях аккреционных дисков при темпе аккреции, меньшем  $10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , оптическая толщина в экваториальной плоскости по томсоновскому рассеянию  $\tau_r$  не превышает  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Оптическая толщина в континууме на частоте бальмеровского скачка также весьма мала (около  $0.05$ ).

Выполненный анализ не позволяет наложить жесткие ограничения на температурный режим в аккреционном диске. Можно лишь сказать, что рассчитанные профили бальмеровских линий лучше согласуются с наблюдаемыми в моделях с убывающей наружу температурой при показателе  $n = -2-3$ . В большей части диска температура не превышает  $10^4 \text{ K}$ . Об этом свидетельствует, в частности, присутствие в спектрах

---

<sup>1</sup> Заметим, что при столь малых значениях  $\tau_r$  электронное рассеяние в околозвездном газовом диске не может быть источником поляризации, сравнимым с рассеянным излучением на частицах околозвездной пыли.

многих звезд типа UX Opi смещенной в красную сторону абсорбции в линии нейтрального натрия [9,11,18].<sup>1</sup>

В сравнительно тонком слое газа вблизи поверхности звезды температура повышается до значений порядка 15000 К и выше. В этой области образуется линия гелия 5876 Å. Анализ профиля этой линии показывает, что скорость вращения газа здесь заметно меньше, по сравнению с той областью аккреционного диска, в которой формируются крылья бальмеровских линий, и приближается к скорости вращения самой звезды (хотя и остается еще несколько выше последней). Естественно предположить, что такое резкое уменьшение скорости вращения аккрецирующего вещества обусловлено его взаимодействием с магнитосферой звезды, при котором часть кинетической энергии движения газа трансформируется в тепловую энергию.

6. *Заключение.* Суммируя сказанное выше, мы приходим к следующим выводам. Аккреционная оболочка не является устойчивым и непрерывным образованием, одинаковым по своей толщине на всем своем протяжении. Особенно сложная картина складывается, по-видимому, в непосредственной близости от звезды. Профили первых трех бальмеровских линий вполне удовлетворительно соответствуют наблюдаемым в моделях с достаточно низкими электронными температурами в основании оболочки (порядка  $10^4$  К). Тем не менее, сопоставление рассчитанных и наблюдаемых линий нейтрального гелия подразумевает присутствие очень тонкого плотного и горячего слоя вблизи поверхности звезды. Скорость вращения аккреционного диска, которая из моделирования водородных линий должна достигать максимального значения в этой области (около 300–400 км/с), оказывается существенно меньшей, если принять во внимание линию гелия (150–200 км/с). Этот факт может означать, что быстрое вращение аккрецирующего газа гасится магнитным полем звезды, достаточно сильным, чтобы таким образом влиять на газовый поток. Напряженность магнитного поля в этой области может быть оценена по известной формуле:  $\rho u^2/2 = H^2/8\pi$ . Подставляя сюда плотность вещества  $\rho$ , соответствующую концентрации газа в области образования линии гелия ( $n_H = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) и скорость вращения газа  $u = 300 \text{ км/с}$ , получаем  $H \approx 150 \text{ Гс}$ . Моделирование линий гелия приводит также к выводу, что "фактор покрытия" звезды областью формирования гелия весьма мал. Это означает, что такие области есть образования локальные, т.е. сама оболочка претерпевает разрыв вблизи звезды.

Не-ЛТР расчеты как водородных линий, так и линии нейтрального

<sup>1</sup> Существует предположение, что появление линии нейтрального натрия может быть связано с испарением пылевых облаков, появляющихся при близких прохождении планетозимальных тел.

гелия дают одинаковое ограничение на значение темпа аккреционного потока в оболочке звезд типа UX Ori. Его значения лежат в пределах  $10^{-8} - 10^{-9} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ .

Мы не ставили целью рассмотрение причин различного рода переменности профилей эмиссионных линий. Источником этой переменности могут быть как внешние причины (например, экранирование звезды непрозрачными пылевыми облаками, время от времени пересекающими луч зрения и закрывающими от наблюдателя часть оболочки и самой звезды [30]), так и внутренние причины, вызывающие изменение самого режима течения газа и, следовательно, изменения его параметров (темпа аккреции, скорости, температуры и т.д.).

Как уже говорилось во втором разделе статьи, околос звездные диски, окружающие молодые звезды Ae/Be Хербига, представляют собой более сложные образования, чем это следует из классических моделей дисковой аккреции. Они состоят из газо-пылевых фрагментов различного масштаба. Аккреция таких фрагментов неизбежно должна сопровождаться сильными флуктуациями температуры и плотности газа в аккреционном диске и приводить к переменности околос звездных линий.

<sup>1</sup> Пулковская астрономическая обсерватория

<sup>2</sup> Астрономический институт Санкт-Петербургского университета,

<sup>3</sup> Крымская астрофизическая обсерватория

## Non-LTE MODELS OF ACCRETION DISKS OF UX ORI TYPE STARS

L.V.TAMBOVTSEVA<sup>1</sup>, V.P.GRININ<sup>2,3</sup>, O.V.KOZLOVA<sup>1</sup>

Results of a non-LTE analysis of some spectral lines arising in accreting envelopes of the UX Ori - type stars have been presented. On the base of investigations of the first lines of the Balmer series the mass accretion rate has been estimated; it ranges from  $\dot{M}_a = 10^{-8}$  to  $10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . The gas temperature in this region is about 10000 K. In the close vicinity of the star there exists the hotter region with the temperature of more than 15000 K where the line of the neutral helium 5876Å observed in the spectra of these stars arises. This region has a small geometrical depth, covers a small part of the visible stellar disk and, apparently, represents places where accreting gas contacts the star. Low values of the rotation velocity in this region (150-200 km/s) implies the presence of the magnetic field strong enough to extinguish the rapid rotation of the stream. The magnetic strength in this region is about 150 Gs according to our estimates.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Appenzeller, I.Iankovics, R.Ostreicher*, *Astron. Astrophys.*, **141**, 108, 1984.
2. *Y.Uchida*, In: "ESO Workshop on Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects", ed. B.Reipurth, Garching: European Southern Observ., 1989, pp. 141-152.
3. *M.Camenzind*, *Rev. Modern Astron.*, **6**, 233, 1990.
4. *A.Königl*, *Astrophys. J.*, **370**, L39, 1991.
5. *F.H.Shu, J.Najita, S.P.Ruden, S.Lizano*, *Astrophys. J.*, **429**, 797, 1994.
6. *L.Hartmann, R.Hewett, N.Calvet*, *Astrophys. J.*, **426**, 669, 1994.
7. *T.Bohm, C.Catala*, *PASPC*, **62**, 26, 1994.
8. *М.А.Погодин*, *Астрофизика*, **32**, 371, 1990.
9. *V.P.Grinin, P.S.Thé, D. de Winter, M.Giampapa, A.N.Rostopchina, L.V.Tambovtseva, M. van den Ancker.*, *Astron. Astrophys.*, **392**, 165, 1994.
10. *J.A.Graham*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **104**, 479, 1992.
11. *C.Grady, M.R.Pérez, A.Talavera et al.*, *Astron. Astrophys. Supl. Ser.*, **120**, 157, 1996.
12. *M.Pérez, C.Grady, P.S. Thé*, *Astron. Astrophys.*, **274**, 381, 1993.
13. *V.P.Grinin*, in: "Cyclic variability of stellar winds", ESO Workshop, Munchen, 1998 (in press).
14. *В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина*, *Астрон. ж.*, **73**, 194, 1996.
15. *В.П.Гринин*, *Письма в Астрон. ж.*, **14**, 65, 1988.
16. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, N.Kh.Minikulov, G.P.Chernova, N.V.Voshchinnikov*, *Ap&SS*, **186**, 283, 1991.
17. *С.А.Ламзин*, *Астрон. ж.*, **66**, 1330, 1989.
18. *D.De Winter*, *Observational Aspects of Herbig Ae/Be stars*, Ph. D. Thesis, Amsterdam, 1995.
19. *J.E.Drew, D.Proga, J.M.Stone*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **296**, L6, 1998.
20. *V.P.Grinin, A.Natta, L.V.Tambovtseva*, *Astron. Astrophys.*, **313**, 857, 1996.
21. *В.П.Гринин, А.С.Мицкевич*, *Астрофизика*, **35**, 61, 1990.
22. *В.В.Соболев*, *Движущиеся оболочки звезд*, ЛГУ, Ленинград, 1947.
23. *R.L.Kurucz*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **40**, 1, 1979.
24. *G.J.Ferland*, *University of Kentucky, Internal Report*, 1993.
25. *V.P.Grinin et al.*, 1997 (готовится к печати).
26. *T.Bohm, C.Catala*, *Astron. Astrophys.*, **301**, 155, 1995.
27. *P.Hartigan, S.Kenyon, L.Hartmann et al.*, *Astrophys. J.*, **382**, 617, 1991.
28. *L.Ghandour, S.Strom, S.Edwards, L.Hillenbrand*, *ASP Conf. Ser.*, **62**, 1994, p.223.
29. *L.Hartmann, S.J.Kenyon, N.Calvet*, *Astrophys. J.*, **408**, 219, 1993.
30. *V.P.Grinin, L.V.Tambovtseva*, *Astron. Astrophys.*, **293**, 396, 1995.

УДК: 524.354.4

## К ТЕОРИИ РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ В РАМКАХ ОТО

М.В.АЙРАПЕТЯН, Д.М.СЕДРАКЯН

Поступила 26 ноября 1998

Рассмотрена динамика вращения двухкомпонентной системы в нейтронной звезде в рамках ОТО. Получены уравнения для угловых скоростей нормальной и сверхтекучей компонент в  $\Omega$ -приближении. Показано, что решения этих уравнений могут описать послескачковую релаксацию угловой скорости пульсаров.

1. *Введение.* Открытие пульсаров и их дальнейшее исследование радиоастрономическими методами привели к установлению интереснейших свойств этих компактных объектов. В частности, было установлено, что пульсары - быстровращающиеся звезды с вековым изменением угловой скорости вращения порядка  $|\dot{\Omega}_c|/\Omega_c \sim 10^{-13} + 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ . Во время замедления вращения угловая скорость имеет нерегулярное поведение: за короткое время (менее чем 2 минуты) величина  $\Omega_c(t)$  претерпевает скачки с относительным изменением порядка  $\Delta\Omega_c/\Omega_c \sim 10^{-6} + 10^{-9}$ , после чего происходит релаксация к предскачковому значению. Наиболее часто скачки угловой скорости вращения наблюдались у пульсара Vela (12 скачков), и, как показывают наблюдательные данные, характерные времена релаксации угловой скорости  $\Omega_c(t)$  меняются в довольно широком спектре от нескольких часов до порядка тысячи дней [1-3].

Для теоретического объяснения вышеуказанного поведения угловой скорости пульсаров необходимо рассмотреть динамику вращения двухкомпонентной сверхтекучей системы, возникающей при процессе остывания нейтронной звезды при температуре порядка  $10^8 - 10^9 \text{ К}$ . В сверхтекучее состояние переходят нейтроны во внутренней коре, а также нейтроны и протоны в ядре звезды, между тем как релятивистские электроны во всей звезде остаются нормальными. Из-за вращения звезды в нейтронной сверхтекучей жидкости возникает решетка квантовых вихревых нитей. Для описания релаксационного поведения угловой скорости пульсара Vela в теориях, развитых в работах [4-8], рассматривается динамика движения вихревой системы во внутренней коре нейтронной звезды. В работах [4-5] считается, что вихри пиннингованы к ядрам внутренней коры, и движение вихревой системы осуществляется

путем термически активизированного медленного крипа при температуре порядка  $T \sim 10^8$  К. Однако в [6-8] принимается, что вихри не могут быть сильно пиннингованы к случайным центрам пиннинга из-за большой жесткости вихря. Они в основном свободны, но двигаются со слабым трением, возникающим между вихрями и решеткой внутренней коры нейтронной звезды. Полученные времена релаксации угловой скорости пульсара в обеих теориях в основном совпадают с наблюдательными данными для пульсара Vela. Однако эти теории сталкиваются с такими определенными трудностями, как большая неопределенность параметров пиннинга и нехватка моментов инерции релаксационных областей [8,12].

Более приемлемая теория, согласующаяся с наблюдательными данными, была предложена в работах [9-11], где для объяснения как скачка, так и послескачковой релаксации угловой скорости пульсара Vela рассматривается динамика движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в ядре нейтронной звезды. Эффект увлечения протонов сверхтекучей нейтронной жидкостью приводит к возникновению кластера протонных вихрей с магнитным полем порядка  $10^{14}$  Гс. Из-за сильного взаимодействия между нормальной и сверхтекучей компонентами, обусловленного рассеянием релятивистских электронов на магнитном поле кластера, при любом отклонении вихревой решетки от равновесной конфигурации последует релаксационный процесс с характерными временами, охватывающими весь спектр наблюдательных времен для угловой скорости пульсара Vela.

Однако во всех вышеуказанных теориях исследования были проведены в плоском пространстве. Между тем, релятивистские и связанные с вращением поправки к результатам, полученным для вращающихся нейтронных звезд в ньютоновском приближении, могут быть до порядка 20%. Следовательно, окончательное рассмотрение динамики движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в нейтронной звезде необходимо провести в рамках Общей теории относительности.

Обобщение уравнений динамики движения двухкомпонентной сверхтекучей системы на случай искривленного гравитацией пространства было проведено в работах [13,14]. Полученные в этих работах уравнения могут быть использованы для описания послескачкового поведения угловой скорости пульсаров в рамках ОТО.

Цель данной статьи - получить уравнения для угловых скоростей сверхтекучей и нормальной компонент в ядре нейтронной звезды и их решения после скачка угловой скорости вращения звезды в рамках ОТО.

Будем полагать, что вращение звезды аксиально-симметрично, а поведение сверхтекучей компоненты можно описать в гидродинамическом приближении.

**2. Уравнения движения.** Как было сказано выше, уравнения движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в рамках ОТО

представляют собой обобщения соответствующих уравнений, полученных для плоского пространства [13,14]. Уравнение, выражающее закон сохранения циркуляции скорости вращающейся сверхтекучей жидкости, в ковариантном виде следующее:

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} e^{ijkl} \nabla_{[k} \mu_{l]} = -w \varepsilon^j. \quad (1)$$

Здесь  $\mu_l = \mu_s u_l(s)$  - 4-вектор импульса частиц сверхтекучей жидкости с эффективной массой  $\mu_s$ ,  $u_l(s)$  - вектор скорости сверхтекучей компоненты,  $\varepsilon^j = -u^i(L)v^j + u^j(L)v^i$ , где  $u^i(L)$  - 4-вектор скорости квантовых вихревых нитей;  $v^i$  - единичный вектор в направлении вихря;  $g$  - определитель метрического тензора  $g_{ik}$ . Величина  $w$ , входящая в уравнение (1), определяется как

$$w^2 = \frac{1}{2} w_j w^j,$$

где  $w_j = 2\nabla_{[i} \mu_{j]}$ .

Следующее уравнение представляет собой уравнение движения нейтронного вихря и выражает факт равенства силы Магнуса и силы трения, действующих на нейтронный вихрь. В искривленном пространстве это уравнение имеет вид:

$$n_s^i w_{ik} = \eta \perp_{kl} n_e^l. \quad (2)$$

Здесь  $n_s^i = n_s u^i(s)$ ,  $n_e^i = n_e u^i(e)$  - векторы плотностей числа частиц, где  $n_s$ ,  $u^i(s)$  и  $n_e$ ,  $u^i(e)$  - плотности числа частиц и векторы скоростей сверхтекучей и нормальной компонент соответственно,  $\perp_{kl} = g_{kl} - \varepsilon_{km} \varepsilon_{ml}$ ,  $\eta$  - коэффициент трения нейтронного вихря с нормальной компонентой.

И, наконец, уравнение релятивистского момента вращения для единичного объема внутри звезды имеет следующий вид:

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{-g} T_{s3}^0 + \sqrt{-g} T_{e3}^0) = -m(x^1, x^2), \quad (3)$$

где  $T_{ij}^s$  и  $T_{ij}^e$  - тензоры энергии-импульса сверхтекучей и нормальной компонент соответственно,  $m(x^1, x^2)$  - плотность внешнего момента сил, действующих на выделенный объем.

Уравнения (1) - (3) содержат в качестве неизвестных также компоненты  $g_{ik}$  метрического тензора. Чтобы замкнуть систему уравнений (1) - (3), вместе с ней надо решать уравнения Эйнштейна для нахождения компонентов метрического тензора  $g_{ik}$ :

$$G_k^i = 8\pi T_k^i. \quad (4)$$

3. Уравнения для  $\Omega_s(t)$  и  $\Omega_e(t)$  в  $\Omega$ -приближении. Решение уравнений (1) - (3) совместно с уравнением Эйнштейна (4) чрезвычайно сложно. Однако при некоторых упрощениях можно получить уравнения, описывающие поведение угловых скоростей нормальной и сверхтекучей

компонент  $\Omega_e(t)$  и  $\Omega_s(t)$  после скачка угловой скорости пульсара.

Будем полагать угловую скорость вращения пульсара малой величиной (точнее - малым параметром задачи является величина  $\Omega_e^2/8\pi\rho_c\chi \sim 10^{-5}$  для пульсара Vela, где  $\rho_c$  - центральная плотность звезды,  $\chi$  - гравитационная постоянная). Тогда, как показано в [14], из совместного решения уравнений (1) и (2) можно получить уравнение, определяющее временную зависимость  $\Omega_e(t)$ . В принятом нами  $\Omega$ -приближении, т.е. отбрасывая все члены, имеющие порядок  $\Omega^2$  и выше, оно имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \Omega_e}{\partial t} = -\frac{w^2 n_s}{u^0(e) n_e \pi \mu_s} (\Omega_e - \Omega_s). \quad (5)$$

При получении (5) учитывалось, что ввиду аксиально-симметричного вращения нейтронной звезды компоненты  $u^3(e)$  и  $u^3(s)$  скоростей нормальной и сверхтекучей компонент можно выразить через соответствующие угловые скорости  $\Omega_e$  и  $\Omega_s$  следующим образом:

$$\begin{aligned} u^3(e) &= \Omega_e u^0(e), \\ u^3(s) &= \Omega_s u^0(s). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь необходимо отметить, что компоненты  $g_{ik}$  метрического тензора в общем случае зависят от времени. Но так как времена наблюдений за поведением угловых скоростей пульсаров малы по сравнению с их временами жизни ( $t_{\text{набл}}/\tau_0 \sim 10^{-3}$  для пульсара Vela), а во время скачка относительные изменения угловой скорости пульсара малы и распределение масс внутри звезды существенно не меняется, будем пренебрегать временной зависимостью компонент метрического тензора, т.е. будем полагать  $\partial g_{ik}/\partial t = 0$ , что и было сделано при получении (5).

Выражение для неизвестной величины  $w$ , входящей в (4), можно получить, воспользовавшись тем, что единичный вектор  $v^i$  в направлении вихря имеет компоненты  $(0, v^1, v^2, 0)$  в сферических координатах  $(R, \theta, \phi)$ , причем:

$$g_{11}(v^1)^2 + g_{22}(v^2)^2 = 1 \quad (7)$$

Умножая уравнение (1) на  $\delta^0, \delta^1$ , и  $\delta^0, \delta^2$ , и суммируя, получим соответственно:

$$\frac{\mu_s}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial \theta} u^0(s) (g_{03} + \Omega_s g_{33}) = w u^0(L) v^1, \quad (8)$$

$$\frac{\mu_s}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial R} u^0(s) (g_{03} + \Omega_s g_{33}) = -w u^0(L) v^2. \quad (9)$$

Подставляя (8) и (9) в (7), для  $w^2$  получим выражение:

$$w^2 = \frac{\mu_s^2}{u^0(L)^2} \left\{ \frac{g_{11}}{-g} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} u^0(s) (g_{03} + \Omega_s g_{33}) \right]^2 + \frac{g_{22}}{-g} \left[ \frac{\partial}{\partial R} u^0(s) (g_{03} + \Omega_s g_{33}) \right]^2 \right\}. \quad (10)$$

В дальнейшем нам понадобятся выражения для метрического тензора  $g_{\mu}$ . В сферических координатах  $(R, \theta, \varphi)$  в принятом нами  $\Omega$ -приближении эти компоненты можно выбрать следующим образом:

$$g_{00} = -e^{\nu}, \quad g_{11} = e^{\lambda}, \quad g_{22} = R^2, \quad g_{33} = R^2 \sin^2 \theta, \quad g_{33} = \omega R^2 \sin^2 \theta. \quad (11)$$

Как было сказано выше, неизвестные функции  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $\omega$  находятся из уравнений Эйнштейна (4). Решения уравнений (4) изучались в многочисленных работах (см., например, [15]) в связи с задачами нахождения равновесных конфигураций вращающихся нейтронных звезд и их интегральных характеристик. Однако в них не было учтено наличие сверхтекучей компоненты внутри звезды, вращающейся с угловой скоростью  $\Omega_s(R, \theta) \neq \Omega_c$ . Угловая скорость сверхтекучей компоненты должна входить в левую часть уравнений Эйнштейна (4), что сделает их решение чрезвычайно сложным. Будем предполагать, что во время эволюции звезды угловая скорость сверхтекучей компоненты мало отличается от угловой скорости вращения нормальной компоненты. Тогда, при решении уравнений Эйнштейна (4) можно считать, что звезда вращается как целое с постоянной скоростью. Как показано в [15], в этом случае функции  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $\omega$  являются функциями только от  $R$  и являются решениями соответствующих уравнений при заданном уравнении состояния. Таким образом, в дальнейшем будем считать компоненты метрического тензора заданными функциями от  $R$ . С учетом (11) можно получить, что в  $\Omega$ -приближении

$$-g = -g_{00} g_{11} g_{22} g_{33}, \quad (12)$$

а также

$$u^0(s) = u^0(e) = \frac{1}{\sqrt{-g_{00}}} = e^{-\nu/2}, \quad (13)$$

что следует из условия

$$u^i(s) u_i(s) = u^i(e) u_i(e) = -1.$$

Чтобы получить окончательное выражение для  $w^2$ , необходимо найти компоненту  $u^0(L)$  скорости вихря. Как показано в [14], из уравнения (2) движения вихря можно получить два уравнения, определяющие компоненты  $u^2(L)$  и  $u^3(L)$  скорости вихря. Эти уравнения имеют вид:

$$\frac{\perp_{03}}{\perp_{33}} = -\frac{\Omega_c + \kappa^2 \Omega_s}{1 + \kappa^2}, \quad (14)$$

$$\frac{1}{w} \frac{w_{03}}{\perp_{33}} = \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} (\Omega_s - \Omega_c), \quad (15)$$

где

$$\kappa = \frac{n_s u^0(s) w}{n_e u^0(e) \eta}.$$

При больших значениях коэффициента трения  $\eta$ , а именно этот случай

осуществляется в ядре нейтронной звезды [10], имеем  $\kappa \ll 1$ . Тогда уравнения (14) и (15) примут вид:

$$\perp_{03} = -\Omega_e \perp_{33}, \quad (16)$$

$$w_{03} = \kappa w(\Omega_e - \Omega_e). \quad (17)$$

Эти уравнения более удобно записать в цилиндрических координатах  $(z, r, \varphi)$ , где вектор  $v^i$  имеет компоненты  $(0, v', 0, 0)$ , причем  $v^1 = 1/\sqrt{g'_{11}}$ , где  $g'_a$  - компоненты метрического тензора в цилиндрических координатах. Подставляя в (16) и (17) соответствующие значения для  $\perp_{03}$ ,  $\perp_{33}$  и  $w_{03}$  по ранее указанным определениям, получаем:

$$\frac{g'_{03} + u_0(L)u_3(L)}{g'_{33} + u_3(L)u_3(L)} = -\Omega_e, \quad (18)$$

$$\frac{\sqrt{-g'} u^2(L)v^1}{g'_{33} + u_3(L)u_3(L)} = \kappa(\Omega_e - \Omega_e). \quad (19)$$

Для компонент скорости вихря  $u^i(L)$  имеем также условие

$$u_0(L)u^0(L) + u_2(L)u^2(L) + u_3(L)u^3(L) = -1. \quad (20)$$

Ясно, что вдоль направления вихря сила Магнуса и сила трения меняются из-за изменения плотности вещества и коэффициента трения  $\eta$ . Это может привести к отклонению вихря от направления, параллельного оси  $OZ$ . Однако вследствие большой жесткости вихря [6-8,14] можно считать, что они остаются параллельными оси  $Oz$ , т.е. в цилиндрических координатах  $(z, r, \varphi)$  имеем  $u^1(L) = 0$ .

С учетом (20), уравнения (18) и (19) можно преобразовать к следующему удобному виду:

$$u_3(L) = \frac{g'_{03} + \Omega_e g'_{33}}{g'_{00} + \Omega_e g'_{03}} u_0(L) c, \quad (21)$$

$$\sqrt{\frac{-g'}{g'_{11}}} u^2(L) = \kappa(\Omega_e - \Omega_e) u^0(L) u_0(L) \frac{g'_{02} - g'_{00}g'_{33}}{g'_{00} + \Omega_e g'_{03}} c, \quad (22)$$

где

$$c = 1 + \frac{u_2(L)u^2(L)}{u_0(L)u^0(L)}.$$

Как видно из (22),  $u^2(L) \sim (\Omega_e - \Omega_e)$ , следовательно можно принять, что  $u_2(L)u^2(L)/u_0(L)u^0(L) \ll 1$  и  $c \approx 1$ . С учетом этого, а также того факта, что при преобразовании координат компонента  $g'_{03}$  остается пропорциональной  $\Omega_e$ , поскольку в сферических координатах  $g_{03} \sim \omega \sim \Omega_e$ , из (21) и (22) в  $\Omega_e$ -приближении получаем:

$$u_3(L) = \frac{g'_{03} + \Omega_e g'_{33}}{g'_{00}} u_0(L), \quad (23)$$

$$u^2(L) = -\sqrt{\frac{-g'_{11}}{g'}} \kappa(\Omega_s - \Omega_e) u^0(L) u_0(L) g'_{33}. \quad (24)$$

Преобразуя условие (20) к следующему виду:

$$g'_{00} u^0(L)^2 - \frac{g'^2_{03}}{g'_{33}} u^0(L)^2 + g'^2_{22} u^2(L)^2 + \frac{u_3(L)^2}{g'_{33}} = -1, \quad (25)$$

можно увидеть, что с учетом (23) и (24), все члены этой суммы, кроме первого, имеют порядок  $\Omega^2$ , следовательно ими можно пренебречь. Тогда из (25) получаем

$$u^0(L) = \frac{1}{\sqrt{-g'_{00}}}. \quad (26)$$

Напомним, что это выражение для  $u^0(L)$  получено в цилиндрических координатах. Очевидно, что при преобразовании координат  $(z, r, \varphi) \rightarrow (R, \theta, \varphi)$  компонента  $g_{00}$  не меняется, следовательно, выражение (26) имеет место также в сферических координатах, т.е.

$$u^0(L) = \frac{1}{\sqrt{-g_{00}}} = e^{-\gamma/2}. \quad (27)$$

Таким образом, учитывая (11-13) и (27), а также то, что функции  $v, \lambda, \omega$  зависят только от  $R$ , из (10) для  $w^2$  имеем:

$$w^2 = 4\mu_s^2 (\omega + \Omega_s)^2 e^{-\nu} \left\{ \cos^2 \theta + \left[ 1 + \frac{R}{2} \frac{\partial}{\partial R} \ln e^{-\gamma/2} (\omega + \Omega_s) \right]^2 \sin^2 \theta \right\}. \quad (28)$$

Так как  $\Omega_s \approx \Omega_e$ , и значения функций  $v = v(R)$  и  $\omega = \omega(R)$  слабо зависят от  $R$  внутри звезды [15], то такую же зависимость от  $R$  будет иметь величина  $\ln e^{-\gamma/2} (\omega + \Omega_s)$ . Тогда можно пренебречь также ее производной по  $R$ , и для величины  $w^2$  окончательно получаем:

$$w = 2\mu_s \Omega_e (1+q) e^{-\gamma/2}. \quad (29)$$

Подставляя полученное нами выражение (29) в (5) и обозначая

$$\begin{aligned} \Delta\Omega &= \Omega_s - \Omega_e, \\ \frac{1}{\tau} &= \frac{4n_s \mu_s}{n_e \eta} \Omega_e^2 (1+q)^2 e^{-\gamma/2}, \end{aligned} \quad (30)$$

получаем уравнение:

$$\frac{d\Omega_e}{dt} = -\frac{\partial \Delta\Omega}{\partial t} - \frac{\Delta\Omega}{\tau} \quad (31)$$

для определения послескачкового поведения угловой скорости сверхтекучей компоненты. То же самое уравнение было получено в работе [9] при рассмотрении динамики вращения двухкомпонентной сверхтекучей системы в случае плоского пространства. Времена релаксаций из [9]

можно получить из (30) переходом к ньютоновскому случаю подстановкой  $\mu_s \rightarrow 2m_n$ ,  $\nu \rightarrow 0$  и  $q \rightarrow 0$ , где  $m_n$  - масса нейтрона.

Уравнение для угловой скорости нормальной компоненты можно получить из (3) следующим образом. Выражения для компонент тензоров энергии-импульса сверхтекучей и нормальной компонент имеют вид:

$$\begin{aligned} T_{s3}^0 &= \mu_s n_s u^0(s) u_3(s) = \mu_s n_s u^0(s)^2 (g_{03} + \Omega_s g_{33}) = \\ &= \mu_s n_s u^0(s)^2 g_{33} \frac{\omega + \Omega_s}{\Omega_s} \Omega_s, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} T_{e3}^0 &= \mu_e n_e u^0(e) u_3(e) = \mu_e n_e u^0(e)^2 (g_{03} + \Omega_e g_{33}) = \\ &= \mu_e n_e u^0(e)^2 g_{33} \frac{\omega + \Omega_e}{\Omega_e} \Omega_e. \end{aligned} \quad (33)$$

Как известно [17], угловой момент вращения вещества в сферическом объеме радиуса  $R$  определяется как

$$K = \int T_3^0 \sqrt{-g} dV, \quad (34)$$

где

$$T_3^0 = T_{s3}^0 + T_{e3}^0. \quad (35)$$

Подставляя в (35) выражения для  $T_{s3}^0$  и  $T_{e3}^0$  из (32) и (33) и используя (11) и (13), получаем:

$$T_3^0 = \mu_s n_s e^{-\nu} R^2 \sin^2 \theta (\Omega_s + \omega) + \mu_e n_e e^{-\nu} R^2 \sin^2 \theta (\Omega_e + \omega). \quad (36)$$

Подставляя выражения  $\sqrt{-g} = e^{(\nu+\lambda)/2} R^2 \sin \theta$  и (36) в (34) и интегрируя угловую часть, получим зависимость углового момента вращения от  $R$ :

$$\begin{aligned} K(R) &= \frac{8\pi}{3} \int_0^R \mu_s n_s R^4 (\Omega_s + \omega) e^{(\lambda-\nu)/2} dR + \\ &+ \frac{8\pi}{3} \int_0^R \mu_e n_e R^4 (\Omega_e + \omega) e^{(\lambda-\nu)/2} dR = K_s + K_e, \end{aligned} \quad (37)$$

где  $K_s$  и  $K_e$  - угловые моменты вращения сверхтекучей и нормальной частей соответственно, внутри выделенного объема.

Из (37) можно получить, что

$$\frac{dK_s}{dR} = \frac{8\pi}{3} \mu_s n_s R^4 (\Omega_s + \omega) e^{(\lambda-\nu)/2}, \quad (38)$$

$$\frac{dK_e}{dR} = \frac{8\pi}{3} \mu_e n_e R^4 (\Omega_e + \omega) e^{(\lambda-\nu)/2}. \quad (39)$$

Определим моменты инерции сверхтекучей и нормальной частей элемента объема как

$$dI_s = \frac{dK_s}{\Omega_s}, \quad dI_e = \frac{dK_e}{\Omega_e}. \quad (40)$$

Тогда для определения  $I_s$  и  $I_e$  в зависимости от  $R$  получим соответствующие уравнения:

$$\frac{d I_s}{d R} = \frac{8 \pi}{3} \mu_s n_s R^4 \frac{\omega + \Omega_s}{\Omega_s} e^{(\lambda-v)/2}, \quad (41)$$

$$\frac{d I_e}{d R} = \frac{8 \pi}{3} \mu_e n_e R^4 \frac{\omega + \Omega_e}{\Omega_e} e^{(\lambda-v)/2}, \quad (42)$$

начальные условия для которых имеют вид:  $I_s(0) = I_e(0) = 0$ .

Интегрируя уравнение (3) по объему, с учетом (32) и (33), а также используя уравнения (41) и (42), окончательно получаем:

$$\int \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} d I_s + \frac{d \Omega_e}{d t} \int d I_e = -K_{ext}, \quad (43)$$

где  $K_{ext}$  - внешний тормозящий момент сил, действующих на звезду. Здесь, как и выше, мы пренебрегли также временной зависимостью компонент метрического тензора  $g_{ik}$ . Введем обозначения

$$p_0 dy = \frac{d I_s}{I}, \quad \gamma = \frac{K_{ext}}{I}, \quad (44)$$

где  $I$  - полный момент инерции звезды,  $p_0$  - относительный момент инерции сверхтекучей компоненты. Тогда, с учетом (30) и (44), уравнение (43) примет вид:

$$\frac{d \Omega_e}{d t} + p_0 \int_0^1 \frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} dy = -\gamma. \quad (45)$$

Таким образом, уравнения (31) и (45), совместно с уравнениями Эйнштейна (4) определяют динамику вращения двухкомпонентной сверхтекучей системы в рамках ОТО в  $\Omega$ -приближении.

4. *Решение уравнений.* Совместное решение уравнений (31) и (45) представляет собой большую трудность. Однако, основываясь на работах [10,16], можно сделать несколько предположений, допускающих решение этих уравнений. В этих работах было вычислено время релаксации звезды в зависимости от плотности вещества после скачка угловой скорости нормальной компоненты. Внутри звезды существуют две существенно разные области. В первой из них, при  $\rho \leq 7 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, включающей в себя также внутреннюю кору [5], время релаксации  $\tau$  меньше времени жизни пульсара  $\tau_0$ :  $\tau \leq \tau_0$  (для пульсара Vela  $\tau_0 \approx 10^4$  лет), а во второй области, где  $7 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>  $\leq \rho \leq 8.43 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, имеем  $\tau \geq \tau_0$ . Так как в окрестности значения плотности  $\rho = 7 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> при малых ее изменениях значение  $\tau$  меняется достаточно быстро, то можно принять, что при  $\rho \leq 7 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> выполняется условие  $\tau \ll \tau_0$ , а при  $7 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>  $\leq \rho \leq 8.43 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> - условие  $\tau \gg \tau_0$ . Из вышепринятого следует, что в первой из областей

в течение времени жизни пульсара должно создаваться такое распределение вихрей, что угловые скорости  $\Omega_1(t)$  и  $\Omega_2(t)$  сверхтекучей и нормальной компонент имеют одинаковый темп замедления под воздействием внешнего тормозящего момента сил, т.е.  $\dot{\Omega}_1(t) = \dot{\Omega}_2(t)$ , следовательно  $\partial\Delta\Omega/\partial t = 0$  в этой области. Будем считать, что это распределение вихрей меняется во время скачка только в тех частях этой области, которые ответственны за скачок и послескачковую релаксацию угловой скорости пульсара, т.е.  $\partial\Delta\Omega/\partial t \neq 0$  в этих частях. Во второй же области начальное распределение вихрей не меняется в течение жизни пульсара, следовательно, угловая скорость  $\Omega_1(t)$  сверхтекучей компоненты также не меняется в течение этого времени, т.е.  $\Omega_1(t) = \text{const}$  в этой области. Отметим здесь также, что при решении уравнений Эйнштейна (4) мы приняли, что угловая скорость  $\Omega_1(t)$  сверхтекучей компоненты мало отличается от угловой скорости  $\Omega_2(t)$  нормальной компоненты. Это условие может выполняться в зависимости от того, какова была угловая скорость вращения пульсара при переходе нейтронной жидкости в сверхтекучее состояние во время эволюции звезды. Если принять, что тогда нейтронная звезда вращалась как целое, с угловой скоростью, мало отличающейся от настоящего значения ( $\sim 100$  об/с), то в течение эволюции звезды величина  $\Omega_1(t)$  также будет мало отличаться от  $\Omega_2(t)$  внутри всей звезды.

Обозначим относительный момент инерции сверхтекучей части в области, где  $\tau \ll \tau_0$ , через  $\beta\rho_0$ . Как показывают наблюдения, послескачковый релаксационный процесс происходит с характерными временами от нескольких часов до нескольких сот дней. Обозначим через  $\alpha\rho_0$  относительный момент инерции сверхтекучей части той области, которая ответственна за релаксационное поведение угловой скорости пульсара. Очевидно, что  $\alpha \ll \beta < 1$ , так как  $\tau_{\text{релакс}} \ll \tau_0$ . Таким образом, в области изменения переменной  $y$  величина  $\partial\Delta\Omega/\partial t$  имеет следующие значения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t} &\neq 0, \text{ при } 0 \leq y \leq \alpha, \\ \frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t} &= 0, \text{ при } \beta - \alpha \leq y \leq \beta, \\ \frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t} &= -\frac{d\Omega_2}{dt}, \text{ при } 1 - \beta \leq y \leq 1. \end{aligned} \quad (46)$$

Подстановка (46) в уравнение (45) приводит к следующему результату:

$$\frac{\partial\Omega_2}{\partial t} + \frac{\rho_0}{1 - (1 - \beta)\rho_0} \int_0^\alpha \frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t} dy = -\frac{\gamma}{1 - (1 - \beta)\rho_0}. \quad (47)$$

Систему уравнений (31) и (47) можно решить методом последовательных приближений. Так, предполагая, что  $1 - (1 - \beta)\rho_0 \gg \alpha\rho_0$ , из (47),

пренебрегая вторым слагаемым по сравнению с первым, получаем:

$$\frac{d\Omega_{\tau}}{dt} = -\frac{\gamma}{1 - (1 - \beta)p_0}, \quad (48)$$

Подставим (48) в (31). Тогда, при начальном условии  $\Delta\Omega(0) = \Delta\Omega_0$ , решение для  $\Delta\Omega$  имеет вид:

$$\Delta\Omega - \Delta\Omega_0 = \left( \frac{\gamma\tau}{1 - (1 - \beta)p_0} - \Delta\Omega_0 \right) (1 - e^{-t/\tau}) = (\Delta\Omega^0 - \Delta\Omega_0)(1 - e^{-t/\tau}), \quad (49)$$

где  $\Delta\Omega^0 = \frac{\gamma\tau}{1 - (1 - \beta)p_0}$  - стационарное значение  $\Delta\Omega$  при  $t \rightarrow \infty$ . Подставляя (49) в уравнение (47) и интегрируя, для  $\Omega_{\tau}(t)$  получаем:

$$\begin{aligned} \Omega_{\tau}(t) - \Omega_{\tau}(0) = & -\frac{p_0}{1 - (1 - \beta)p_0} \int_0^{\alpha} (\Delta\Omega^0 - \Delta\Omega_0)(1 - e^{-t/\tau}) dy - \\ & - \frac{1}{1 - (1 - \beta)p_0} \int \gamma(t) dt, \end{aligned} \quad (50)$$

где  $\Omega_{\tau}(0)$  - начальное значение угловой скорости пульсара сразу после скачка. Из (50) для наблюдаемой величины  $\dot{\Omega}_{\tau}(t)$  получаем:

$$\dot{\Omega}_{\tau}(t) = -\frac{p_0}{1 - (1 - \beta)p_0} \int_0^{\alpha} \Delta\Omega_{\tau} \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dy - \frac{\gamma}{1 - (1 - \beta)p_0}, \quad (51)$$

где  $\Delta\Omega_{\tau}$  - величина скачка угловой скорости пульсара.

Таким образом, формулой (51), определяющей измеряемую величину  $\dot{\Omega}_{\tau}$ , можно описать наблюдаемую релаксацию угловой скорости пульсаров. Для этого, на основе модели нейтронной звезды, необходимо найти зависимость характерного времени релаксации  $\tau$  от плотности вещества. Формула (30) дает эту зависимость в рамках ОТО.

Ереванский государственный  
университет, Армения

## ON THE THEORY OF RELAXATION OF THE PULSARS' ANGULAR VELOCITY IN FRAME OF GRT

M.V.HAIRAPETIAN, D.M.SEDRAKIAN

The dynamics of the rotating two-component system in the neutron star is considered in frame of GRT. Equations for angular velocities of the normal

and superfluid components are derived in  $\Omega$ -approximation. It is shown, that the solutions of this equations can describe the postjump relaxation of the pulsar's angular velocity.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.M.Cordes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorff*, *Astrophys. J.*, **330**, 841, 1988.
2. *A.G.Lyne*, *Nature*, **326**, 569, 1987.
3. *P.M.McCulloch, P.A.Hamilton, P.McDonnel, F.A.King*, *Nature*, **346**, 822, 1990.
4. *M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham*, *Astrophys. J.*, **276**, 325, 1984.
5. *M.A.Alpar, H.F.Chou, K.S.Cheng, D.Pines*, *Astrophys. J.*, **409**, 345, 1993.
6. *P.B.Jones*, *Mon. Notis. Roy. Astron. Soc.*, **243**, 257, 1990.
7. *P.B.Jones*, *Mon. Notis. Roy. Astron. Soc.*, **246**, 315, 1990.
8. *P.B.Jones*, *Mon. Notis. Roy. Astron. Soc.*, **263**, 619, 1993.
9. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **102**, 721, 1992.
10. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
11. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian*, *Astrophys. J.*, **447**, 324, 1995.
12. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **40**, 67, 1997.
13. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, **40**, 403, 1997.
14. *D.Langlois, D.M.Sedrakian, B.Carter*, *Mon. Notis. Roy. Astron. Soc.*, 1998 (in press).
15. *Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.Б.Чубарян*, *Астрон. ж.*, **48**, 496, 1971.
16. *Д.М.Седракян, К.Шахабасян, Ю.Брук*, *Астрофизика*, **40**, 497, 1997.
17. *J.V.Hartle*, *Astrophys. J.*, **150**, 1005, 1967.

УДК: 524.7: 539.12

## ДВУХФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ И АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР. I. КИНЕМАТИКА И СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ

Д.И. НАГИРНЕР

Поступила 10 сентября 1998

Принята к печати 15 октября 1998

Подробно рассмотрена кинематика процессов рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар, т.е. определение и преобразования импульсов и энергий частиц и фотонов при переходе из произвольной системы отсчета в систему центра масс частиц и обратно. Обнаружена возможность неоднозначности длины импульсов частиц в определенных направлениях при рождении пары. Дается интерпретация этой неоднозначности и способ ее обойти. Выявляются инвариантные величины и наиболее удобные переменные для вычисления различных интегралов. Затем приводятся дифференциальные и полные сечения процессов и вычисляются средние частоты и дисперсии частот фотонов, образующихся при аннигиляции.

1. *Введение.* В релятивистских астрофизических объектах, таких, как активные ядра галактик (АЯГ), короны и внутренние области аккреционных дисков вокруг нейтронных звезд и черных дыр, наряду с комптоновским рассеянием большую роль играют процессы, связанные с электрон-позитронными парами. В ходе комптонизации фотоны набирают энергию и становятся способными рождать пары. Последующая их аннигиляция порождает каскадные переходы фотонов в частицы и обратно. Эти процессы учитываются при расчетах моделей АЯГ [1-3] и дисков [4,5], а также интерпретации наблюдений гамма-всплесков [3] и компактных рентгеновских источников [6], в спектрах которых обнаружена аннигиляционная деталь.

Двухфотонные процессы рождения и аннигиляции пар изучались в работах [7-9]. Выражения для излучательной способности электрон-позитронного газа и для коэффициента поглощения при рождении пар были получены в статьях [10-12], результаты которых широко используются.

Настоящая работа состоит из двух частей. В первой части подробно рассматривается кинематика процессов рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар. Приводятся выражения для импульсов фотонов через импульсы частиц при аннигиляции и для импульсов частиц через импульсы фотонов при рождении пары. Эти выражения рассматриваются

в произвольной системе отсчета и в системе центра масс частиц. Обнаружена возможность неоднозначности длины импульсов частиц в определенных направлениях при рождении пары. Выясняется причина этой неоднозначности и способ ее обойти. Выявляются инвариантные величины и подходящие переменные для вычисления различных интегралов. Приводятся дифференциальные и полные сечения процессов и вычисляются средние частоты и дисперсии частот фотонов, образующихся при аннигиляции.

Во второй части составлено кинетическое уравнение, описывающее эволюцию спектра фотонов в результате двухфотонных процессов рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар. Газы фотонов и частиц могут быть вырождены, так что в уравнение включены вынужденные процессы.

Отличие этой работы от указанных работ Р.Свенсона заключается в том, что в ней более подробно рассмотрена кинематика процессов, в частности, описаны базисы систем отсчета и преобразования импульсов при переходе из одной системы в другую, вычислены средние частоты излучаемых при аннигиляции фотонов, учитываются вынужденные процессы (во второй части), а также в том, что результаты представлены в форме, аналогичной той, которая использовалась в наших работах, посвященных комптоновскому рассеянию (см. обзор [13]).

Для краткости в первой части нами применяются только безразмерные обозначения, близкие к применявшимся в упомянутых статьях о комптоновском рассеянии. Многие величины обозначаются теми же буквами, однако некоторые обозначения относятся не к тем же, а к аналогичным величинам. Используется система единиц, в которой постоянная Планка  $\hbar$ , масса электрона  $m$  и скорость света  $c$  равны единице.

**2. Обозначения и законы сохранения.** В этом разделе приведем формулы и соотношения, общие для обоих двухфотонных процессов: аннигиляции и рождения электрон-позитронной пары.

Обозначим импульс электрона или позитрона (которые будем называть для определенности частицами) в произвольной системе отсчета через  $m\vec{c}\bar{z}$ , а соответствующий четырехмерный вектор через  $\underline{z} = \{\gamma, \bar{z}\}$ ,  $\bar{z} = z\bar{\omega}$ , причем  $z = |\bar{z}| \geq 0$ . Импульс фотона будем обозначать  $m\vec{c}\bar{\omega}$ ,  $|\bar{\omega}| = 1$ , а его четырехмерный импульс  $\underline{x} = \{x, \bar{x}\}$ .

Для различения характеристик электронов и позитронов будем снабжать все величины, характеризующие их, индексами  $\mp$  в соответствии со знаком их заряда, например,  $\underline{z}_{\mp}$ . Что касается участвующих в реакциях фотонов, то они равноправны, но за одним из них мы будем следить, т.е. для него будет формулироваться кинетическое уравнение и т.п. Его будем называть основным и приводить его характеристики без числовых

индексов. Все величины, относящиеся ко второму фотону, будем отмечать снизу индексом 1.

Введем безразмерные обозначения для сумм импульсов и для скалярных произведений

$$\underline{s} = \{s_0, \bar{s}\} = \underline{z}_+ + \underline{z}_- = \{\gamma_+ + \gamma_-, \bar{z}_+ + \bar{z}_-\}, \quad \underline{x}\underline{x}_1 = q, \quad \underline{z}_+ \underline{x} = \xi, \quad \underline{z}_- \underline{x}_1 = \xi_1. \quad (1)$$

Обозначим также косинусы углов между направлениями импульсов частиц и импульсов фотонов:  $\zeta = \bar{\Omega}_+ \bar{\Omega}_-$ ,  $\mu = \bar{\omega} \bar{\omega}_1$ . Тогда  $\bar{z}_+ \bar{z}_- = z_+ z_- \zeta$ ,  $\bar{x}\bar{x}_1 = x x_1 \mu$ ,  $q = x x_1 (1 - \mu)$ .

При рождении пары электрон-позитрон двумя фотонами и при обратном процессе - двухфотонной аннигиляции - выполняются законы сохранения энергии и импульса. В принятых обозначениях законы сохранения выглядят так:

$$\underline{z}_+ + \underline{z}_- = \underline{x} + \underline{x}_1 = \underline{s}, \quad \gamma_+ + \gamma_- = x + x_1 = s_0, \quad z_+ \bar{\Omega}_+ + z_- \bar{\Omega}_- = x \bar{\omega} + x_1 \bar{\omega}_1 = \bar{s}, \quad (2)$$

а следствия из законов сохранения запишутся в виде

$$s_0^2 - s^2 = 2q, \quad \underline{z}_+ \underline{s} = \underline{z}_- \underline{s} = \underline{x}\underline{s} = \underline{x}_1 \underline{s} = \xi + \xi_1 = q, \quad (3)$$

$$\underline{z}_+ \underline{x} = \underline{z}_+ \underline{x}_1 = \xi, \quad \underline{z}_- \bar{x}_1 = \underline{z}_- \bar{x} = \xi_1,$$

$$s^2 = x^2 + x_1^2 + 2x x_1 \mu = z^2 + z_+^2 + 2z_- z_- \zeta, \quad \underline{z}_+ \underline{z}_- = \gamma_+ \gamma_- - z_+ z_- \zeta = q - 1. \quad (4)$$

Из первого соотношения в (3) вытекает условие, которое накладывает-ся на значения параметров  $s_0$  и  $q$ :

$$s^2 = s_0^2 - 2q \geq 0, \quad s_0 \geq \sqrt{2q}. \quad (5)$$

Значения  $s = 0$ ,  $s_0 = \sqrt{2q}$  отвечают системе центра масс.

3. *Импульсы при аннигиляции.* Перейдем к рассмотрению процес-са аннигиляции, т.е. будем считать заданными импульсы частиц.

Построим в выбранной системе отсчета ортонормированный базис, приняв за направление оси аппликат  $\bar{e}_3$  вектор  $\bar{s}$ . В качестве направ-ления второго орта возьмем векторное произведение  $\bar{\Omega}_+ \times \bar{\Omega}_-$ , так что ось ординат будет ортогональна векторам  $\bar{\Omega}_+$  и  $\bar{\Omega}_-$  (и тем самым векторам  $\bar{s}$  и  $\bar{e}_3$ ). Ось абсцисс направлена по проекции импульса электрона на плоскость, перпендикулярную  $\bar{s}$ . Таким образом, орты базиса выражают-ся через характеристики частиц и, следовательно, будут основными при описании процесса аннигиляции:

$$\bar{e}_1^p = \frac{1}{s\sqrt{1-\zeta^2}} \left[ (z_+ + z_- \zeta) \bar{\Omega}_- - (z_- + z_+ \zeta) \bar{\Omega}_+ \right],$$

$$\bar{e}_2^p = \frac{\bar{\Omega}_+ \times \bar{\Omega}_-}{\sqrt{1-\zeta^2}}, \quad \bar{e}_3^p = \bar{e}_3 = \frac{\bar{s}}{s} = \frac{z_+ \bar{\Omega}_+ + z_- \bar{\Omega}_-}{s}. \quad (6)$$

При таком определении базиса

$$\bar{\Omega}_\pm = \frac{1}{s} \left[ (z_\pm + z_\mp \zeta) \bar{e}_3 \mp z_\mp \sqrt{1-\zeta^2} \bar{e}_1^p \right]. \quad (7)$$

Получим теперь соотношения, связывающие импульсы фотонов с импульсами частиц с массой. Напомним, что при аннигиляции заданными величинами являются  $\bar{z}_\pm$  и, следовательно,  $z_\pm$ ,  $\gamma_\pm$ ,  $\bar{\Omega}_\pm$ ,  $\zeta$ ,  $\bar{s}$ ,  $s_0$ , а также величина  $q$  и орты базиса (6). Поскольку законов сохранения 4, а параметров излучаемых фотонов 6, то независимыми из них являются только 2. Удобно выбрать в качестве этих независимых параметров два полярных угла, характеризующих направление одного из фотонов, а именно, того, который мы назвали условно основным и не отмечаем относящиеся к нему величины никакими числовыми индексами. Положим ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ,  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ )

$$\bar{\omega} = \sin\theta (\cos\varphi \bar{e}_1^p + \sin\varphi \bar{e}_2^p) + \cos\theta \bar{e}_3. \quad (8)$$

Величина импульса (т.е. частота) основного фотона может быть найдена из второго соотношения в (3):

$$x = \frac{q}{s_0 - s \cos\theta}. \quad (9)$$

Частота второго фотона находится сразу же из закона сохранения энергии:

$$x_1 = s_0 - x = \frac{s^2 + q - s s_0 \cos\theta}{s_0 - s \cos\theta} = \frac{s_0^2 + s^2 - 2 s s_0 \cos\theta}{2(s_0 - s \cos\theta)}. \quad (10)$$

Из закона сохранения импульса находим и направление второго фотона

$$\bar{\omega}_1 = \frac{\bar{s} - x \bar{\omega}}{x_1} = \frac{(s_0 - s \cos\theta) \bar{s} - q \bar{\omega}}{s^2 + q - s s_0 \cos\theta}. \quad (11)$$

Отсюда для угла между фотонами получается

$$1 + \mu = \frac{2 s^2 \sin^2\theta}{s_0^2 + s^2 - 2 s s_0 \cos\theta}, \quad 1 - \mu = 2 \frac{(s_0 - s \cos\theta)^2}{s_0^2 + s^2 - 2 s s_0 \cos\theta}. \quad (12)$$

Из этих формул можно легко получить выражения для  $\mu$  и  $\sqrt{1 - \mu^2}$ .

Получим еще границы для частот излучения фотонов и угла между ними. Из (9), (10) и первого равенства в (3) следует, что частоты их заключены между  $(s_0 - s)/2$  и  $(s_0 + s)/2$ . Косинус  $\mu$  заключен между -1 и максимальным значением  $-1 + 2 s^2/s_0^2 = (s^2 - 2q)/(s^2 + 2q)$ . Последнее утверждение вытекает из того, что неотрицательная величина  $1 + \mu$  как функция  $\theta$  согласно (12) равна 0 при  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi$ , а при  $\cos\theta = s/s_0 < 1$  имеет максимум, равный  $2 s^2/s_0^2$ . При формальной подстановке  $s = s_0$  (что невозможно) оказывается  $\mu = \cos\theta$  и эта функция максимума не имеет.

4. *Аннигиляция в системе центра масс.* Перейдем в систему центра масс электрона и позитрона. Для этого совершим преобразование Лоренца с безразмерной (в единицах скорости  $c$ ) скоростью  $\bar{s}/s_0$ . Соответствующий лоренцевский множитель  $s_0/\sqrt{2q}$ .

Энергии электрона и позитрона в этой системе равны между собой, а преобразованные пространственные составляющие импульсов частиц

равны по модулю и противоположно направлены. Импульсы фотонов в системе центра масс имеют те же свойства, что и импульсы участвующих в реакциях частиц: частоты фотонов равны и инвариантны, а направления их импульсов противоположны.

Так как преобразование Лоренца к системе центра масс совершается в направлении одного из ортов базиса (6), то в этой системе все три орта этого базиса останутся неизменными. Запишем векторы импульсов реагирующих частиц в системе центра масс в безразмерных обозначениях в виде разложений по базису (6).

Для частиц с массой, характеристики которых заданы, получается

$$\underline{z}_{\pm}^c = \{\gamma, \mp z \bar{\Omega}_c\}, \quad \bar{\Omega}_c = \sin \varepsilon_p \bar{e}_1^p + \cos \varepsilon_p \bar{e}_3, \quad (13)$$

где  $\gamma = \sqrt{q/2}$ ,  $z = \sqrt{\gamma^2 - 1} = \sqrt{(q-2)/2}$ , а угол  $\varepsilon_p$  определяется через

$$\cos \varepsilon_p = \frac{\gamma}{z} \cdot \frac{\gamma_- - \gamma_+}{s}, \quad \sin \varepsilon_p = \frac{z_+ z_- \sqrt{1 - \zeta^2}}{zs}. \quad (14)$$

Для фотонов определяем вектор  $\bar{\omega}_c$

$$\underline{x}^c = \gamma \{1, \bar{\omega}_c\}, \quad \underline{x}_1^c = \gamma \{1, -\bar{\omega}_c\}. \quad (15)$$

Пусть этот вектор в принятом базисе имеет зенитный угол  $\theta_c$ . Ввиду неизменности ортов базиса азимутальные углы в обеих системах отсчета совпадают, а зенитные преобразуются согласно законам аберрации:

$$\sin \theta_c = \frac{\sqrt{s_0^2 - s^2}}{s_0 - s \cos \theta} \sin \theta, \quad \cos \theta_c = \frac{s_0 \cos \theta - s}{s_0 - s \cos \theta}. \quad (16)$$

Обратные формулы получаются заменами  $\theta \leftrightarrow \theta_c$  и  $s \rightarrow -s$ . Через косинус указанного угла выражаются и частоты фотонов в исходной системе отсчета (эффект Доплера):

$$x = \frac{s_0 + s \cos \theta_c}{2}, \quad x_1 = \frac{s_0 - s \cos \theta_c}{2}. \quad (17)$$

Теперь выберем другой, более удобный для последующего базис, у которого орт ординат тот же, что и у (6), а два других орта повернуты относительно (6) на угол  $\varepsilon_p$ , так, чтобы третий орт был направлен по  $\bar{\Omega}_c$ , т.е. сделаем преобразование поворота

$$\bar{e}_1^c = \cos \varepsilon_p \bar{e}_1^p - \sin \varepsilon_p \bar{e}_3, \quad \bar{e}_2^c = \bar{e}_2^p, \quad \bar{e}_3^c = \bar{\Omega}_c = \sin \varepsilon_p \bar{e}_1^p + \cos \varepsilon_p \bar{e}_3. \quad (18)$$

Этот новый базис назовем аннигиляционным. В нем орт направления основного фотона  $\bar{\omega}_c$  зададим углами  $\arccos \eta$ ,  $\psi$ , которые являются инвариантными переменными. Новые углы связаны со старыми в той же системе отсчета формулами, следующими из (18):

$$\sin \theta_c \cos \varphi = \eta \sin \varepsilon_p + \sqrt{1 - \eta^2} \cos \varepsilon_p \cos \psi, \quad \sin \theta_c \sin \varphi = \sqrt{1 - \eta^2} \sin \psi, \quad (19)$$

$$\cos \theta_c = \eta \cos \varepsilon_p - \sqrt{1 - \eta^2} \sin \varepsilon_p \cos \psi. \quad (20)$$

Здесь для получения обратных формул кроме замен полярных координат

требуется произвести замену  $\varepsilon_p \rightarrow -\varepsilon_p$ . В частности,

$$\eta = \cos\theta_c \cos\varepsilon_p + \sin\theta_c \sin\varepsilon_p \cos\varphi. \quad (21)$$

Связь угловых переменных  $\theta$ ,  $\varphi$  и  $\eta$ ,  $\psi$  легко получить путем комбинирования формул (16) и (19)-(20):

$$\begin{aligned} \sin\theta \cos\varphi &= \frac{\gamma}{x} \left[ \eta \sin\varepsilon_p + \sqrt{1 - \eta^2} \cos\varepsilon_p \cos\psi \right], \\ \sin\theta \sin\varphi &= \frac{\gamma}{x} \sqrt{1 - \eta^2} \sin\psi, \quad \cos\theta = \frac{s + s_0 \cos\theta_c}{s_0 + s \cos\theta_c}, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $\cos\theta_c$  дается формулой (20). Обратные формулы получаются заменой  $\varepsilon_p \rightarrow -\varepsilon_p$ .

Введение нового (аннигиляционного) базиса потребовалось потому, что в нем получаются простые выражения в системе центра масс не только для импульсов частиц с массой  $z_{\pm} = \{\gamma, \mp z\vec{e}_3\}$ , но и для скалярных произведений импульсов фотонов и частиц в этой системе

$$\xi = \gamma(\gamma - z\eta), \quad \xi_1 = \gamma(\gamma + z\eta). \quad (23)$$

Заметим, что в случае фотонов инварианты как само отношение  $d^3x/x = x dx d^2\omega$ , так и его части, а именно  $dx/x$  и элемент поверхности на сфере радиуса  $x$ , т.е.  $x^2 d^2\omega$ . Этот инвариант  $x^2 d^2\omega = x^2 \sin\theta d\theta d\varphi$  при переходе в систему центра масс преобразуется в  $\gamma^2 \sin\theta_c d\theta_c d\varphi$ . В свою очередь в аннигиляционном базисе этот элемент приобретает вид  $\gamma^2 d\eta d\psi$ . В этом выражении от переменной  $\eta$  можно перейти к переменной  $\xi$ , так как  $d\xi = -\gamma z d\eta$ . Таким образом, элемент площади на сфере радиуса, равного импульсу основного фотона, может быть представлен в инвариантных координатах  $\xi$  (или  $\eta$ ) и  $\psi$  в виде  $\gamma^2 d\eta d\psi$  или  $d\psi d\xi/\beta$ , где  $\beta = z/\gamma$  - безразмерная скорость частиц в системе центра масс.

Через инвариантные координаты  $\eta$  и  $\psi$  у нас выражены частоты фотонов (формулы (17)) и их направления (формулы (22)), так как входящий туда  $\cos\theta_c$  дается формулой (20). В свою очередь величины  $\eta$  и  $\sqrt{1 - \eta^2} \geq 0$  можно выразить через  $\xi$  с помощью (23):

$$\eta = \frac{\gamma^2 - \xi}{\gamma z}, \quad \sqrt{1 - \eta^2} = \frac{\sqrt{2\gamma^2 \xi - \xi^2 - \gamma^2}}{\gamma z} = \frac{1}{\gamma z} \sqrt{(\gamma^2 + \gamma z - \xi)(\xi - \gamma^2 + \gamma z)}. \quad (24)$$

Переменная  $\eta$  и угол  $\psi$  принимают значения из промежутков  $[-1, 1]$  и  $[0, 2\pi]$  соответственно, как сферические координаты. Из формулы (23) (или из второго равенства в (24)) следует, что величина  $\xi$  лежит в промежутке, задаваемом неравенствами

$$\gamma(\gamma - z) = \frac{1}{1 + \beta} \leq \xi \leq \gamma(\gamma + z) = \frac{1}{1 - \beta}. \quad (25)$$

Тот же промежуток изменения и у  $\xi_1 = q - \xi$ .

5. Импульсы частиц при рождении пары. Теперь перейдем к рассмотрению геометрии процесса рождения пары, когда заданы

характеристики фотонов. Построим в исходной системе отсчета (той же, что и раньше) другой ортонормированный базис, ось аппликат которого по-прежнему совпадает с осью аппликат базиса (6), т.е. вектором  $\bar{e}_3$ . Два перпендикулярных к нему орта построим на векторах направлений фотонов, рождающих пару, так что

$$\begin{aligned} \bar{e}_1^{\text{ph}} &= \frac{1}{s\sqrt{1-\mu^2}} \left[ (x_1 + x_1\mu)\bar{\omega} - (x + x_1\mu)\bar{\omega}_1 \right], \\ \bar{e}_2^{\text{ph}} &= \frac{\bar{\omega}_1 \times \bar{\omega}}{\sqrt{1-\mu^2}}, \quad \bar{e}_3^{\text{ph}} = \bar{e}_3 = \frac{\bar{s}}{s} = \frac{x\bar{\omega} + x_1\bar{\omega}_1}{s}, \end{aligned} \quad (26)$$

Орты выбраны так, чтобы было

$$\bar{\omega} = \cos\theta \bar{e}_3 + \sin\theta \bar{e}_1^{\text{ph}}, \quad \cos\theta = \frac{x + x_1\mu}{s}, \quad \sin\theta = \frac{x_1}{s} \sqrt{1-\mu^2}, \quad (27)$$

то есть угол  $\theta$  по-существу тот же, что и в (8). Легко убедиться, что между двумя ортами базисов (6) и (26), имеющими общий орт  $\bar{e}_3$ , выполняются соотношения

$$\bar{e}_1^{\text{ph}} = \cos\varphi \bar{e}_1^{\text{p}} + \sin\varphi \bar{e}_2^{\text{p}}, \quad \bar{e}_2^{\text{ph}} = -\sin\varphi \bar{e}_1^{\text{p}} + \cos\varphi \bar{e}_2^{\text{p}}. \quad (28)$$

Перепишем соотношения, связывающие импульсы частиц между собой и с импульсами фотонов, применительно к рождению частиц. При рождении пар заданными величинами являются  $\bar{x}$ ,  $\bar{x}_1$  и, следовательно,  $x$ ,  $x_1$ ,  $\bar{\omega}$ ,  $\bar{\omega}_1$ ,  $\mu$ ,  $\bar{s}$ ,  $s_0$ , а также величина  $q$  и орты базиса (26)  $\bar{e}_j^{\text{ph}}$ . Величины  $\bar{s}$ ,  $s_0$  и  $q$  в этом случае выражаются через фотонные характеристики.

Наличие 4 законов сохранения приводит к тому, что как и при аннигиляции, независимыми остаются 2 параметра из характеристик рождающихся частиц. Попробуем, как и для фотонов при аннигиляции, выбрать в качестве независимых параметров два угла, определяющих направление одной из частиц с массой, например, электрона. Положим в фотонном базисе (26)

$$\bar{\Omega}_- = \sin\theta_- (\cos\varphi_- \bar{e}_1^{\text{ph}} + \sin\varphi_- \bar{e}_2^{\text{ph}}) + \cos\theta_- \bar{e}_3. \quad (29)$$

Энергия и импульс электрона могут быть найдены из второго соотношения в (3), которое можно записать в виде

$$s_0 \gamma_- - s z_- \cos\theta_- = q. \quad (30)$$

Возведя его в квадрат двумя способами, найдем два уравнения для определения соответственно  $\gamma_-$  и  $z_-$ :

$$\begin{aligned} (s_0^2 - s^2 \cos^2\theta_-) \gamma_-^2 - 2s_0 q \gamma_- + q^2 + s^2 \cos^2\theta_- &= 0, \\ (s_0^2 - s^2 \cos^2\theta_-) z_-^2 - 2s q \cos\theta_- z_- - q^2 - s_0^2 &= 0. \end{aligned} \quad (31)$$

Из первого уравнения в (31) находим

$$\gamma_-^{\pm} (\cos\theta_-) = \frac{q s_0 \pm s \cos\theta_- r}{s_0^2 - s^2 \cos^2\theta_-}, \quad (32)$$

где

$$r = \sqrt{q^2 - 2q - s^2 \sin^2 \theta_-} = \sqrt{q^2 - s_0^2 + s^2 \cos^2 \theta_-}. \quad (33)$$

Всегда  $\gamma_-(\cos \theta_-) > 1$ , так как соответствующее решение второго уравнения в (31)

$$z^\pm(\cos \theta_-) = \frac{qs \cos \theta_- \pm s_0 r}{s_0^2 - s^2 \cos^2 \theta_-} \quad (34)$$

и  $\gamma_-^2(\cos \theta_-) = 1 + z^2(\cos \theta_-)$  при обоих знаках. Прямой подстановкой проверяется, что при обоих (соответствующих, т.е. верхних или нижних) знаках формулы (32) и (34) дают решение и исходного уравнения (30). Легко проверить также, что  $r = \pm(q\gamma_-^\pm - s_0)/z_-^\pm$ .

Величина энергии позитрона находится из закона сохранения энергии:  $\gamma_+ = s_0 - \gamma_-$ . Из сохранения импульса находим и направление импульса позитрона  $\bar{\Omega}_+ = (\bar{s} - z_- \bar{\Omega}_-)/z_+$ . Поскольку каждая из величин  $\gamma_-$  и  $z_-$  принимает по два значения, то и импульсов позитрона получится два.

Не при всех значениях импульсов начальных фотонов и угла  $\theta_-$  возможно рождение пары. Из приведенных формул следуют ограничения на значения  $s_0 = x + x_1$ ,  $q = xx_1(1 - \mu)$  и  $\cos \theta_-$ . Рассмотрим их, а также обсудим неоднозначность импульсов частиц.

**6. Неоднозначность и ее устранение.** Под корнем в (33) должна быть неотрицательная величина. Поэтому при  $q \geq s_0$  значения угла  $\theta_-$  могут быть произвольными. Если же  $q < s_0$ , то для положительности подкоренного выражения требуется, чтобы было  $\sin \theta_- < \sqrt{q^2 - 2q}/s$  (или  $|\cos \theta_-| > \sqrt{s_0^2 - q^2}/s$ ).

Условие  $z_- \geq 0$  накладывает ограничения на значения угла  $\theta_-$  и выбор знака в последних формулах. Если  $q \geq s_0$ , то  $s_0 r > qs|\cos \theta_-|$  и надо в формулах (32) и (34) брать только +. Если  $q < s_0$ , то корень меньше  $qs|\cos \theta_-|$  и можно брать оба знака, но считать при этом  $\cos \theta_- > 0$ , а точнее  $\cos \theta_- \geq \sqrt{s_0^2 - q^2}/s$ .

Проследим поведение неоднозначности решения при изменении параметров, ограничившись значениями  $\cos \theta_- \geq 0$ , так как функции (34) обладают центральной симметрией относительно точки  $\cos \theta_- = 0$ , т.е. симметричные точки получаются при изменении знака  $\cos \theta_-$  с одновременным изменением верхнего индекса. Начнем со значений

$$z^\pm(1) = \frac{\sqrt{s_0^2 - 2q}\sqrt{q} \pm s_0 \sqrt{q-2}}{2\sqrt{q}}, \quad \gamma_-^\pm(1) = \frac{s_0 \pm \sqrt{s_0^2 - 2q}\sqrt{1-2/q}}{2}. \quad (35)$$

Посмотрим, как величины  $z^\pm(1)$  зависят от  $s_0$ . Значение с верхним индексом + положительно при всех возможных значениях  $s_0 \geq \sqrt{2q}$ . При верхнем индексе - величина отрицательна при изменении  $s_0$  от наименьшего возможного значения  $s_0 = \sqrt{2q}$  до  $s_0 = q$ . Оба значения строго возрастают при росте  $s_0$ . При больших  $s_0$  этот рост почти линеен.

При граничном значении  $\cos\theta_- = \sqrt{s_0^2 - q^2}/s$ , где  $s_0 \geq q$ , величины с обоими знаками совпадают, так как при этом  $r = 0$ :

$$z_-^\pm(\sqrt{s_0^2 - q^2}/s) = \sqrt{s_0^2 - q^2}/q, \quad \gamma_-^\pm(\sqrt{s_0^2 - q^2}/s) = s_0/q. \quad (36)$$

Общее значение  $z^\pm(\sqrt{s_0^2 - q^2}/s)$  также растет с ростом  $s_0$  и почти линейно при больших  $s_0$  (величины  $\gamma^\pm(\sqrt{s_0^2 - q^2}/s)$  просто пропорциональны  $s_0$ ).

Легко доказать двойное неравенство  $z^+(1) > z^\pm(\sqrt{s_0^2 - q^2}/s) \geq z^-(1)$ , т.е.

$$\frac{\sqrt{s_0^2 - 2q}\sqrt{q} + s_0\sqrt{q-2}}{2\sqrt{q}} s > \frac{\sqrt{s_0^2 - q^2}}{q} \geq \frac{\sqrt{s_0^2 - 2q}\sqrt{q} - s_0\sqrt{q-2}}{2\sqrt{q}}. \quad (37)$$

Первая его часть строгая, во второй же части равенство достигается только при  $s_0 = q$ . Простые преобразования, а именно, умножение первой части на  $2q$ , а второй на  $q(q\sqrt{s_0^2 - 2q} + s_0\sqrt{q(q-2)})/\sqrt{s_0^2 - q^2}$  приводят к двум неравенствам

$$q\sqrt{s_0^2 - 2q} + s_0\sqrt{q(q-2)} > 2\sqrt{s_0^2 - q^2}, \quad q\sqrt{s_0^2 - 2q} + s_0\sqrt{q(q-2)} > q\sqrt{s_0^2 - q^2}. \quad (38)$$

Знак равенства выпал ввиду того, что делитель  $\sqrt{s_0^2 - q^2}$  обращается в нуль при  $s_0 = q$ . Второе неравенство более сильное, так как  $q \geq 2$ , и мы докажем его. Простое возведение в квадрат приводит к

$$2q s_0 \sqrt{s_0^2 - 2q} \sqrt{q(q-2)} > -q(s_0^2 + q^2)(q-2), \quad (39)$$

что очевидно.

Еще одно характерное значение, при  $\cos\theta_- = 0$  возможно только при знаке  $+$  и  $s_0 \leq q$ . При этом  $z^+(0) = \sqrt{q^2 - s_0^2}/s_0$ , а  $\gamma^+(0) = q/s_0$ . Здесь  $s_0$  может меняться от  $\sqrt{2q}$  до  $q$ , а значение  $z^+(0)$  от  $\sqrt{(q-2)/2}$  до 0 ( $\gamma^+(0)$  от  $\sqrt{q/2}$  до 1).

Таким образом, если  $q \leq s_0$ , две ветви  $z^\pm(\cos\theta_-)$  составляют одну кривую, представляющую  $\cos\theta_-$  как однозначную функцию от  $z_-$ , формула для которой находится из (30). Косинус равен 1 при  $z_- = z^-(1)$ , убывает до  $\sqrt{s_0^2 - q^2}/s$  при  $z_- = z^\pm(\sqrt{s_0^2 - q^2}/s)$  и снова растет до 1 при  $z_- = z^+(1)$ . Когда  $q = s_0$ , вся ветвь  $z^- = 0$  тождественна при  $\cos\theta_- \geq 0$ . Ввиду центральной симметрии при этом тождественным нулем является ветвь  $z^+$  при  $\cos\theta_- \leq 0$ .

Если оказывается  $q > s_0$ , то ветви перегруппируются: ветвь  $z^+$  вся (при всех  $\cos\theta_-$ ) становится положительной, а вся ветвь  $z^-$  - отрицательной. При этом  $z^+(-1) < z^+(0) < z^+(1)$  или

$$\frac{s_0\sqrt{q^2 - 2q} - q\sqrt{s_0^2 - 2q}}{2q} < \frac{\sqrt{q^2 - s_0^2}}{s_0} < \frac{s_0\sqrt{q^2 - 2q} + q\sqrt{s_0^2 - 2q}}{2q}. \quad (40)$$

Неравенства доказываются после умножения левого на

$s_0 \left( s_0 \sqrt{q^2 - 2q} + q \sqrt{s_0^2 - 2q} \right)$ , которое получается более сильным, чем правое. Преобразованное левое надо возвести в квадрат. В рассматриваемом случае ( $q > s_0$ ) при изменении  $z_-$  от  $z_-^+(-1)$  до  $z_-^+(1)$  косинус изменяется от -1 до 1.

Итак, можно утверждать, что в общем случае при изменении величины  $z_-$  в отрезке

$$\left[ \left| s_0 \sqrt{q^2 - 2q} - q \sqrt{s_0^2 - 2q} \right| / 2q, \left( s_0 \sqrt{q^2 - 2q} + q \sqrt{s_0^2 - 2q} \right) / 2q \right] \quad (41)$$

$\cos \theta_-$  является однозначной функцией  $z_-$  и определяется формулой

$$\cos \theta_- = \frac{s_0 \gamma_- - q}{z_- s} \quad (42)$$

Ввиду этого при описании рождения пары мы будем задавать именно длину импульса, например, электрона  $z_-$ , взяв ее величину из промежутка (41). По ней найдем энергии электрона  $\gamma_-$  и позитрона  $\gamma_+ = s_0 - \gamma_-$ , после этого последовательно находим  $z_+$ ,  $\cos \theta_+$ ,  $\sin \theta_+ \geq 0$ , а также величину  $\zeta$  из последнего равенства в (3). Затем можно найти угловые характеристики позитрона из соотношений

$$z_- \cos \theta_- + z_+ \cos \theta_+ = s, \quad z_- \sin \theta_- = z_+ \sin \theta_+, \quad (43)$$

являющихся следствием специального выбора базиса. Получающиеся формулы находятся в согласии с (7).

7. *Рождение пары в системе центра масс.* Запишем векторы импульсов реагирующих частиц в системе центра масс в виде разложений по базису (26). Как и у базиса (6), орты базиса (26) при переходе в систему центра инерции останутся неизменными. Таким образом, для фотонов получаются прежние формулы (15), где  $\bar{\omega}_c = \sin \theta_c \bar{e}_1^{ph} + \cos \theta_c \bar{e}_3$ , а угол  $\theta_c$  на этот раз определяется через функции

$$\cos \theta_c = \frac{x - x_1}{s}, \quad \sin \theta_c = \frac{xx_1 \sqrt{1 - \mu^2}}{\gamma s}, \quad (44)$$

что согласуется с формулами (9), (10), (12), (16) и (17).

Что касается частиц, то неоднозначность значений длин их импульсов приводит к неоднозначности и их направлений в системе центра масс при одинаковой энергии  $\gamma$ . При заданном же в качестве основной величины  $z_-$  для частиц получается прежняя формула (13) с тем же вектором  $\bar{\Omega}_c$ . В принятом базисе (26) полярный угол совпадает с  $\epsilon_p$ , определяемым формулой (14), где характеристики частиц находятся, как это описано в предыдущем разделе. Азимут можно выбрать тот же, что и в (29), то есть

$$\bar{\Omega}_c = \sin \epsilon_p (\cos \varphi_- \bar{e}_1^{ph} + \sin \varphi_- \bar{e}_2^{ph}) + \cos \epsilon_p \bar{e}_3. \quad (45)$$

Впрочем, согласно (13), в скобке в (45) стоит вектор  $\bar{e}_1^p$ , так что можно положить  $\varphi_- = -\varphi$ , как было бы в формулах, обратных по

отношению к (28). Угол  $\varepsilon_p$ , связан с  $\theta_-$  формулами, подобными формулам абберации (16):

$$\sin \varepsilon_p = \frac{z_-}{z} \sin \theta_-, \quad \cos \varepsilon_p = \frac{s_0 z_- \cos \theta_- - s \gamma_-}{2 z \gamma_-}. \quad (46)$$

Как и для случая аннигиляции, введем базис, у которого орт ординат тот же, что и у (26), а два других орта повернуты относительно (26) на угол  $\theta_c$  так, чтобы третий орт был направлен по  $\bar{x}^c$ :

$$\bar{e}_1^0 = \cos \theta_c \bar{e}_1^{ph} - \sin \theta_c \bar{e}_3, \quad \bar{e}_2^0 = \bar{e}_2^{ph}, \quad \bar{e}_3^0 = \bar{\omega}_c = \sin \theta_c \bar{e}_1^{ph} + \cos \theta_c \bar{e}_3. \quad (47)$$

Зададим  $\bar{\Omega}_c$  в этом базисе. Так как третий орт его совпадает с  $\bar{\omega}_c$ , то косинусом полярного угла будет  $\eta$ , так что

$$\bar{\Omega}_c = \sqrt{1 - \eta^2} (\cos \varphi_0 \bar{e}_1^0 + \sin \varphi_0 \bar{e}_2^0) + \eta \bar{e}_3^0. \quad (48)$$

Новые и старые углы в той же системе отсчета связаны формулами, следующими из (47):

$$\sin \varepsilon_p \cos \varphi = \eta \sin \theta_c + \sqrt{1 - \eta^2} \cos \theta_c \cos \varphi_0, \quad \sin \varepsilon_p \sin \varphi = -\sqrt{1 - \eta^2} \sin \varphi_0, \quad (49)$$

$$\cos \varepsilon_p = \eta \cos \theta_c - \sqrt{1 - \eta^2} \sin \theta_c \cos \varphi_0. \quad (50)$$

Приравняв проекции  $\bar{\Omega}_c$  на орты базиса (26), получим связь углов двух сферических систем. Эти формулы являются комбинациями (49) с (46) и выглядят аналогично (22). Обратные формулы получаются при замене  $\theta_c \rightarrow -\theta_c$ . Для косинуса  $\eta$  получается прежнее выражение (21). Скалярные произведения импульсов фотонов и частиц в этой системе снова даются формулами (23).

Заметим, что инвариантами преобразования Лоренца, как известно, являются элементы импульсных пространств частиц, деленные на энергии. В безразмерных обозначениях это дроби  $d^3 z_{\pm} / \gamma_{\pm} = z_{\pm}^2 dz_{\pm} d^2 \Omega_{\pm} / \gamma_{\pm}$ . Однако их части, т.е. сомножители, относящиеся к различным переменным, инвариантами не являются, в отличие от случая фотонов. Прямой выкладкой проверяется, что при выполнении законов сохранения инвариантом преобразования Лоренца является дробь  $z_-^2 d^2 \Omega_- / r$ , которая при переходе в систему центра масс преобразуется в  $(\beta/2) d \eta d \varphi_0 = -d \xi d \varphi_0 / (2 \gamma^2)$ .

Из-за неоднозначности длин импульсов при фиксированном направлении рождающегося электрона вместо угла  $\theta_-$ , как показано выше, целесообразно использовать  $z_-$  (или  $\gamma_-$ ), а угол считать его функцией в соответствии с (42). Тогда  $\sin \theta_- d \theta_- = (s_0 - q \gamma_-) dz_- / s z_-^2 \gamma_- = \mp r dz_- / s z_- \gamma_-$ , где знак берется в соответствии со знаком скобки (корень  $r$  положителен). Поэтому вместо инвариантного элемента  $z_-^2 d^2 \Omega_- / r = z_-^2 \sin \theta_- d \theta_- d \varphi / r$  следует применять элемент  $z_- dz_- d \varphi / s \gamma_- = d \gamma_- d \varphi / s$ , также инвариантный. В свою очередь, при переходе в систему центра масс вместо  $z_-$  появится угол  $\varepsilon_p$ , связанный с  $\gamma_-$  согласно (14) формулой  $\cos \varepsilon_p =$

$= \gamma(2\gamma_- - s_0)/zs$ . Отсюда следует, что  $d\gamma_- = -sz \sin \epsilon_p d\epsilon_p / 2\gamma = (s\beta/2) \times \sin \epsilon_p d\epsilon_p$  и инвариантный элемент с этим углом превратится в  $(\beta/2) \sin \epsilon_p d\epsilon_p d\phi$ . Наконец, при переходе к переменным  $\eta$  и  $\phi_0$  наш элемент запишется в виде  $(\beta/2) d\eta d\phi_0$ .

В следующих разделах рассмотрим вероятностные характеристики процессов аннигиляции и рождения пар и найдем средние частоты и дисперсии частот аннигиляционных фотонов.

8. *Дифференциальные и полные сечения процессов.* Методами квантовой электродинамики показывается (см. [14]), что инвариантное дифференциальное сечение двухфотонной аннигиляции в произвольной системе отсчета определяется формулой, которую можно записать в альтернативных видах:

$$\sigma_{\text{ann}} = \frac{r_0^2}{2} \frac{F}{4\gamma^3 z} = \frac{r_0^2 (1-\beta^2)^2}{2} \frac{F}{4\beta} = \frac{r_0^2}{2} \frac{F}{q^{3/2} \sqrt{q-2}}. \quad (51)$$

Здесь  $r_0$  - классический радиус электрона, симметричная функция двух аргументов

$$F = F(\xi, \xi_1) = \frac{\xi}{\xi_1} + \frac{\xi_1}{\xi} + 2\left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{\xi_1}\right) - \left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{\xi_1}\right)^2, \quad (52)$$

а инвариантные величины  $\xi$ ,  $\xi_1$ ,  $q$ ,  $\gamma$ ,  $z$  и  $\beta$  были определены выше. После подстановки в (52) выражений для  $\xi$  и  $\xi_1$  из (23) получим выражение  $F$  через переменные  $\beta$  и  $\eta$ :

$$F = 2 \frac{1 - \beta^4 \eta^4 + 2(1 - \beta^2)(1 - \beta^2 \eta^2) - 2(1 - \beta^2)^2}{(1 - \beta^2 \eta^2)^2}. \quad (53)$$

Полное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары определяется формулой

$$\sigma_{\text{ann}}^0 = \frac{r_0^2}{4} \frac{1}{v_r z_- z_+} \int \frac{d^3 x}{x} \frac{d^3 x_1}{x_1} \delta(z_- + z_+ - x - x_1) F(\xi, \xi_1). \quad (54)$$

Здесь безразмерная относительная скорость частиц  $v_r = \sqrt{1 - 1/(z_- z_+)^2}$  (см. [15]), так что

$$v_r z_- z_+ = \sqrt{(z_- z_+)^2 - 1} = \sqrt{(q-1)^2 - 1} = \sqrt{q(q-2)} = 2z\gamma = 2\beta\gamma^2. \quad (55)$$

Этот множитель учитывает то обстоятельство, что сечение рассчитывается на поток частиц.

Покажем, как вычисляется это сечение. После взятия интеграла по  $\bar{x}_1$  преобразование  $\delta$ -функции производится следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta(s_0 - x - |\bar{s} - \bar{x}|) &= \delta\left(\frac{s_0^2 + x^2 - 2s_0x - s^2 - x^2 + 2\bar{s}\bar{x}}{2x_1}\right) = x_1 \delta(q - \underline{xx}) = \\ &= x_1 \delta\left(x(s_0 - s \cos\theta) - q\right) = \frac{xx_1}{q} \delta\left(x - \frac{q}{s_0 - s \cos\theta}\right) = \frac{xx_1}{2\gamma^2} \delta\left(x - \frac{q}{s_0 - s \cos\theta}\right). \end{aligned} \quad (56)$$

Подставив (55) и (56) в (54), выразим полное сечение через дифференциальное (51):

$$\sigma_{\text{ann}}^0 = \frac{r_0^2}{2} \frac{1}{8\beta\gamma^4} \int x^2 d^2\omega F = \frac{1}{2} \int x^2 d^2\omega \sigma_{\text{ann}}. \quad (57)$$

Множитель 1/2 введен для того, чтобы ввиду тождественности аннигиляционных фотонов не учитывать их дважды.

Для нахождения явного выражения для полного сечения аннигиляции (54) удобнее производить интегрирование не по направлениям импульса фотона  $\bar{\omega}$ , а в инвариантных переменных  $\eta$  и  $\psi$ , определенных выше. Для этого надо вместо  $x^2 d^2\omega$  подставить  $\gamma^2 d\eta d\psi$ . Поскольку основной множитель сечения - функция  $F$  - от угла  $\psi$  не зависит, интеграл по этой переменной можно заменить на  $2\pi$ .

Таким образом, вычисление полного сечения сводится к нахождению интеграла

$$F_0 = \int_0^1 F d\eta = 2\left[(3 - \beta^4)a(\beta) - 2 + \beta^2\right], \quad a(\beta) = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta}. \quad (58)$$

В результате получается выражение для полного сечения [14], которое мы представим в виде

$$\sigma_{\text{ann}}^0 = \pi r_0^2 s_{\text{ann}}(\beta), \quad s_{\text{ann}}(\beta) = \frac{1 - \beta^2}{4\beta} F_0 = \frac{1 - \beta^2}{2\beta} \left[(3 - \beta^4)a(\beta) - (2 - \beta^2)\right]. \quad (59)$$

Полное сечение рождения пары определяется аналогично (54) с очевидными заменами характеристик частиц и фотонов:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{bh}}^0 &= \frac{r_0^2}{2xx_1} \int \frac{d^3z_-}{\gamma_-} \frac{d^3z_+}{\gamma_+} \delta(\underline{z}_- + \underline{z}_+ - \underline{x} - \underline{x}_1) F(\xi, \xi_1) = \\ &= \frac{r_0^2}{2q} \int \frac{d^3z_-}{\gamma_- \gamma_+} \delta(\gamma_+ - s_0 + \gamma_-) F(\xi, \xi_1). \end{aligned} \quad (60)$$

Множитель  $xx_1 = q$  вводится для того, чтобы учесть, что сечение рассчитывается на поток фотонов. Дополнительная двойка в знаменателе не вводится, так как рождаются не тождественные частицы. При переходе к последнему выражению в (60) взят интеграл по  $\bar{z}_+$ , так что вместо этого вектора надо подставить  $\bar{z}_+ = \bar{s} - \bar{z}_- = \bar{x} + \bar{x}_1 - \bar{z}_-$ . Стоящее под знаком интеграла в указанном выражении произведение преобразуем следующим образом. Сначала домножим аргумент  $\delta$ -функции на  $\gamma_+ + s_0 - \gamma_- = 2\gamma_+ = 2\sqrt{(\bar{s} - \bar{z}_-)^2 + 1}$ , затем сделаем аргументом ее  $\cos\theta_-$ :

$$\frac{d^3z}{\gamma_- \gamma_+} \delta \left( \frac{1 + s^2 + z^2 - 2s\bar{z} - \gamma_-^2 - s_0^2 + 2s_0\gamma_-}{2\gamma_+} \right) = \frac{d^3z}{\gamma_-} \delta(\underline{s}z - q) = \sin\theta_- d\theta_- \times$$

$$\times d\varphi \frac{z^2 dz}{\gamma_-} \delta(s_0\gamma_- - \underline{s}z \cos\theta_- - q) = \sin\theta_- d\theta_- \delta \left( \cos\theta_- - \frac{s_0\gamma_- - q}{\underline{s}z} \right) \frac{d\gamma_-}{s} d\varphi. \quad (61)$$

Подставив результат в (60) и взяв интеграл по  $\theta_-$ , получим

$$\sigma_{\text{bth}}^0 = \frac{r_0^2}{2qs} \int F d\gamma_- d\varphi. \quad (62)$$

Дифференциальное сечение рождения пар определяется так, что оно отличается от (51) на множитель  $\beta^2$  [14]:

$$\sigma_{\text{bth}} = \frac{r_e^2}{8\gamma^4} s \beta z_- \int \frac{d^3z_+}{\gamma_+} \delta(z_- + z_+ - s) F \sin\theta_- d\theta_- = \frac{r_e^2}{2} \frac{\beta}{4\gamma^4} F = \beta^2 \sigma_{\text{ann}}. \quad (63)$$

Рассчитывать полное сечение рождения пар заново не надо, так как оно выражается через сечение аннигиляции. Действительно, принимая во внимание (63) и подставляя  $d\gamma_- d\varphi = (s\beta/2) d\eta d\varphi_0$ , получаем из (62) [14]

$$\sigma_{\text{bth}}^0 = \gamma^2 \int \sigma_{\text{bth}} d\eta d\varphi_0 = \frac{\pi r_e^2}{4} \frac{\beta}{\gamma^2} \int F d\eta = 2\beta^2 \sigma_{\text{ann}}^0. \quad (64)$$

9. *Средние степени частоты фотонов.* Определим среднюю степень частоты излучаемого фотона при аннигиляции электрон-позитронной пары равенством

$$\overline{x^l} s_{\text{ann}}(\beta) = \frac{1}{16\pi\gamma^3 z} \int F x^{l+2} d^2\omega. \quad (65)$$

Вычисление проще всего произвести в системе центра масс по углам в системе аннигиляционного базиса, т.е. по  $\eta$  и  $\psi$ , заменив элемент площади поверхности безразмерной частоты по формуле  $x^2 d^2\omega \rightarrow \gamma^2 d\eta d\psi$ . При этом надо сделать замены углов, выразив их с помощью (22) и (20) через  $\eta$  и  $\psi$ . Через те же переменные выражаются и частоты фотонов согласно (17). Инвариантное сечение процесса (51) тоже является функцией  $\eta$  и не зависит от азимута  $\psi$ .

Теперь просто вычисляются интегралы в (65), так как они выражаются через моменты функции  $F$  по  $\eta$ . Наряду с (58) нам понадобится еще один интеграл

$$F_2 = \int_0^1 F \eta^2 d\eta = \frac{2}{\beta^2} \left[ (5 - 4\beta^2 + \beta^4) a(\beta) - 5 + \frac{8}{3} \beta^2 \right]. \quad (66)$$

Рассмотрим значения  $l = 0, 1, 2$ . При  $l = 0$  находим уже известную формулу  $s_{\text{ann}}(\beta) = (1/4\gamma z) F_0$ . Величина средней частоты оказывается тривиальной:

$$\begin{aligned} \bar{x} s_{\text{анн}}(\beta) &= \frac{1}{16\pi\gamma z} \int_{-1}^1 F d\eta \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \left[ s_0 + s \left( \cos \varepsilon_p \eta + \sin \varepsilon_p \sqrt{1 - \eta^2} \cos \psi \right) \right] d\psi = \\ &= \frac{s_0}{2} s_{\text{анн}}(\beta), \end{aligned} \quad (67)$$

т.е.  $\bar{x} = \bar{x}_1 = s_0/2$ , так как аннигиляционные фотоны равноправны.

Средний квадрат частоты

$$\begin{aligned} \overline{x^2} s_{\text{анн}}(\beta) &= \frac{1}{16\pi\gamma z} \int_{-1}^1 F d\eta \int_0^{2\pi} d\psi \left[ \frac{1}{4} \left( s_0^2 + s^2 \left( \cos^2 \varepsilon_p \eta^2 + \sin^2 \varepsilon_p (1 - \eta^2) \cos^2 \psi + \right. \right. \right. \\ &+ \left. \left. \left. 2 \cos \varepsilon_p \sin \varepsilon_p \eta \sqrt{1 - \eta^2} \cos \psi \right) + 2 s_0 s \left( \cos \varepsilon_p \eta + \sin \varepsilon_p \sqrt{1 - \eta^2} \cos \psi \right) \right] = \\ &= \frac{1}{4} \left[ \left( s_0^2 + \frac{s^2}{2} \sin^2 \varepsilon_p \right) s_{\text{анн}}(\beta) + \frac{s^2}{4\gamma z} \left( \cos^2 \varepsilon_p - \frac{1}{2} \sin^2 \varepsilon_p \right) F_2 \right]. \end{aligned} \quad (68)$$

Две последние формулы дают возможность найти дисперсию частот аннигиляционных фотонов

$$Dx = Dx_1 = \frac{s^2}{8} \left[ \sin^2 \varepsilon_p + \left( 2 - 3 \sin^2 \varepsilon_p \right) \frac{F_2}{F_0} \right]. \quad (69)$$

Дисперсия пропорциональна квадрату длины суммы импульсов аннигилирующих частиц. При аннигиляции неподвижных частиц она равна нулю, так как частоты фотонов в этом случае точно равны энергии покоя электрона.

10. *Заключение.* Итак, в первой части работы приведены соотношения между величинами, характеризующими элементарные процессы аннигиляции и рождения пар. В частности, отмечаются переменные, в которых удобно вычислять интегралы, представляющие сечения процессов и средние степени частот фотонов. При этом все переменные частиц и фотонов, которые они имели до взаимодействия, считаются закрепленными. Эти результаты будут использованы во второй части, где мы вслед за формулированием кинетического уравнения получим указанные средние величины после их усреднения по распределениям вовлеченных в процесс частиц и фотонов.

Полученные соотношения позволят также сформулировать кинетическое уравнение, описывающее эволюцию спектра фотонов при многократных аннигиляциях и рождениях пар.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 95-02-05004-а), а также ФНТП "Астрономия" (проект раздела 1.2.6.5.) и ФЦП "Интеграция" проект № 578.

## TWO-PHOTON PROCESSES OF ANNIHILATION AND CREATION OF ELECTRON-POSITRON PAIRS. I. KINEMATICS AND CROSS-SECTIONS

D.I.NAGIRNER

Kinematics of two-photon creation and annihilation processes, i.e. definition and transformations of momenta and energies of particles and photons when the transition from arbitrary frame to the center-of-mass frame and back, is considered in detail. The possibility of double values of the particle momenta in some directions when the pair is creating is discovered. The interpretation and the method to avoid this non-uniqueness are given. The invariant and the most convenient for calculation various integrals variables are exposed. Then the differential and full cross-sections of the processes are quoted and the mean annihilation photon frequencies and the dispersion of their frequency are obtained.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *F.Takahara, M.Kusunose*, *Astrophys. Space Sci.*, **119**, 217, 1986.
2. *R.Svensson*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **92**, 585, 1994.
3. *A.Maciolek-Niedzwiecki, A.A.Zdziarski, P.S.Coppi*, *Mon. Notis. Roy. Astron. Soc.*, **276**, 273, 1995.
4. *B.G.Tritz, S.Tsuruta*, *Astrophys. J.*, **340**, 203, 1989.
5. *G.Bjornsson, R.Svensson*, *Astrophys. J.*, **394**, 500, 1992.
6. *R.Svensson*, *Mon. Notis. Roy. Astron. Soc.*, **227**, 403, 1987.
7. *A.A.Zdziarski*, *Acta Astron.*, **30**, 371, 1980.
8. *R.Ramaty, P.Meszáros*, *Astrophys. J.*, **250**, 384, 1981.
9. *F.A.Aharonian, A.Atoyán, A.Sunyaev*, *Astrophys. Space Sci.*, **93**, 229, 1983.
10. *R.Svensson*, *Astrophys. J.*, **258**, 321, 1982.
11. *R.Svensson*, *Astrophys. J.*, **258**, 335, 1982.
12. *R.Svensson*, *Astrophys. J.*, **270**, 300, 1983.
13. *D.I.Nagirner, J.J.Poutanen*, *Astrophys. Space Phys.*, **9**, 1, 1994.
14. *В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский*, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1989.
15. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, *Теория поля*, Наука, М., 1988.

УДК: 524.8:531.51

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ  
С ПЕТЛЕВЫМИ ПОПРАВКАМИ. I

А.А.СААРЯН

Поступила 1 июля 1998

Принята к печати 25 сентября 1998

Методами качественной теории динамических систем исследованы однородные и изотропные космологические модели низкоэнергетической струнной гравитации с петлевыми поправками к дилатонным функциям связи. В качестве негравитационного источника рассмотрена идеальная жидкость с баротропным уравнением состояния. В общем случае искривленных моделей космологические уравнения представлены в виде автономной динамической системы третьего порядка. Для плоских моделей построены фазовые картины для различных функций связи. Исследовано асимптотическое поведение общего решения в предельных областях. Рассмотрен вопрос о стабилизации дилатона с помощью механизма Дэмура-Полякова.

1. *Введение.* Теоремы Хокинга-Пенроуза [1] указывают на наличие сингулярностей в широком классе решений общей теории относительности (ОТО) при достаточно общих предположениях о тензоре энергии-импульса негравитационной материи. Хорошо известными примерами являются черные дыры и начальная сингулярность в теории Большого Взрыва. Общепринято, что в области таких сильных гравитационных полей ОТО должна быть заменена более фундаментальной теорией, по всей вероятности, квантовой по своей природе. В настоящее время наиболее популярной теоретической основой квантовой гравитации является теория струн и ее обобщения типа М-теории [2-4]. Характерные масштабы длины и энергии в этих теориях порядка планковских и намного далеки от возможностей современной ускорительной техники. Поэтому для тестирования струнных эффектов естественно обращаться к физике ранней Вселенной, где соответствующие условия с высокой плотностью энергии были созданы самой природой. Исследование следствий теории струн в ранних стадиях эволюции Вселенной имеет важное значение также с точки зрения разрешения ряда проблем стандартной космологии, включая проблему начальной сингулярности. Сказанным объясняется то огромное внимание, которое привлекают к себе исследования космологической динамики струнных теорий. Сформулировалось новое направление, обычно называемое струнной космологией.

В связи с тем, что в настоящее время теория струн окончательно не сформулирована и предсказание конкретных квантово-гравитационных эффектов в ее рамках затруднено, исследование космологических следствий теории струн обычно проводится на основе низкоэнергетической эффективной теории (см. [5-46]). Вследствие наличия дополнительных степеней свободы (дилатон, аксион, модули и т.д.), а также поправок по кривизне, эта теория существенно отличается от ОТО. В рамках такого подхода получены различные классы космологических решений, простейшими из которых являются чисто грави-дилатонные решения [6,7,9,13,17]. Эти решения лежат в основе *pre-big-bang* сценария космологической инфляции, предложенного в [13]. В дальнейшем указанные решения были обобщены для моделей с искривленным пространством [9,17] и при наличии антисимметричных тензоров обоих NS и R типов [9,15,19,24,35-37]. Эти решения можно получить непосредственным решением соответствующих космологических уравнений или из грави-дилатонных решений с использованием генерационных методов, основанных на различных дуальных симметриях (см., например, [19,39,42,45,46]) или на размерной редукции 5D-решений [15]. В последние годы проводятся также интенсивные исследования космологических аспектов M-теории (см. [39,40,43,44] и приведенные там ссылки). Важной областью космологических исследований является возможность разрешения проблемы сингулярностей путем учета в эффективном струнном действии членов высокого порядка по кривизне [21], а также обобщением функций связи дилатона с другими полями [41,47]. В струнной феноменологии одной из основных проблем является проблема фиксации модулей. В частности, изменение дилатона привело бы к вариациям физических констант, что существенно ограничено современными наблюдательными данными, включая эксперименты типа Этвеша, подтверждающими принцип эквивалентности. Одна из возможностей фиксации связана с генерацией непертурбативного потенциала, например, в результате конденсации калибрино в скрытом секторе калибровочной группы (см., например, [48] и приведенные там ссылки). Однако это приводит к новым космологическим проблемам, которые, несмотря на ряд интересных предложений, до сих пор не разрешены. Другой механизм фиксации модулей, естественно возникающий в эффективной теории струн с петлевыми поправками, предложен Дэмуром и Поляковым [16] (об аналогичном механизме релаксации скалярно-тензорных теорий гравитации к ОТО см. [49]). Этот механизм основан на идее, что петлевые поправки струнных диаграмм могут генерировать немонотонные функции связи дилатона с другими полями. В расширяющейся Вселенной взаимодействие дилатона с другими полями приводит к эффективной его релаксации к современному значению, являющемуся максимумом соответствующей

функции связи. Более того, рассмотрение инфляционных моделей показало [16], что ряд космологических проблем, возникающих при фиксации модулей с помощью потенциала, получает естественное разрешение в рамках этого подхода. В предыдущих наших работах [28,29] были рассмотрены струнные космологические модели с полями модулей и Калба-Рамона в качестве источника и для общего случая функций связи дилатона. Соответствующие решения были представлены в терминах интегрирований от некоторых комбинаций этих функций. Точное интегрирование космологических уравнений стало возможным благодаря тому, что рассматриваемый источник эквивалентен идеальной жидкости с предельно жестким уравнением состояния. В общем случае источника такое интегрирование невозможно. В данной работе основные характерные черты космологической эволюции струнной модели для общего баротропного уравнения состояния исследованы методами качественной теории динамических систем без конкретизации функций связи дилатона.

2. *Струнное эффективное действие.* В ведущем порядке по натяжению струны низкоэнергетическое эффективное действие можно записать в виде [2,50,16]

$$S = \int d^D x \sqrt{|\tilde{G}|} \left[ -\tilde{F}_R(\varphi) \tilde{R} - 4 \tilde{F}_\varphi(\varphi) \partial_M \varphi \tilde{\partial}^M \varphi + \tilde{L}_m(\varphi, \tilde{G}_{MN}, \psi) \right], \quad (2.1)$$

где  $\varphi$  - поле дилатона,  $\tilde{R}$  - скаляр кривизны  $D$ -мерной метрики  $\tilde{G}_{MN}$  (здесь и ниже символ  $\sim$  над буквами будет указывать на величины в струнном конформном представлении),  $\tilde{L}_m$  - плотность лагранжиана других полей, коллективно обозначенных символом  $\psi$ , и, вообще говоря, зависящая как от метрики, так и от дилатона. В частности, этот лагранжиан содержит вклады от поля Калба-Рамона, калибровочных полей, дилатонного потенциала; полей модулей и т.д. В области слабой связи для функций связи дилатона,  $\tilde{F}_k(\varphi)$ , с различными полями NS-NS сектора можно написать следующее разложение:

$$\tilde{F}_k(\varphi) = e^{-2\varphi} \left( 1 + \sum_{l=1}^{\infty} \tilde{Z}_k^{(l)} e^{2l\varphi} \right), \quad (2.2)$$

где  $\tilde{Z}_k^{(l)}$  - представляет  $l$ -петлевой вклад, а параметром петлевого разложения является  $e^{2\varphi}$ : каждая петля струнных диаграмм дает вклад  $-e^{2\varphi}$ . При  $\varphi \ll -1$  система находится в области слабой связи и описывается древесным приближением с универсальными функциями  $\tilde{F}_k = e^{-2\varphi}$ . В теориях типа I и II аналогичное разложение можно написать также для полей RR-сектора, с тем лишь отличием, что теперь в древесном приближении соответствующие функции связи не зависят от поля дилатона,  $\tilde{F}_k(\varphi) = 1$ .

Действие (2.1) написано в струнном конформном представлении,

метрика которого совпадает с метрикой соответствующей  $\sigma$ -модели. Другим важным представлением, удобным для проведения конкретных вычислений, является эйнштейновское (E-) представление, в котором кинетически член метрики диагонален. Выражение струнного эффективного действия в этом представлении получается из (2.1) конформным преобразованием метрики

$$G_{MN} = \Omega^{-2} \tilde{G}_{MN} \quad (2.3)$$

с зависящим от поля дилатона конформным множителем

$$\Omega(\varphi) = \Omega_E(\varphi) = \tilde{F}_R^{-1/(n-1)}, \quad n = D-1, \quad (2.4)$$

и имеет вид (см., например, [27,28])

$$S = \int d^D x \sqrt{|G|} \left[ -R - 4F_\varphi(\varphi) \partial_M \varphi \partial^M \varphi + L_m(\varphi, G_{MN}, \psi) \right], \quad (2.5)$$

В этом выражении функция при кинетическом члене поля дилатона и плотность лагранжиана негравитационных полей связаны с соответствующими функциями струнного представления соотношениями:

$$F_\varphi(\varphi) = \frac{-n}{n-1} \left[ \frac{\tilde{F}'_R(\varphi)}{2\tilde{F}_R} \right]^2 + \frac{\tilde{F}_\varphi}{\tilde{F}_R}, \quad L_m = \Omega^D \tilde{L}_m(\varphi, \Omega^2 G_{MN}, \psi). \quad (2.6)$$

При  $F_\varphi < 0$ , введя новое скалярное поле  $\phi$  согласно

$$d\phi = 2\sqrt{-F_\varphi} d\varphi, \quad (2.7)$$

кинетический член дилатона можно записать в каноническом виде. Ниже мы рассмотрим именно этот случай. В древесном приближении  $\tilde{F}_\varphi = \tilde{F}_R = e^{-2\varphi}$  и новое скалярное поле пропорционально дилатону

$$\phi = \frac{2\varphi}{\sqrt{n-1}}. \quad (2.8)$$

Другим конформным представлением, часто используемым в скалярно-тензорных теориях гравитации, является представление Йордана, в котором негравитационная часть лагранжиана не зависит от скалярного поля. Для действия (2.1) в общем случае плотности лагранжиана такое представление нереализуемо. Рассмотрим важный частный случай, когда зависимость от поля дилатона факторизуется:

$$\tilde{L}_m(\varphi, \tilde{G}_{MN}, \psi) = \tilde{F}_L(\varphi) \tilde{L}(\tilde{G}_{MN}, \psi). \quad (2.9)$$

Для таких лагранжианов представление Йордана реализуемо, если функция  $\tilde{L}$  обладает определенным конформным весом  $\beta$ :

$$\tilde{L}(\Omega^2 G_{MN}, \psi) = \Omega^{2\beta} \tilde{L}(G_{MN}, \psi). \quad (2.10)$$

Это имеет место, например, для отдельно взятых лагранжианов поля Калба-Рамона ( $\beta = -3$ ), калибровочного поля ( $\beta = -2$ ) и скалярного поля с нулевым потенциалом ( $\beta = -1$ ). Теперь конформное преобразование

(2.3) с конформным множителем

$$\Omega = \Omega_J = \left| \tilde{F}_L(\varphi) \right|^{-1/(D+2\beta)} \quad (2.11)$$

приводит к представлению Йордана. Заметим, что в древесном приближении для RR-полей струнное и йордановское представления совпадают. Из (2.4) и (2.11) следует также, что в том же приближении в случае безмассовых скалярных полей совпадают представления Эйнштейна и Йордана.

3. *Космологическая модель.* При исследовании космологической эволюции в рамках эффективной теории струн наиболее удобным является E-представление. Соответствующую космологическую метрику запишем в виде Робертсона-Уокера

$$ds^2 = N^2(t) dt^2 - R^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right], \quad (3.1)$$

где  $R(t)$  - масштабный фактор,  $k = -1, 0, 1$  для моделей с пространствами отрицательной кривизны, нулевой и положительной кривизны соответственно. Выбор конкретной функции  $N(t)$  соответствует различным временным координатам. Например, для синхронной временной координаты  $N = 1$ , для конформной -  $N = R(t)$ . Из условия однородности модели следует, что поле дилатона является функцией только от времени  $\varphi = \varphi(t)$ . Из уравнения гравитационного поля теперь получаем, что тензор энергии-импульса диагонален и может быть представлен в виде

$$T_M^N = \text{diag}(\varepsilon, \dots, -p, \dots), \quad (3.2)$$

где  $\varepsilon$  - плотность энергии,  $p$  - давление. Картину космологической эволюции в других конформных представлениях можно получить из E-представления конформным преобразованием метрики. В частности, функции  $N(t)$  и  $R(t)$  связаны с соответствующими величинами струнного представления соотношениями

$$N(t) = \Omega^{-1}(\varphi) \tilde{N}(t), \quad R(t) = \Omega^{-1} \tilde{R}(t) \quad (3.3)$$

с функцией  $\Omega(\varphi)$  из (2.4). Если лагранжиан негравитационного источника не зависит от производных метрики, то аналогичное соотношение для компонентов тензора энергии-импульса имеет вид

$$T_M^N = \Omega^D \tilde{T}_M^N. \quad (3.4)$$

Выбирая в (3.3) и (3.4) функцию  $\Omega(\varphi)$  из (2.11), получаем соответствующие величины в представлении Йордана.

Для действия (2.5) система уравнений космологической модели, описываемой метрикой (3.1), имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{H} + H(n\dot{H} - \dot{N}/N) &= N^2 b \varepsilon - N^2 k \frac{n-1}{R^2}, \\ \ddot{\phi} + \dot{\phi}(n\dot{H} - \dot{N}/N) &= N^2 \alpha \varepsilon / 2, \\ N^2 \varepsilon + \dot{\phi}^2 - n(n-1)H^2 &= kn(n-1)N^2/R^2, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где точка над буквами означает производную по времени и введены обозначения

$$H = \dot{R}/R, \quad b = \frac{1-a}{2(n-1)}, \quad (3.6)$$

$$a = p/\varepsilon, \quad \alpha = \frac{1}{\varepsilon \sqrt{|G|}} \frac{\delta L_m \sqrt{|G|}}{\delta \phi}. \quad (3.7)$$

Из уравнения непрерывности для тензора энергии-импульса получим

$$\dot{\varepsilon}/\varepsilon + n(1+a)H + \alpha \dot{\phi} = 0. \quad (3.8)$$

Отметим, что величины  $a$  и  $\alpha$ , вообще говоря, являются функциями времени. Функция  $a$  является конформно-инвариантной, а значения функции  $\alpha$  в различных конформных представлениях связаны соотношением

$$\alpha_\Omega = \bar{\alpha} - (1-na)d \ln \Omega / d\phi, \quad (3.9)$$

где  $\alpha_\Omega$  - функция в конформном представлении, определяемом метрикой (2.4). В представлении Йордана негравитационный лагранжиан не зависит от поля дилатона и поэтому в этом представлении  $\alpha = \alpha_J = 0$ . Отсюда следует, что в случае источников, для которых реализуемо представление Йордана (условия (2.9), (2.10)), в струнном и в E-представлениях имеем, соответственно,

$$\bar{\alpha} = (1-na)d(\ln \Omega_J)/d\phi, \quad \alpha = (1-na)d \ln(\Omega_J/\Omega_E)/d\phi. \quad (3.10)$$

Заметим, что коэффициент в этих формулах  $1-na = T/\varepsilon$  ( $T$  - след тензора энергии-импульса) равен нулю для излучения. В дрсвесном приближении функции (3.10) постоянны в E-представлении

$$\alpha = -2 \frac{(1-na)(\beta+1)}{(D+2\beta)\sqrt{n-1}}, \quad \phi \ll -1. \quad (3.11)$$

Для RR-полей в этом приближении  $\tilde{F}_L(\phi) = 1$ , и мы получим

$$\alpha = -\frac{1-na}{\sqrt{n-1}}, \quad \phi \ll -1. \quad (3.12)$$

Для безмассовых скалярных полей ( $\beta = -1$ ) из (3.11) получаем  $\alpha = 0$ . В работе [29] для общего случая функций связи найдены решения системы (3.5), когда в качестве источника фигурируют антисимметричное поле Калба-Рамона и поля модулей с нулевым потенциалом. Здесь мы исследуем свойства космологических решений без конкретизации источника,

основываясь на методах качественной теории динамических систем.

В дальнейшем нам будет удобно работать в конформной калибровке, когда  $N(t) = R(t)$ , а соответствующую временную координату будем отмечать индексом  $c$ . Введя новую независимую переменную  $\tau$  и функцию  $h(\tau)$  согласно

$$d\tau = \sqrt{H^2 + k} dt_c, \quad h = \frac{d \ln R}{d\tau} = \frac{H}{\sqrt{H^2 + k}} \quad (3.13)$$

(из последнего уравнения (3.5) следует, что для моделей с неотрицательной плотностью энергии величина в подкоренном выражении всегда неотрицательна) и подставляя  $N^2 \varepsilon$  из последнего уравнения в первые два, систему (3.5) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{d\tau} &= x, \quad \frac{dx}{d\tau} = [n(n-1) - x^2](\alpha/2 - bhx), \\ \frac{dh}{d\tau} &= (1 - h^2)[(n-1)(nb-1) - bx^2]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Динамическая система (3.14) инвариантна относительно преобразования

$$\tau \rightarrow -\tau, \quad x \rightarrow -x, \quad h \rightarrow -h, \quad (3.15)$$

связывающего модели расширения и сжатия. Преобразованием инвариантности этой системы является также замена

$$\phi \rightarrow -\phi, \quad x \rightarrow -x, \quad \alpha \rightarrow -\alpha, \quad (3.16)$$

связывающая модели для двух, вообще говоря различных, функций,  $\alpha(\phi)$  и  $-\alpha(-\phi)$ . Для источника, удовлетворяющего соотношениям (2.9) и (2.10) и с постоянным  $a$ , функция  $\alpha$  определяется соотношением (3.10) и зависит только от поля  $\phi$ . Ниже мы будем рассматривать в основном этот случай. Плотность энергии выражается через решения системы (3.14):

$$R^2 \varepsilon = (H^2 + k)[n(n-1) - x^2]. \quad (3.17)$$

Отсюда следует, что фазовые траектории, описывающие модели с неотрицательной плотностью энергии, лежат в области

$$n(n-1) - x^2 \geq 0. \quad (3.18)$$

Знак равенства в этом условии соответствует чисто гравитационным моделям ( $\varepsilon = 0$ ). В этом случае система космологических уравнений точно интегрируема в терминах конформного времени и соответствующие решения имеют вид

$$R = R_m \left| \sin \left[ \sqrt{k}(n-1)t_c \right] / \sqrt{k} \right|^{1/(n-1)}, \quad (3.19)$$

$$\pm \ln \left| \operatorname{tg} \left[ \sqrt{k}(n-1)t_c / 2 \right] / \sqrt{k} \right| = 2 \sqrt{\frac{n-1}{n}} \int \sqrt{-F_\varphi(\phi)} d\phi. \quad (3.20)$$

При заданных функциях связи дилатона вторая из этих формул определяет

зависимость дилатона от конформного времени. Синхронная временная координата E-представления определяется из  $t = \int R dt_c$ . Этот интеграл выражается через элементарные функции только для плоских моделей и соответствующее решение

$$R \sim |t|^{1/n}, \quad \phi = \text{const} \pm \sqrt{1-1/n} \ln|t| \quad (3.21)$$

лежит на основе pre-big bang модели инфляции, предложенной в [13]. Заметим, что для этого решения параметр  $\tau$  связан с  $t$  соотношением

$$\tau = \frac{\text{sgn } t}{n} \ln|t|. \quad (3.22)$$

Для источников с уравнением состояния  $p = \varepsilon$  (например, безмассовое скалярное поле) имеем  $b = 0$  и первое уравнение системы (3.5) совпадает с соответствующим вакуумным уравнением. Поэтому для этих источников масштабный фактор по-прежнему описывается решением (3.19) (соответствующие решения для поля дилатона см. [28,29]).

4. *Качественный анализ плоской модели.* Для космологической модели с плоским пространством ( $k=0$ ) из (3.13) получим  $h = 1, -1$  для моделей расширения и сжатия соответственно. Теперь (3.14) сводится к двумерной динамической системе

$$\frac{d\phi}{d\tau} = x, \quad \frac{dx}{d\tau} = [n(n-1) - x^2](\alpha/2 - bhx), \quad \tau = \text{const} \cdot h \ln R, \quad h = \pm 1. \quad (4.1)$$

Ниже будем рассматривать первый из этих случаев. Соответствующие результаты для моделей сжатия получаются преобразованием  $\tau \rightarrow -\tau, x \rightarrow -x$ . Траектории системы (4.1), описывающие решения с неотрицательной плотностью энергии, лежат в горизонтальной полосе (3.18) фазовой плоскости  $(\phi, x)$ . Граница этой полосы

$$x = \pm \sqrt{n(n-1)} \quad (4.2)$$

является решением системы и соответствует чисто гравидилатонным решениям (3.19), (3.20).

В древесном приближении функция  $\alpha$  является постоянной (см. (3.11), (3.12)) и система (4.1) наряду с (4.2) имеет также особое решение

$$x = \alpha/2b, \quad (4.3)$$

которое обладает положительной плотностью энергии, если  $|\alpha/2b| < \sqrt{n(n-1)}$ . Временная зависимость этих решений дается выражениями

$$\phi = \text{const} \pm \sqrt{n-1} \frac{\alpha}{\alpha_1} \ln|t|, \quad R = \text{const} \cdot |t|^{4b/\alpha_1} \quad (4.4)$$

в E-представлении и выражениями

$$\phi = \text{const} + \frac{\alpha(n-1)}{2\alpha \pm \sqrt{n-1}\alpha_1} \ln|\tilde{t}|, \quad \tilde{R} = \text{const} \cdot |\tilde{t}|^{\frac{\alpha + \alpha_0/\sqrt{n}}{\alpha \pm \sqrt{n-1}\alpha_1/2}} \quad (4.5)$$

в струнном представлении. Здесь введено обозначение  $\alpha_1 = \alpha^2 + n(1 - \alpha^2)/(n-1)$ , а  $t$  и  $\tilde{t}$  - синхронные временные координаты соответственно в E- и струнном представлениях, связанные с параметром  $\tau$  в (3.13) соотношениями

$$\tau = \pm \frac{4b}{\alpha_1} \ln |t| = \frac{4b \ln |\tilde{t}|}{2\alpha/\sqrt{n-1} \pm \alpha_1}. \quad (4.6)$$

В формулах (4.4) - (4.6) верхний знак соответствует моделям расширения E-представления ( $t > 0$ ), а нижний знак - моделям сжатия ( $t < 0$ ). Для общего решения древесного приближения уравнение фазовых траекторий имеет вид

$$\alpha(1 - \alpha_0^2/\alpha^2)\phi = \text{const} + \ln \left[ (x - \alpha/2b)^2 (\sqrt{n(n-1)} + x)^{\alpha_0/\alpha-1} \times \right. \\ \left. \times (\sqrt{n(n-1)} - x)^{-\alpha_0/\alpha-1} \right], \quad (4.7)$$

где введено обозначение

$$\alpha_0 = 2b\sqrt{n(n-1)}. \quad (4.8)$$

В предельных областях  $\phi \rightarrow \pm\infty$  общее решение стремится к одному из решений (4.2), (4.3).

Если в роли негравитационного источника выступает излучение, то  $a = 1/n$  и согласно (3.10)  $\alpha = 0$ . В этом случае система (4.1) имеет решения с постоянным дилатоном, которые совпадают с соответствующими решениями ОТО. Уравнение фазовых траекторий, описывающее решения с переменным дилатоном, имеет вид

$$x = -\sqrt{n(n-1)} \text{th} [\alpha_0 (\phi - \phi_1)/2], \quad (4.9)$$

где  $\phi_1$  - постоянная интегрирования. Зависимость от переменной  $\tau$  дается выражением (аналогичные решения в скалярно-тензорных теориях гравитации при  $n = 3$  см. [49])

$$\phi = \phi_1 \pm 2\sqrt{\frac{n}{n-1}} \ln \left[ e^{-(n-1)(\tau-\tau_0)/2} + \sqrt{1 + e^{-(n-1)(\tau-\tau_0)}} \right] \quad (4.10)$$

с новой постоянной интегрирования  $\tau_0$ .

Перейдем теперь к систематическому анализу качественной структуры фазовой картины динамической системы (4.1) для общего случая функции  $\alpha(\phi)$ . Одним из основных этапов качественного анализа является нахождение и исследование характера особых точек. Для системы (4.1) таковыми являются следующие точки фазовой плоскости  $(\phi, x)$ :

$$(\phi_0, 0), \quad \alpha(\phi_0) = 0. \quad (4.11)$$

В их окрестности соответствующая линейная система совпадает с уравнением механического осциллятора с затуханием. Характер особых точек определяется собственными числами

$$\lambda_{1,2} = -k \pm \sqrt{k^2 + n(n-1)\alpha'_0/2}, \quad \alpha'_0 = \left( \frac{d\alpha}{d\phi} \right)_{\phi=\phi_0}, \quad k = \frac{n}{4}(1-a), \quad (4.12)$$

причем для действительных  $\lambda_i$  угловой коэффициент соответствующих сепаратрис в особой точке равен  $k_i = \lambda_i$ . Стандартный анализ (см., например, [51]) приводит к следующим результатам.

а) При  $\alpha'_0 > 0$  числа  $\lambda_i$  действительны и разного знака. Особая точка является седлом.

При  $\alpha'_0 < 0$  особая точка устойчива (асимптотически устойчива при  $\alpha_0 > 0$ ) для моделей расширения и неустойчива для моделей сжатия. Следует различать следующие случаи.

б)  $\alpha_0 = 0$ . Особая точка является центром. В ее окрестности решение имеет вид

$$\phi - \phi_0 = \phi_1 \cos(\omega_0 \tau + \theta), \quad \omega_0^2 = -n(n-1)\alpha'_0/2. \quad (4.13)$$

Этот случай соответствует источникам с уравнением состояния  $p = \varepsilon$  (таковым является, например, безмассовое скалярное поле). При  $D = 4$  к скалярному полю аксиона сводится также антисимметричный тензор Калба-Рамона. Соответствующие решения рассмотрены в [28,29].

в)  $0 < \alpha_0 < \frac{4\omega_0}{\sqrt{n(n-1)}}$ . Точка является устойчивым фокусом и решение в ее окрестности представляет собой затухающие колебания для моделей расширения

$$\phi - \phi_0 = \phi_1 e^{-k\tau} \cos\left(\sqrt{\omega_0^2 - k^2} \tau + \theta\right). \quad (4.14)$$

г)  $\alpha_0 = \frac{4\omega_0}{\sqrt{n(n-1)}}$ . Собственные значения действительны и равны  $-\sqrt{n(n-1)}\alpha_0/4$ . В теории колебаний соответствующая система называется критически демпфированной. Вблизи особой точки решение имеет вид

$$\phi - \phi_0 = (a_1 + a_2 \tau) e^{-k\tau}, \quad (4.15)$$

где  $a_i$  - вещественные постоянные.

д)  $\alpha_0 > \frac{4\omega_0}{\sqrt{n(n-1)}}$ . Собственные числа действительны и отрицательны.

Особая точка является узлом. Поскольку  $|\lambda_1| < |\lambda_2|$ , то в ее окрестности все траектории, кроме двух, касаются собственного вектора, соответствующего собственному числу  $\lambda_1$  и решение имеет вид

$$\phi - \phi_0 = b_1 e^{\lambda_1 \tau} + b_2 e^{\lambda_2 \tau}. \quad (4.16)$$

е) И, наконец, рассмотрим вырожденный случай  $\alpha'_0 = 0$ , когда  $\lambda_1 = 0$ . Пусть в окрестности особой точки функция  $\alpha(\phi)$  имеет разложение

$$\alpha(\phi) = \frac{1}{m!} \alpha_0^{(m)} (\phi - \phi_0)^m + \dots, \quad m \geq 2. \quad (4.17)$$

Анализ по стандартной схеме (см. [51]) приводит к следующим результатам:

e1)  $m = 2$ . Особая точка представляет собой состояние равновесия с одним узловым сектором, устойчивым при  $h = 1$  и неустойчивым при  $h = -1$ , и двумя седловыми. Угловые коэффициенты сепаратрис равны  $k_1 = 0$ ,  $k_2 = -\sqrt{n(n-1)} \alpha_0 / 2$ . При  $\alpha_0 > 0$  ( $< 0$ ) траектории узлового сектора стремятся к особой точке слева (справа) от сепаратрисы с коэффициентом  $k_2$ .

e2)  $m = 3$ . Точка имеет характер седла (узла) при

$$1 + 4\alpha_0^{(3)} / 3\alpha_0^4 > 0 (< 0).$$

e3)  $m \geq 4$ . Особая точка имеет характер седла.

Заметим, что случай б) реализуется, когда негравитационным источником является безмассовое скалярное поле. К такому источнику сводится также антисимметричное поле Калба-Рамона. Для них поле дилатона осциллирует в окрестности  $\phi = \phi_0$ . Если объединить выражения (4.13), (4.14), (4.16) общей формулой

$$\phi - \phi_0 = \phi_1 e^{a_1 \tau} \cos(a_2 \tau + a_3) \quad (4.18)$$

с соответствующим образом определенными постоянными  $a_p$ , из первого уравнения (3.5) нетрудно найти поведение функции Хаббла в окрестности неподвижной точки:

$$H = \frac{2}{n(1+a)t} \left\{ 1 + \text{const} \cdot e^{2a_1 \tau} [c_1 + c_2 \sin(2a_2 \tau + c_3)] \right\}, \quad \tau = \frac{\pm 2 \ln |t|}{n(1+a)}, \quad \tau \rightarrow \infty, \quad (4.19)$$

где верхний/нижний знак соответствует моделям расширения/сжатия Е-представления, а постоянные  $c$ , выражаются через  $a$ , и параметры  $a$ ,  $n$ . Первое слагаемое в фигурных скобках (4.19) соответствует решению ОТО, а второе слагаемое представляет собой малую поправку, обусловленную переменным дилатоном.

Из проделанного анализа следует, что в случае моделей расширения наличие у функции  $\alpha(\phi)$  нулей с  $\alpha'(\phi_0) < 0$  приводит к эффективному механизму фиксации дилатона и релаксации эффективной теории струн к ОТО. Действительно, для отношения значений вариаций дилатона в некоторые последовательные моменты времени  $t_i$  и  $t_e$  имеем

$$\frac{\phi(t_e) - \phi_0}{\phi(t_i) - \phi_0} \sim \exp\left\{-|\text{Re}\lambda_1|[\tau(t_e) - \tau(t_i)]\right\} = \left[\frac{R(t_i)}{R(t_e)}\right]^{|\text{Re}\lambda_1|}. \quad (4.20)$$

В случаях в) и г), когда особая точка является фокусом или критическим узлом, имеем  $|\text{Re}\lambda_1| = n(1-a)/4$ . В инфляционной стадии расширения  $a = -1$ , а отношение масштабных факторов в начале и в конце инфляции

$\sim e^{-65}$ . Принимая, что в начале инфляции вариации дилатона  $\sim 1$ , получаем, что в конце они сильно подавлены [16]

$$\phi(t_e) - \phi_0 \leq 10^{-42}. \quad (4.21)$$

В предположении, что для различных источников нуль функции  $\alpha(\phi)$  одна и та же (в частности, это так, если функции связи для различных источников универсальны), последующие стадии расширения (радиационно- и материально-доминированные) приводят к дальнейшему подавлению этих вариаций:  $|\delta\phi| \leq 10^{-49}$  в настоящую эпоху [16]. Такие вариации намного далеки от тех наблюдательных ограничений, которые следуют из тестов принципа эквивалентности. Таким образом, данная схема приводит к естественному подавлению вариаций дилатона в ходе космологической эволюции и лежит в основе механизма фиксации дилатона, известного под названием механизма Дэмура-Полякова [16]. Заметим, что этот механизм будет работать также в случае д), если величина  $|\alpha_0|$  не слишком мала.

Перейдем к исследованию поведения траекторий системы (4.1) на бесконечности  $\phi \rightarrow \pm\infty$ . Для этого удобно произвести отображение фазового пространства на конечную область. С этой целью вместо  $\phi$  введем новую переменную  $y$  согласно

$$e^\phi = \frac{y}{1-y}, \quad 0 \leq y \leq 1. \quad (4.22)$$

В терминах этой функции система (4.1) примет вид

$$\frac{dy}{d\tau} = y(1-y)x, \quad \frac{dx}{d\tau} = [n(n-1) - x^2](\alpha(y)/2 - bx). \quad (4.23)$$

Фазовым пространством теперь является область на плоскости  $(y, x)$ , определяемая неравенствами  $0 \leq y \leq 1$ ,  $|x| \leq \sqrt{n(n-1)}$ . На границе этой области особыми являются точки  $(y, x)$  с координатами

$$(j, \pm\sqrt{n(n-1)}), \quad j = 0, 1, \quad (4.24)$$

$$(j, \alpha(j)/2b), \quad \text{если } |\alpha(j)| \leq \alpha_0. \quad (4.25)$$

Собственные числа, определяющие качественный характер этих точек, равны

$$\lambda_1 = \pm(-1)^j \sqrt{n(n-1)}, \quad \lambda_2 = 2bn(n-1)(1 \mp \alpha(j)/\alpha_0) \quad (4.26)$$

в случае (4.24) и

$$\lambda_1 = (-1)^j \alpha(j)/2b, \quad \lambda_2 = -bn(n-1)(1 - \alpha^2(j)/\alpha_0^2) \quad (4.27)$$

в случае (4.25). Из этих выражений следует, что точки равновесия являются узлами или седлами. Точки  $(0, \sqrt{n(n-1)})$  и  $(1, -\sqrt{n(n-1)})$  являются неустойчивыми. При условии  $(-1)^j \alpha(j) < 0$  точка (4.25) является устойчивым узлом, и при  $\phi \rightarrow \infty$  траектории стремятся к решению, описываемому

сепаратрисой  $x = \alpha(j)/2b$  и имеющему вид (4.4) при  $t_c \rightarrow \infty$ .

На основе проведенного анализа можно построить фазовые картины динамической системы (4.1) для любой функции  $\alpha(\phi)$ . Соответствующие картины для функции  $-\alpha(-\phi)$  можно получить преобразованием (3.16). На приведенных ниже рисунках изображены некоторые качественно различные случаи моделей расширения E-представления (верхний знак в (4.1)). Картины для моделей сжатия получаются отсюда преобразованием (3.15). На рисунках предварительно проведено отображение фазового пространства на прямоугольную область  $\{0 \leq y \leq 1, |x| \leq \sqrt{n(n-1)}\}$  плоскости  $(y, x)$  согласно (4.22). Горизонтальные отрезки  $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$  соответствуют чисто грави-дилатонным решениям (3.19), (3.20). Для них точкам  $(0, \pm\sqrt{n(n-1)})$ ,  $((1, \pm\sqrt{n(n-1)}))$  соответствуют значения  $\tau = -\infty(+\infty)$  и  $\tau = +\infty(-\infty)$ , соответственно для верхнего и нижнего знаков. Поэтому, согласно (3.22), соответствующие этим точкам значения эйнштейновского синхронного времени равны  $t = 0(+\infty)$  и  $t = +\infty(0)$ .

Фазовый портрет рис. 1а соответствует моделям древесного приближе-

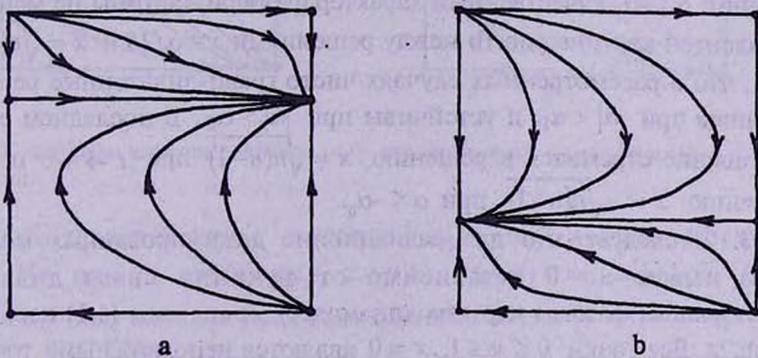


Рис.1. Фазовые картины динамической системы (4.1) в древесном приближении. Фазовая плоскость  $(\phi, x = d\phi/d\tau)$  отображена на прямоугольную область  $(0 \leq y \leq 1, |x| \leq \sqrt{n(n-1)})$  согласно (4.22).

ния, когда  $\alpha = \text{const}$  и предположено, что  $0 < \alpha < \alpha_0$ . Горизонтальный отрезок  $x = \alpha/2b$  соответствует особому решению (4.4). Согласно (4.7), начальной и конечной точкам эволюции этого решения соответствуют значения  $t = 0$  и  $t = +\infty$  синхронной в E-представлении временной координаты и оно является аттрактором для общего решения при  $t \rightarrow +\infty$ . Имеются два класса решений. Траектории, соответствующие первому из них, начинают свою эволюцию в области слабой связи ( $\phi \ll -1$ ) вблизи чисто грави-дилатонного решения  $x = \sqrt{n(n-1)}$  и заканчивают свою эволюцию в области сильной связи. Для второго класса решений (траектории ниже отрезка  $x = \alpha/2b$ ) эволюция начинается в области

сильной связи в конечный момент синхронного времени E-представления вблизи гравидилатонного решения и заканчивается также в области сильной связи при  $t \rightarrow +\infty$ . При  $\alpha \rightarrow \alpha_0$  особое решение (4.4) приближается и в предельном случае совпадает с решением  $x = \sqrt{n(n-1)}$ . При дальнейшем увеличении  $\alpha > \alpha_0$  качественный характер фазовой картины, соответствующей моделям с неотрицательной плотностью энергии, не меняется. Таким образом, фазовую картину при  $\alpha > \alpha_0$  можно получить из 1a предельным переходом  $\alpha \rightarrow \alpha_0$ , и она качественно эквивалентна фазовой картине между решениями  $x = \alpha/2b$  и  $x = -\sqrt{n(n-1)}$ .

Фазовая картина древесного приближения при  $-\alpha_0 < \alpha < 0$  изображена на рис.1b. Все решения с  $x > \alpha/2b$  начинают и заканчивают свою эволюцию в области слабой связи. Решения  $x < \alpha/2b$  также заканчиваются в этой области, однако они начинают свою эволюцию из области сильной связи. Заметим, что теперь имеются решения, для которых в ходе всей эволюции дилатон остается в области слабой связи и поэтому всегда применимо древесное приближение. При  $\alpha \rightarrow -\alpha_0$  решение (4.3) приближается к гравидилатонному решению  $x = -\sqrt{n(n-1)}$ . При дальнейшем уменьшении  $\alpha < -\alpha_0$  качественный характер фазовой картины не меняется и эквивалентен картине рис.1b между решениями  $x = \alpha/2b$  и  $x = \sqrt{n(n-1)}$ . Заметим, что в рассмотренных случаях чисто гравидилатонные решения неустойчивы при  $|\alpha| < \alpha_0$  и устойчивы при  $|\alpha| > \alpha_0$ . В последнем случае общее решение стремится к решению  $x = \sqrt{n(n-1)}$  при  $t \rightarrow +\infty$  и  $\alpha > \alpha_0$  и к решению  $x = -\sqrt{n(n-1)}$  при  $\alpha < -\alpha_0$ .

Из (3.10) следует, что для радиационно доминированных моделей ( $a = 1/n$ ) имеем  $\alpha = 0$  независимо от функции связи дилатона. Соответствующая фазовая картина динамической системы (4.1) изображена на рис.2a. Все точки  $0 \leq y \leq 1$ ,  $x = 0$  являются неподвижными точками и соответствуют решениям с постоянным дилатоном. Для моделей расширения решения с переменным дилатоном начинают эволюцию в неустойчивых узлах  $(0, \sqrt{n(n-1)})$  и  $(1, -\sqrt{n(n-1)})$  в некоторый конечный момент времени и кроме чисто гравидилатонных решений стремятся к соответствующим решениям с постоянным дилатоном при  $t \rightarrow +\infty$ . Предельное значение дилатона зависит от начальных условий. Уравнение фазовых траекторий определяется соотношением (4.7), а зависимость от  $\tau$  - соотношением (4.10).

Для общего случая функции связи дилатона качественный характер фазовой картины динамической системы (4.1) зависит от числа и характера нулей функции  $\alpha(\phi)$  и предельных значений  $\alpha(\pm\infty)$ . При  $\alpha(\pm\infty) > \alpha_0 (< -\alpha_0)$ ,  $\alpha(\phi) > 0 (< 0)$  единственными неподвижными точками являются точки  $(y = 0, 1, x = \pm\sqrt{n(n-1)})$  на границе фазового пространства.

Фазовые картины для этих случаев качественно эквивалентны картинам

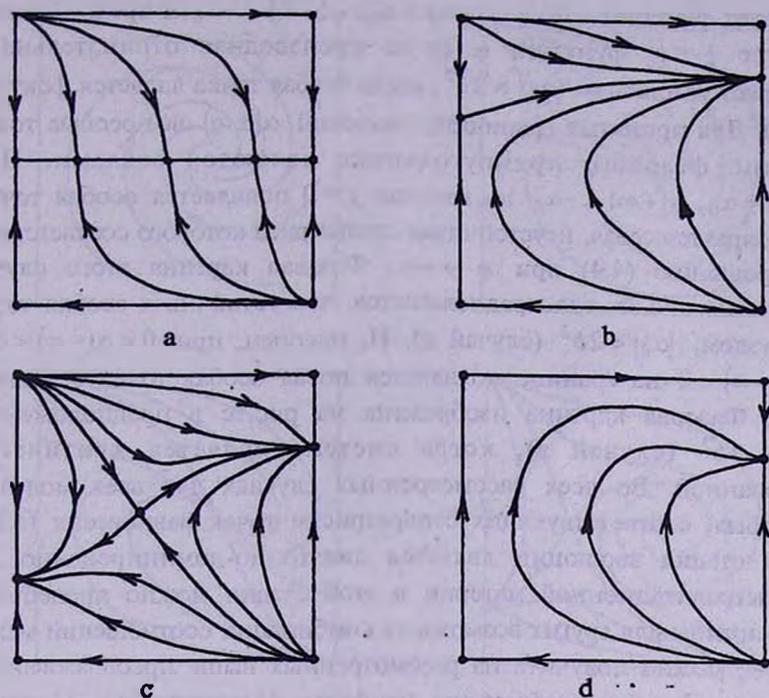


Рис.2. Фазовые картины системы (4.1) для некоторых функций  $\alpha(\phi)$  с петлевыми поправками.

древесного приближения с  $\alpha = \text{const} > \alpha_0 (< -\alpha_0)$  и были рассмотрены выше. На рис.2b изображен случай  $\alpha(\pm\infty) < \alpha_0, \alpha(\phi) > 0$ . Случай  $\alpha(+\infty) \geq \alpha_0$  получается отсюда совмещением точек  $(y=1, x = \alpha(+\infty)/2b)$  и  $(y=1, \sqrt{n(n-1)})$ . Случай  $\alpha(-\infty) > \alpha_0, \alpha(+\infty) < \alpha_0, \alpha > 0$  изображен на рис.2d. При  $-\alpha_0 < \alpha(-\infty) < 0$  и  $0 < \alpha(+\infty) < \alpha_0$  фазовая картина изображена на рис.2c для функции  $\alpha(\phi)$  с единственным нулем. Так как в этом нуле  $\alpha'(\phi_0) > 0$ , то соответствующая особая точка является седлом. Сепаратрисы этого седла разделяют фазовое пространство на четыре качественно различные области. Соответствующие картины при  $\alpha(-\infty) < -\alpha_0$  или  $\alpha(+\infty) > \alpha_0$  получаются из рис.2c с соответствующим совмещением точек.

Во всех рассмотренных выше примерах, кроме радиационно доминированного случая, модели заканчивали свою эволюцию на границе фазовой области  $\phi \rightarrow \pm\infty (y = 0, 1)$ . Эти модели не могут фиксировать дилатон при конечных значениях. На рис.3 а - d приведены фазовые картины для некоторых простых моделей с переменной  $\alpha$ , приводящие к фиксации дилатона в результате космологической эволюции. Они являются просты-

ми иллюстрациями механизма Демура-Полякова. Фазовая картина рис.3а соответствует функции  $\alpha(\phi)$  с  $\alpha(-\infty) > \alpha_0$ ,  $\alpha(+\infty) < -\alpha_0$  и предположено, что в нуле  $\phi = \phi_0$  функции  $\alpha(\phi)$  ее производная отрицательна и удовлетворяет условию  $|\alpha'(\phi_0)| > 2b^2$ , когда особая точка является фокусом (случай в). Для принятых граничных значений  $\alpha(\pm\infty)$  все особые точки на границе фазового прямоугольника являются седлами. При  $0 < \alpha(-\infty) < \alpha_0$ ,  $\alpha(+\infty) < -\alpha_0$  на границе  $y=0$  появляется особая точка, имеющая характер седла, неустойчивая сепаратриса которого соответствует особому решению (4.4) при  $\phi \rightarrow -\infty$ . Фазовая картина этого случая изображена на рис.3б, где предполагается, что устойчивая особая точка является узлом,  $|\alpha'_0| < 2b^2$  (случай д). И, наконец, при  $0 < \alpha(-\infty) < \alpha_0$ ,  $-\alpha_0 < \alpha(+\infty) < 0$  на границе появляется новая особая точка седлового характера. Фазовая картина изображена на рис.3с в предположении, что  $\alpha'_0 = -2b^2$  (случай г), когда система является критически демпфированной. Во всех рассмотренных случаях для всех моделей, кроме особых, соответствующих сепаратрисам точек равновесия (4.25), начальная стадия эволюции является дилатонно-доминированной, и вкладом негравитационной материи в этой стадии можно пренебречь. Фазовые картины для других возможных комбинаций соотношений между  $\alpha(\pm\infty)$  и  $\alpha_0$  можно получить из рассмотренных выше преобразованием (3.15). На рис.3 а - с изображены наиболее благоприятные (с точки зрения фиксации дилатона) случаи, когда для всех моделей космологическая эволюция переводит систему в состояния, когда вариации дилатона малы (все решения при  $t \rightarrow +\infty$  стремятся к решению с постоянным дилатоном). Из выражений собственных чисел (4.26), (4.27) следует, что на бесконечности фазового пространства нет устойчивых точек равновесия, если

$$\alpha(-\infty) \geq 0, \quad \alpha(+\infty) \leq 0. \quad (4.28)$$

Эти условия являются необходимыми для того, чтобы все однородные и изотропные модели эффективной теории струн в ходе космологической эволюции стремились к решениям с фиксированным дилатоном. В случае негравитационных источников, для которых представление Йордана реализуемо, граничное значение  $\alpha(-\infty)$  определяется выражениями (3.11), (3.12). При условии  $1 - na > 0$  для RR-полей  $\alpha(-\infty) < 0$  и точка (4.25) с  $j=0$  является устойчивым узлом. Поэтому существует класс решений с  $\phi \rightarrow -\infty$  при  $t \rightarrow +\infty$  и для них дилатон не будет фиксирован при конечных значениях. Для безмассовых RR-аксионов  $\alpha(-\infty) = \sqrt{n-1}$ , однако в этом случае, как уже отмечалось выше, нули функции  $\alpha(\phi)$  с  $\alpha'_0 < 0$  являются центром, в окрестности которого происходят незатухающие осцилляции дилатона, а поэтому такие источники не приводят к фиксации дилатона.

Для потенциально доминированного источника  $a = -1$ ,  $\beta = 0$  и

поэтому, согласно (3.11),  $\alpha(-\infty) = -2/\sqrt{n-1}$  и точка (4.25) с  $j=0$  является

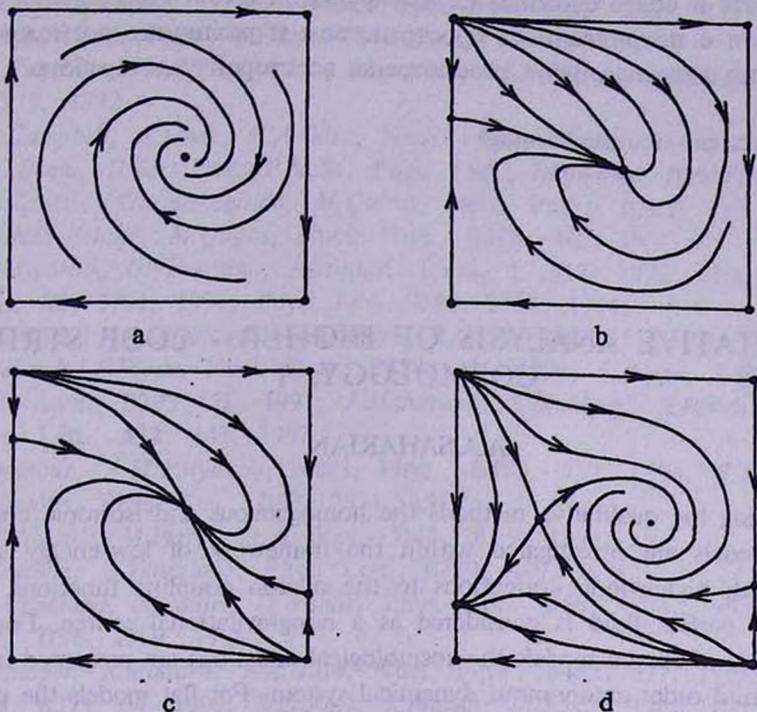


Рис.3. То же, что и на рис.2 для некоторых моделей с фиксацией дилатона.

устойчивым узлом. Как и в предыдущем случае для части решений наличие нулей у функции  $\alpha(\phi)$  с  $\alpha'_0 < 0$  не приводит к релаксации модели в направлении решений ОТО. На рис.3d приведена характерная для этих случаев фазовая картина, когда  $-\alpha_0 < \alpha(-\infty) < 0$ , функция  $\alpha(\phi)$  сначала при возрастании  $\phi$  растет и обращается в нуль с положительной производной в этой точке (левая точка равновесия на рис.3d, являющаяся седлом). Далее функция достигает максимума, после чего убывает до значения  $-\alpha_0 < \alpha(+\infty) < 0$ . Предполагается, что в точке второго нуля выполняется условие  $|\alpha'_0| > 2b^2$  и она является фокусом. К конечному фиксированному значению дилатона приводят лишь те космологические модели, которые выходят из неустойчивых узлов  $(0, \sqrt{n(n-1)})$ ,  $(1, -\sqrt{n(n-1)})$  в направлениях, лежащих выше устойчивых сепаратрис седла, соответствующего левому нулю функции  $\alpha(\phi)$ . Все остальные модели заканчивают свою эволюцию в области слабой связи и стремятся к решению (4.4) при  $\tau \rightarrow +\infty$ . Случай  $\alpha(-\infty) \leq -\alpha_0$  или  $\alpha(+\infty) \leq -\alpha_0$  можно получить на рис.3d простым совмещением точек  $(0, \alpha(-\infty)/2b)$  и  $(0, -\sqrt{n(n-1)})$  или  $(1, \alpha(+\infty)/2b)$  и  $(1, -\sqrt{n(n-1)})$ ,

соответственно. На основе проведенного выше анализа нетрудно исследовать и более сложные случаи функции  $\alpha(\phi)$ .

Модели с искривленным пространством и различные возможности релаксации дилатона будут рассмотрены во второй части работы.

Ереванский государственный  
университет, Армения

## QUALITATIVE ANALYSIS OF HIGHER - LOOP STRING COSMOLOGY. I

A.A.SAHARIAN

By using the qualitative methods the homogeneous and isotropic cosmological models are investigated within the framework of low-energy string gravity with higher-loop corrections to the dilaton coupling functions. The barotropic perfect fluid is considered as a nongravitational source. For the general case of curved models the cosmological equations are presented in the form of third order autonomous dynamical system. For flat models the phase portraits are presented for various dilaton coupling functions including the tree level case. The asymptotic behavior of the general solution is investigated in different limiting regions. The dilaton stabilization by using the Damour-Polyakov mechanism is considered.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.Хокинг, Дж.Эллис, Крупномасштабная структура пространства-времени, Мир, М., 1977.
2. М.Грин, Дж.Шварц, Э.Виттен, Теория суперструн, т. 1,2, Мир, М., 1990.
3. Р.Норава, Е.Виттен, Nucl. Phys., B460, 505, 1996; B475, 94, 1996.
4. Е.Виттен, Nucl. Phys., B471, 135, 1996.
5. J.Ellis, K.Enqvist, D.V.Nanopoulos, M.Quiros, Nucl. Phys., B277, 231, 1986; K.Maeda, M.D.Pollack, Phys. Lett., B173, 251, 1986; P.Binetruy, M.-K.Gaillard, Phys. Rev., D34, 3069, 1986.
6. R.C.Myers, Phys. Lett., B199, 371, 1987; I.Antoniadis, C.Bachas, J.Ellis, D.V.Nanopoulos, Phys. Lett., B211, 393, 1988; Nucl. Phys., B328, 117, 1989.
7. M.Mueller, Nucl. Phys., B337, 37, 1990; G.Veneziano, Phys. Lett., B265,

287, 1991.

8. *R.H.Brandenberger, C.Vafa*, Nucl. Phys., B316, 391, 1989; *A.A.Tseytlin, C.Vafa*, Nucl. Phys., B372, 443, 1992.
9. *A.A.Tseytlin*, Mod. Phys. Lett., A6, 1721, 1991; Class. Quantum Grav., 9, 979, 1992.
10. *B.A.Campbell, A.Linde, K.A.Olive*, Nucl. Phys., B355, 146, 1991.
11. *M.C.Bento, O.Bertolami, P.M.Sa*, Phys. Lett., B262, 11, 1991.
12. *J.A.Casas, J.Garcia-Bellido, M.Quiros*, Nucl. Phys., B361, 713, 1991. *J.Garcia-Bellido, M.Quiros*, Nucl. Phys., B368, 463, 1992.
13. *M.Gasperini, G.Veneziano*, Astropart. Phys., 1, 317, 1993; Mod. Phys. Lett., A8, 3701, 1993; Phys. Rev., D50, 2519, 1994.
14. *N.Kaloper, K.A.Olive*, Astropart. Phys., 1, 185, 1993.
15. *K.Behrndt, S.Forste*, Nucl. Phys., B430, 441, 1994; *R.Poppe, S.Schwager*, Phys. Lett., B393, 51, 1997; *J.Maharana, S.Mukherji, S.Panda*, Mod. Phys. Lett., A12, 447, 1997.
16. *T.Damour, A.M.Polyakov*, Nucl. Phys., B423, 532, 1994; *T.Damour, A.Vilenkin*, Phys. Rev., D53, 2981, 1996.
17. *D.Goldwirth, M.Perry*, Phys. Rev., D49, 5019, 1994.
18. *R.Brustein, G.Veneziano*, Phys. Lett., B329, 429, 1994.
19. *E.J.Copeland, A.Lahiri, D.Wands*, Phys. Rev., D50, 4868, 1995. Phys. Rev., D51, 1569, 1995.
20. *N.Kaloper, R.Madden, K.A.Olive*, Nucl. Phys., B452, 677, 1995; Phys. Lett., B371, 34, 1996; *R.Easther, K.Maeda, D.Wands*, Phys. Rev., D53, 4247, 1996.
21. *I.Antoniadis, J.Rizos, K.Tamvakis*, Nucl. Phys., B415, 497, 1994; *J.Rizos, K.Tamvakis*, Phys. Lett., B326, 57, 1994; *R.Easther, K.Maeda*, Phys. Rev., D54, 7252, 1996; *J.S.Rey*, Phys. Rev. Lett., 77, 1929, 1996; *M.Gasperini, G.Veneziano*, Phys. Lett., B387, 715, 1996.
22. *J.Levin*, Phys. Rev., D51, 1536, 1995.
23. *J.P.Mimoso, D.Wands*, Phys. Rev., D51, 477, 1995.
24. *A.A.Саарян*, Астрофизика, 38, 101, 291, 447, 1995.
25. *A.A.Саарян*, Астрофизика, 39, 279, 1996.
26. *A.A.Саарян*, Астрофизика, 40, 233, 517, 1997.
27. *A.A.Saharian*, On Graceful Exit in String Cosmology with pre-big Bang Phase, hep-th/9709188.
28. *A.A.Саарян*, Астрофизика, 41, 277, 1998.
29. *A.A.Saharian*, Class. Quantum Grav., 15, 1951, 1998.
30. *R.Brustein, R.Madden*, Phys. Lett., B410, 110, 1997; Phys. Rev., D57, 712, 1998.
31. *M.Gasperini, M.Maggiore, G.Veneziano*, Nucl. Phys., B494, 315, 1997; *G.Veneziano*, Phys. Lett., B406, 297, 1997.
32. *M.S.Turner, E.J.Weinberg*, Phys. Rev., D56, 4604, 1997.
33. *M.C.Bento, O.Bertolami*, Class. Quantum Grav., 12, 1919, 1995.
34. *M.Gasperini, J.Maharana, G.Veneziano*, Nucl. Phys., D472, 349, 1996.
35. *E.J.Copeland, R.Easther, D.Wands*, Phys. Rev., D56, 874, 1997.

36. *N.A.Batakis*, Phys. Lett., B353, 39, 1995.
37. *M.Gasperini, R.Ricci*, Class. Quantum Grav., 12, 677, 1995.
38. *J.D.Barrow, K.E.Kunze*, Phys. Rev., D55, 623, 1997.
39. *A.Lukas, B.A.Ovrut, D.Waldram*, Phys. Lett., B393, 65, 1997; Nucl. Phys., B495, 365, 1997.
40. *N.Kaloper*, Phys. Rev., D55, 3394, 1997.
41. *N.Kaloper, K.Olive*, Phys. Rev., D57, 811, 1998.
42. *E.J.Copeland, J.E.Lidsey, D.Wands*, Nucl. Phys., B506, 407, 1997; Phys. Rev., D57, 625, 1998.
43. *N.Kaloper, I.J.Kogan, K.A.Olive*, prep. UMN-TH-1609/97, hep-th/9711027.
44. *H.Lu, S.Mukherji, C.N.Pope, K.-W. Xu*, Phys. Rev., D55, 7926, 1997.
45. *J.E.Lidsey*, On the cosmology and symmetry of dilaton-axion gravity, gr-qc/9609063.
46. *K.A.Meissner*, Phys. Lett., B392, 298, 1997; *N.Kaloper, K.A.Meissner*, prep. CERN-TH/97-113, hep-th/9705193.
47. *J.D.Barrow*, Phys. Rev., D48, 3592, 1993; *S.K.Rama*, Phys. Rev. Lett., 78, 1620, 1997; hep-th/9611223; hep-th/9701154; hep-th/9704047.
48. *F.Quevedo*, Gaugino Condensation, Duality and Supersymmetry Breaking, prep. CERN-TH/95-308.
49. *T.Damour, K.Nordvedt*, Phys. Rev. Lett., 70, 2217, 1993; Phys. Rev., D48, 3436, 1993.
50. *E.Kiritsis*, Introduction to Superstring Theory, hep-th/9709062.
51. *Н.Н.Баутин, Е.М.Леонтович*, Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости. Наука, М., 1976.

УДК: 524.8-423

## ДИНАМИКА СОБСТВЕННОГО ВРЕМЕНИ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ И КОНФОРМНОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

М.ПАВЛОВСКИЙ<sup>1</sup>, В.В.ПАПОЯН<sup>2</sup>, В.Н.ПЕРВУШИН<sup>3</sup>,  
В.И.СМИРИЧИНСКИЙ<sup>3</sup>

Поступила 22 июля 1998

Принята к печати 30 октября 1998

Работа посвящена описанию динамики собственного времени в зависимости от параметра эволюции, который удается выделить в гамильтоновой версии ОТО с метрикой Дирака - АДМ и в конформно-инвариантных переменных Лихнеровича. В этих переменных ОТО эквивалентна конформно-инвариантной теории скалярного поля Пенроуза-Черникова-Тагирова, причем роль скалярного поля играет величина, пропорциональная масштабному фактору. отождествление такого скалярного поля с модулем поля Хитса в стандартной модели, объединяющей электрослабые и сильные взаимодействия, позволяет сформулировать конформно-инвариантную единую теорию, в которой вакуумное среднее скалярного поля определяется интегралами движения космологической эволюции

1. *Введение.* Теория гравитации Эйнштейна (Общая Теория Относительности - ОТО) инвариантна относительно группы общих преобразований координат, включающих репараметризацию времени  $t \mapsto t' = t'(t)$ . В ОТО понятие времени многозначно [1-3], а наблюдатель в ОТО (будем называть его эйнштейновским) измеряет собственное время как инвариантный геометрический интервал. В частном случае космологических моделей ОТО [1-3] гамильтонов подход [1] выделяет внутренний динамический параметр эволюции инвариантного дираковского сектора физических переменных [4-8]. Таким эволюционным параметром оказывается величина, играющая роль космологического масштабного фактора (иногда мы будем называть ее космическим масштабом). Соотношение между геометрическим интервалом и динамическим параметром эволюции (далее это соотношение будем называть - "динамика" собственного времени) позволяет описывать наблюдательные космологические факты (закон Хаббла, красное смещение и т.д.).

В настоящей статье для обобщения метода гамильтоновой редукции с внутренним параметром эволюции на случай теории гравитации с физическими полями используются АДМ-параметризация метрики [11] и конформно-инвариантные переменные Лихнеровича [12], с космичес-

ким масштабom (определитель пространственной части метрики) в роли конформного фактора. В АДМ-параметризации метрика инвариантна относительно группы кинеметрических преобразований, подгруппой которых является глобальная репараметризация времени  $t \mapsto t' = t'(t)$ . Гамильтонова редукция такой системы приводит к тому, что одна из динамических переменных становится параметром эволюции редуцированной системы. Йорк и Кухарж [9,10] указывали, что такой переменной может быть величина, пропорциональная следу второй квадратичной формы. В настоящей работе предполагается также, что этот след может быть представлен в виде произведения глобальной (функция только времени) и локальной частей. АДМ-параметризация и конформно-инвариантные переменные Лихнеровича позволяют выделить эволюционный параметр редуцированной системы, который оказывается глобальной частью масштабного фактора.

Основная трудность гамильтоновой редукции в ОТО связана с необходимостью отделения параметров общекоординатных преобразований от инвариантных физических степеней свободы. Используя канонические преобразования Леви-Чивита [15-17], такое отделение удалось провести для фридмановских космологических моделей [7,8]. Было показано, что таким путем можно, во-первых, установить связь между фридмановскими и дираковскими наблюдаемыми и, во-вторых, построить нормируемую волновую функцию Вселенной, вариация которой по собственному времени ведет к известному закону "красного смещения" [8]. Показано также, что если исходить из принципов причинности и соответствия, то выделяемое гамильтоновой редукцией конформное время оказывается предпочтительным по сравнению с собственным [18].

В изложении мы придерживаемся следующего плана: в разделе 2 рассматривается фридмановская космологическая модель и соотношение между собственным временем и параметром эволюции редуцированной системы. В разделе 3 динамический параметр эволюции ОТО определяется как глобальная компонента пространственной метрики и выводится зависимость собственного времени от параметра эволюции. В разделе 4 строится конформно-инвариантная теория, объединяющая фундаментальные взаимодействия, и анализируется динамика собственного времени в этой теории. Заключение содержит краткую сводку полученных результатов.

2. *Классическая и квантовая космология.* Рассмотрим модель, которая задается действием Гильберта-Эйнштейна с электромагнитным полем [2,3,5-8],

$$W = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ -\frac{({}^4)R(g)}{16\pi} M_{Pl}^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(A) F^{\mu\nu}(A) \right]. \quad (1)$$

Подстановка метрики Фридмана-Робертсона-Уокера

$$(ds)^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = a_0^2(t) \left[ N_c^2 dt^2 - \gamma_{ij}^c dx^i dx^j \right]; \quad (3) R(\gamma^c) = \frac{6k}{r_0^2} \quad (2)$$

в действие сводит эту систему к набору осцилляторов. В гамильтоновой форме оно принимает вид [6,8]

$$W^E[p_f, q_f; p_0, a_0 | t, N_c] = \int_{t_1}^{t_2} dt \left( -p_0 \dot{a}_0 + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (p_0 a_0) + \sum_f p_f \dot{f} - N_c \left[ -\frac{p_0^2}{4} + h^2(a_0) \right] \right), \quad (3)$$

где

$$h^2(a_0) = -\frac{ka_0^2}{r_0^2} + H_M(p_f, f). \quad (4)$$

Переменная  $a_0$  - пространственный масштаб метрики (2),  $k = +1, 0, -1$  соответственно для замкнутого, плоского и открытого пространства. Здесь сохранен временной поверхностный член [6].

Уравнения движения для "полей материи" соответствуют закону сохранения

$$\frac{d}{dt} H_M(p_f, f) = 0. \quad (5)$$

Условимся различать три величины, так или иначе связанных с понятием времени.

1) Инвариантность относительно репараметризации времени

$$t \mapsto t' = t'(t) \quad (6)$$

приводит к соответствующей связи и указывает на то что координатное время  $t$  не наблюдаемо.

2) Определим "лагранжево время"  $dT = N_c dt$ . Оно для расширенной системы (3) совпадает с конформным временем  $\eta$  [8], которое, в свою очередь, легко связать с временем Фридмана  $t_f$

$$dt_f = ds|_{dx=0} = a_0 N_c dt = a_0 d\eta. \quad (7)$$

3) Редукция расширенной системы (3), посредством решения связи

$\frac{\delta W}{\delta N_c} = 0$  относительно импульса, входящего в гамильтониан с отрицательным знаком, выделяет пространственный масштаб как динамический параметр эволюции редуцированной системы [2,3,5,6].

Связь

$$-\frac{p_0^2}{4} + h^2 = 0 \quad (8)$$

имеет два решения

$$(p_0)_\pm = \pm 2h. \quad (9)$$

Подстановка (9) в (3) приводит к действию

$$W_\pm^R[p_f, f|a_0] = \int_{a_0(1)}^{a_0(2)} da_0 \left[ \sum_f p_f \frac{df}{da_0} \mp 2h \pm \frac{d}{da_0}(a_0 h) \right] \quad (10)$$

с параметром эволюции  $a_0$ .

Уравнение движения для "дополнительного" импульса  $p_0$  расширенной системы (3)

$$\frac{\delta W}{\delta p_0} = 0 \Rightarrow p_0 = 2 \frac{da_0}{Nat} = 2 \frac{da_0}{d\eta} = 2a' \quad (11)$$

(вместе со связью (9)) устанавливает соотношения между конформным (или собственным) временем наблюдателя (7) и параметром эволюции  $a_0$

$$\eta_\pm = \pm \int_0^{a_0} da_0 h^{-1}; \quad dt_F = a_0(\eta) d\eta. \quad (12)$$

Как одно, так и другое время могут быть вычислены для конкретных значений интегралов движения

$$H_M = E_c. \quad (13)$$

Уравнение (12) выражает эволюцию "собственного времени" через  $a_0$  ( $\eta$ ) аналогично известному закону Фридмана [22].

Редуцированная система (10) не содержит динамики собственного времени, поэтому ее необходимо дополнить соглашением о времени, измеряемом наблюдателем (7). В частности, для того, чтобы соотнести с наблюдательной космологией уравнение Уиллера-де-Вита (УДВ) [23], квантовая связь

$$\left[ -\frac{\hat{p}_0^2}{4} + h^2 \right] \Psi_{WDW}(a_0|f) = 0; \quad \left( \hat{p}_0 = \frac{\delta}{ida_0} \right), \quad (14)$$

определяющая волновую функцию, должна быть дополнена соглашением (7). Особую роль приобретает здесь каноническое преобразование "дополнительной" пары сопряженных переменных

$$(p_0 a_0) \rightarrow (\Pi, \eta),$$

в результате которого связь (8) становится линейной [8],

$$-\Pi + H_M = 0. \quad (15)$$

Конформное время совпадает с параметром эволюции, и новое редуцированное действие полностью совпадает с обычным полевым действием для материи в плоском пространстве

$$W_{\pm}^R[p_f, f|\eta] = \int_{\eta(1)}^{\eta(2)} d\eta \left[ \sum_f p_f \frac{df}{d\eta} \mp H_M(p_f, f) \right]. \quad (16)$$

В этом случае уравнение УДВ (14) совпадает с уравнением Шредингера

$$\pm \frac{d}{id\eta} \Psi_{\pm}(\eta|f) = H_M \Psi_{\pm}(\eta|f). \quad (17)$$

Можно получить также спектральное разложение волновой функции Вселенной и анти-Вселенной по "in" и "out" собственным функциям оператора  $H_M$ :

$$(H_M \langle E|f \rangle = E \langle E|f \rangle),$$

$$\Psi_+(\eta_+|f) = \sum_E \left[ e^{i\overline{W}_E^{(+)}(\eta_+)} \langle E|f \rangle \theta(\eta_+) \alpha_{(in)}^{(+)} + e^{-i\overline{W}_E^{(+)}(\eta_+)} \langle E|f \rangle^* \theta(-\eta_+) \alpha_{(out)}^{(-)} \right], \quad (18)$$

$$\Psi_-(\eta_-|f) = \sum_E \left[ e^{i\overline{W}_E^{(-)}(\eta_-)} \langle E|f \rangle \theta(\eta_-) \beta_{(out)}^{(-)} + e^{-i\overline{W}_E^{(-)}(\eta_-)} \langle E|f \rangle^* \theta(-\eta_-) \beta_{(in)}^{(+)} \right], \quad (19)$$

где  $\overline{W}_E^{(\pm)}(\eta)$  - часть редуцированного действия, связанная с энергией (10) [6,8],

$$W_E^{(\pm)}(\eta_{\pm}) = \mp \int_{a_0(1)}^{a_0(2)} da_0 \left[ 2h - \frac{d}{da_0} (a_0 h) \right] \equiv E \eta_{\pm}, \quad (20)$$

$\alpha_{(in)}^{(+)}$ ,  $\alpha_{(out)}^{(-)}$  - операторы рождения и уничтожения Вселенной с ( $\Psi_+$ ) и конформным временем  $\eta_{(+)}$ ;  $\beta_{(in)}^{(+)}$ ,  $\beta_{(out)}^{(-)}$  - операторы рождения и уничтожения анти-Вселенной с ( $\Psi_-$ ) и конформным временем  $\eta_{(-)}$  (12).

Таким образом, удалось получить нормируемую волновую функцию Вселенной, исключив "дополнительные" переменные в редуцированном действии, что оказалось возможным благодаря использованию действия Гильберта-Эйнштейна, введению конформно-инвариантных наблюдателей и каноническому преобразованию Леви-Чивита, что и привело к обычной теории поля для материи в плоском пространстве с конформным временем.

### 3. Общая Теория Относительности.

3.1. *Переменные.* Проанализируем динамику "собственного времени" в электровакуумной теории Эйнштейна

$$W^E(g, A) = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ -\frac{\mu^2}{6} {}^{(4)}R - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(A) F^{\mu\nu}(A) \right]; \quad \left( \mu = M_{Pl} \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \right), \quad (21)$$

где  $M_p$  - масса Планка.

Отправной точкой нашего анализа будет (3+1) расщепление 4-х пространства [11]

$$(ds)^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = N^2 dt^2 - g_{ij}^{(3)} \check{d}x^i \check{d}x^j; \quad (\check{d}x^i = dx^i + N^i dt) \quad (22)$$

и конформно-инвариантные переменные Лихнеровича [12]

$$N_c = \|g^{(3)}\|^{-1/6} N, \quad g_{ij}^c = \|g^{(3)}\|^{-1/3} g_{ij}^{(3)}; \quad (\|g^c\| = 1); \quad \bar{a} = \mu \|g^{(3)}\|^{1/6}. \quad (23)$$

В этих переменных действие (21) принимает вид

$$W_{[\bar{a}, g^c, A]}^E = \int d^4x \left[ -N_c \frac{\bar{a}^2}{6} R^{(4)}(g^c) + \bar{a} \partial_\mu (N_c \partial^\mu \bar{a}) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}(A) F^{\mu\nu}(A) \right], \quad (24)$$

а в формализме первого порядка, в переменных (22), (23), переписывается следующим образом:

$$W^E[P_A, A; P_g, g^c, \bar{P}_a, \bar{a}|t] = \int_{t_1}^{t_2} dt \int d^3x \left[ \sum_{f=g, A} P_f D_0 f - \bar{P}_a D_0 \bar{a} - N_c \mathcal{H} + S \right], \quad (25)$$

где

$$\mathcal{H} = -\frac{\bar{P}_a^2}{4} + 6 \frac{P_g^2}{\bar{a}^2} + \frac{\bar{a}^2}{6} \bar{R} + \mathcal{H}_A; \quad \left( \mathcal{H}_A = \frac{1}{2} P_A^2 + \frac{1}{4} F_{ij} F^{ij} \right)$$

гамильтонова плотность,  $\bar{R}$  - скалярная кривизна пространственной метрики

$$\bar{R} = R^{(3)}(g_{ij}^c) + 8 \bar{a}^{-1/2} \Delta \bar{a}^{-1/2}; \quad \Delta \bar{a} = \partial_i (g_{ij}^c \partial_j \bar{a}), \quad (26)$$

$S$  - поверхностный член исходного действия (21),  $P_A$ ,  $P_g$ ,  $\bar{P}_a$  - канонические импульсы, а

$$\begin{aligned} D_0 \bar{a} &= \partial_0 \bar{a} - \partial_k (N^k \bar{a}) + \frac{2}{3} \bar{a} \partial_k N^k, \\ D_0 g_{ij}^c &= \partial_0 g_{ij}^c - \nabla_i N_j - \nabla_j N_i + \frac{2}{3} \partial_k g_{ij}^c N^k. \end{aligned} \quad (27)$$

Величины

$$D_0 A_i = \partial_0 A_i - \partial_i A_0 + F_{ij} N^j, \quad (28)$$

помноженные на  $dt$  - инварианты кинематрических преобразований [13]

$$t \rightarrow t' = t'(t); \quad x^k \rightarrow x'^k = x'^k(t, x^1, x^2, x^3), \quad N \rightarrow N' \dots \quad (29)$$

В этой теории, как и прежде, удобно различать три связанные со временем величины:

1) Инвариантность теории (25) относительно преобразований (29) означает, что координатное время  $t$  не наблюдаемо.

2) Инвариантное "лагранжево время", определяемое лагранжевым множителем  $N_c$ ,

$$dT_c(x, t) = N_c(x, t) dt, \quad (30)$$

совпадает с измеримым собственным временем в АДМ-параметризации (22) с точностью до множителя  $\bar{a}/\mu$ :

$$dT(x, t) = ds|_{dx=0} = \frac{\bar{a}(x, t) dT_c(x, t)}{\mu}. \quad (31)$$

3) Динамический параметр эволюции редуцированного физического сектора как "дополнительная" переменная расширенной системы - обобщение космологического пространственного масштаба  $a_0$ .

Для выбора "дополнительной" переменной воспользуемся результатами работы [13], где было показано, что пространственный масштаб  $\bar{a}(x, t)$  содержит глобальный фактор ( $a_0(t)$ )

$$\bar{a}(x, t) = a_0(t) \lambda(x, t), \quad (32)$$

который зависит только от времени и не может быть обращен в константу никаким выбором системы отсчета, если ввести ограничение

$$\int d^3x \lambda(x, t) \frac{D_0 \lambda(x, t)}{N_c} = 0, \quad (33)$$

которое, по сути, есть условие, диагонализующее кинетический член в (25).

Новым переменным соответствуют сопряженные импульсы  $P_0$  и  $P_\lambda$ . Определим разложение  $\bar{P}_a$  по новым импульсам следующим образом:

$$\bar{P}_a = \frac{P_\lambda}{a_0} + P_0 \frac{\lambda}{N_c \int d^3x \frac{\lambda^2}{N_c}}; \quad \left( \int d^3x \lambda(x, t) P_\lambda = 0 \right), \quad (34)$$

что приводит к обычной канонической структуре в новых переменных:

$$\int d^3x (\bar{P}_a D_0 \bar{a}) = \dot{a}_0 \int d^3x \bar{P}_a \lambda + a_0 \int d^3x \bar{P}_a D_0 \lambda = \dot{a}_0 P_0 + \int d^3x P_\lambda D_0 \lambda. \quad (35)$$

Подстановка (34) в гамильтониан (25) дает

$$\int d^3x N_c \bar{P}_a^2 = P_0^2 \left[ \int d^3x \frac{\lambda^2}{N_c} \right]^{-1} + \frac{1}{a_0^2} \int d^3x N_c P_\lambda^2, \quad (36)$$

а расширенное действие (25) приобретает структуру, аналогичную структуре расширенной космологической модели (3):

$$W^E[P_f, f; P_0, a_0 | t] = \int_{t_1}^t dt \left( \int d^3x \sum_{f=\lambda, \lambda, A, \lambda} P_f D_0 f \right) - \dot{a}_0 P_0 + \\ + \frac{P_0^2}{4} \left[ \int d^3x \frac{\lambda^2}{N_c} \right]^{-1} - \int d^3x N_c \mathcal{H}_F, \quad (37)$$

где  $\mathcal{H}_F$  - гамильтониан без части "дополнительного" импульса:

$$\mathcal{H}_F = \frac{1}{a_0^2} \left[ -\frac{P_\lambda^2}{4} + 6 \frac{P_\xi^2}{\lambda^2} \right] + a_0^2 \frac{\Phi^2}{6} \bar{R} + \mathcal{H}_A. \quad (38)$$

3.2. *Редукция.* Исключим "дополнительные" переменные  $a_0, P_0$ , разрешая связь

$$\int d^3x N_c \frac{\delta W}{\delta N_c} = 0 \Rightarrow \frac{P_0^2}{4} = \left( \int d^3x N_c \mathcal{H}_F \right) \left( \int d^3x \frac{\lambda^2}{N_c} \right), \quad (39)$$

относительно  $P_0$ . Два решения этого уравнения соответствуют двум редуцированным системам с действиями

$$W_{\pm}^R[P_f, f | a_0] = \int_{a_0(1)}^{a_0(2)} da_0 \left[ \sum_{f=\lambda, \xi, A} P_f D_a f \mp \left( \int d^3x N_c \mathcal{H}_F \right)^{1/2} \left( \int d^3x \frac{\lambda^2}{N_c} \right)^{1/2} \right] \quad (40)$$

и с параметром эволюции  $a_0$ , где

$$D_a f = \frac{D_0 f}{\dot{a}_0} \quad (41)$$

ковариантная производная с новым шифт-вектором  $N^\lambda$  и векторным полем  $A_\mu$ , которое отличается от прежнего (27) множителем  $(\dot{a}_0)^{-1}$ .

Локальные уравнения движения (40) воспроизводят инвариантный сектор изначальной расширенной системы и определяют эволюцию переменных  $(P_f, f)$  по параметру  $a_0$

$$(P_f(x, t), f(x, t), \dots) \rightarrow (P_f(x, a_0), f(x, a_0), \dots). \quad (42)$$

Действие (40) инвариантно относительно преобразований  $N_c(x, t) \rightarrow N'_c = f(t) N_c$ . Другими словами, функция "смещения"  $N_c(x, t)$  может быть определена с точностью до глобального множителя, зависящего от времени

$$N_c(x, t) = N_0(t) \mathcal{N}(x, t). \quad (43)$$

Редуцируемая система теряет глобальную часть функции "смещения", которая формирует глобальное время наблюдателя

$$N_0 dt = d\tau; \quad (\eta(t') = \tau(t)) \quad (44)$$

точно так же, как и редуцированное действие космологической модели теряет функцию "смещения", которая формирует конформное время фридмановского наблюдателя.

Назовем величину (44) глобальным конформным временем. Глобальную функцию "смещения"  $N_0(t)$  можно определить, используя второй интеграл в (39)

$$\int d^3x \frac{\lambda^2}{N_c} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{l_0}{N_0(t)}, \quad (45)$$

где  $l_0$  - константа.

3.3. *Динамика собственного времени.* Для исследования эволюции системы относительно глобального конформного времени (44), введем следующие обозначения:

$$\int d^3x N_c \mathcal{H}_F = l_0 N_0 h^2(a_0) = l_0 N_0 \left[ \frac{k_A^2}{a_0^2} + h_R^2 + a_0^2 \Gamma^{-2} \right], \quad (46)$$

где  $k_A^2$  и  $\Gamma^{-2}$  соответствуют кинетическому и потенциальному членам гравитационного слагаемого в (38), а  $h_R^2$  - электромагнитная часть гамильтониана.

Уравнения на "дополнительные" переменные  $P_0$ ,  $a_0$  и глобальную функцию "смещения" (которые отсутствуют в редуцированном действии (40)) имеют вид

$$N_0 \frac{\delta W^E}{\delta N_c} = 0 \Rightarrow (P_0)_\pm = \pm 2l_0 h(a_0), \quad (47)$$

$$\frac{\delta W^E}{\delta a_0} = 0 \Rightarrow P_0' = l_0 \frac{d}{da_0} h^2(a_0); \quad \left( f' = \frac{d}{d\eta} f \right), \quad (48)$$

$$\frac{\delta W^E}{\delta P_0} = 0 \Rightarrow a_0' = \frac{P_0}{2l_0}. \quad (49)$$

Из этих уравнений следует закон сохранения

$$\frac{(k_A^2)'}{a_0^2} + (h_R^2)' + a_0^2 (\Gamma^{-2})' = 0 \quad (50)$$

и фридмано-подобная эволюция глобального конформного времени (44)

$$\eta_{(\pm)}(a_0) = \pm \int_0^{a_0} da h^{-1}(a). \quad (51)$$

Соотношение (50) позволяет проверить, что законы Хаббла и красного смещения для нашего наблюдателя

$$Z(D) = \frac{a(t_F)}{a(t_F - D)} - 1 = D \cdot H_0 + \dots; \quad \left( t_F(\eta) = \int_0^\eta d\eta' a_0(\eta') \right) \quad (52)$$

воспроизводят эволюцию Вселенной стандартной космологической модели, если предположить доминантность кинетического или потенциального слагаемого гамильтониана. Первый случай ( $k_A^2 \neq 0, h_R = \Gamma^{-1} = 0$ ), соответствует анизотропной модели Вселенной Мизнера [5]. Второй случай воспроизводит Вселенную, заполненную радиацией ( $k_A^2 = 0; h_R \neq 0; \Gamma^{-1} \neq 0$ ). В обоих случаях величины ( $k_A, h_R, \Gamma^{-1}$ ) являются интегралами движения (константами на локальных уравнениях движения).

Дифференциал "лагранжевого времени" записывается в виде

$$dT_c(x, t) = \partial N(x, \eta) d\eta \quad (53)$$

В квантовой теории, согласно принципу соответствия, интегралы движения становятся сохраняющимися квантовыми числами. Каждый член спектрального разложения волновой функции по квантовым числам выражается через собственное время наблюдателя, что позволяет выделить "in" и "out" состояния Вселенной и анти-Вселенной.

Попытка [8] включить наблюдателя в схему редукции (каноническое преобразование Леви-Чивита [15-17]) расширенной системы обнаруживает предпочтительность конформного времени по сравнению с собственным. В пределе плоского пространства конформное время приводит к действию квантово-полевой теории [6] и не нарушает причинность [18].

#### 4. Конформное объединение взаимодействий.

4.1. *Формулировка теории.* Как отмечалось выше, теория Эйнштейна с (3+1) параметризацией метрики в терминах конформно-инвариантных переменных Лихнеровича (23) полностью совпадает с конформно-инвариантной теорией скалярного поля Пенроуза-Черникова-Тагирова (ПЧТ), с действием

$$W^{PCT}[\Phi, g] = \int d^4x \left[ -\sqrt{-g} \frac{\Phi^2}{6} R^{(4)}(g) + \Phi \partial_\mu (\sqrt{-g} \partial^\mu \Phi) \right], \quad (54)$$

которое в конформно-инвариантных переменных

$$\varphi_c = \left\| g^{(3)} \right\|^{1/6} \Phi; \quad g_{\mu\nu}^c = \left\| g^{(3)} \right\|^{-1/3} g_{\mu\nu}; \quad \sqrt{-g^c} = N_c \quad (55)$$

принимает вид

$$W^{PCT}[\varphi_c, g_c] = \int d^4x \left[ -N_c \frac{\varphi_c^2}{6} R^{(4)}(g^c) + \varphi_c \partial_\mu (N_c \partial^\mu \varphi_c) \right] \quad (56)$$

и совпадает с эйнштейновским действием (24), если заменить  $\varphi_c$  на  $\bar{\varphi}$ . Наблюдаемыми в теории ПЧТ являются конформно-инвариантные величины, в частности, конформно-инвариантный интервал

$$(ds)_c^2 = g_{\mu\nu}^c dx^\mu dx^\nu = N_c^2 dt^2 - (3) g_{ij}^c \tilde{a}x^i \tilde{a}x^j. \quad (57)$$

Следуя [19,20,24,25], мы можем интерпретировать ПЧТ-скалярное поле как модуль дуплета поля Хиггса и добавить конформно-инвариантную часть стандартной модели (СМ) сильных и электрослабых взаимодействий

$$W^{SM}[\phi_{Hc}, n, V, \psi, g_c] = \int d^4x \left( \mathcal{L}_0^{SM} + N_c \left[ -\phi_{Hc} F + \phi_{Hc}^2 B - \lambda \phi_{Hc}^4 \right] \right), \quad (58)$$

где  $\mathcal{L}_0^{SM}$  - свободная от скалярного поля часть СМ, выраженная в конформно-инвариантных переменных (55) [20],  $B$  и  $F$  - массовые члены бозонных и фермионных полей соответственно:

$$B = Dn(Dn)^{\dagger}; \quad F = (\bar{\psi}_L n) \psi_R + h.c., \quad (59)$$

которые в унитарной калибровке могут быть выражены через параметры физических полей  $(V_I^P, \psi_\alpha^P)$ ,

$$B = V_I^P \hat{Y}_I V_I^P, \quad F = \bar{\psi}_\alpha^P \hat{X}_{\alpha\beta} \psi_\beta^P \quad (60)$$

с поглощенными угловыми компонентами ( $n$ ) скалярного поля (здесь  $\hat{Y}_I, \hat{X}_{\alpha\beta}$  - матрицы из констант связи). Для соответствия с обычными обозначениями СМ введем

$$\phi_{Hc} = \chi \phi_c. \quad (61)$$

Фактор  $\chi$  является новой константой связи [19]. (Значение  $\chi$  очень мало и равно по порядку величины  $\frac{m_W}{M_{Pl}}$ , где  $m_W$  - масса слабого бозона  $W$ ).

Лагранжиан конформной теории объединения взаимодействий (КТОВ)

$$W^{CUT}[\phi_c, V^P, \psi^P, g_c] = W^{PCT}[\phi_c, g_c] + W^{SM}[\phi_c, V^P, \psi^P, g_c] \quad (62)$$

не содержит каких-либо размерных параметров.

#### 4.2. Редукция и динамика собственного времени.

Проанализируем понятие "времени" в КТОВ. Скалярное поле в КТОВ выступает в роли масштабного фактора метрики. Выделим из него параметр эволюции  $a_0$  и используем для глобальной компоненты следующие обозначения:

$$\phi_c(x, t) = \phi_0(t) a(x, t); \quad N = N_0(t) \mathcal{N}(x, t). \quad (63)$$

Тогда расширенное действие принимает вид

$$W^{CUT}(P_f, f; P_0, \phi_0 | t) = \int_{t_1}^{t_2} \left( \int d^3x \sum_{f=a, g_c, F_{SM}} P_f D_0 f - P_0 \phi_0 - N_0 \left[ -\frac{P_0^2}{4V_0} + H_f[\phi_0] \right] \right) dt, \quad (64)$$

где  $F_{SM}$  - набор полей SM, а

$$H_f[\varphi_0] = \int d^3x \mathcal{N} \mathcal{H}(p_f, f, \varphi_0) = h_{CT}^2(\varphi_0) V_0, \quad V_0 = \int d^3x \frac{a^2}{\mathcal{N}} \quad (65)$$

гамильтониан локальных степеней свободы (поверхностный член опущен).

Рассмотрим расширенное действие (64) на связи (редукция)

$$\frac{\delta W^E}{\delta N_0} = 0 \Rightarrow (P_0)_\pm = \pm 2\sqrt{V_0 H_f}. \quad (66)$$

Редуцированное действие

$$W_\pm^R(P_f, f|\varphi_0) = \int_{\varphi_1=\varphi_0(t_1)}^{\varphi_2=\varphi_0(t_2)} d\varphi_0 \left\{ \left( \int d^3x \sum_f P_f D_\varphi f \right) \mp 2\sqrt{V_0 H_f} \right\} \quad (67)$$

дополнено динамикой собственного времени.

Динамические уравнения для глобальной компоненты имеют вид

$$\frac{\delta W^E}{\delta N_0} = 0 \Rightarrow (\dot{P}_0)_\pm = \pm 2V_0 h_{CT}(\varphi_0), \quad (68)$$

$$\frac{\delta W^E}{\delta \varphi_0} = 0 \Rightarrow P'_0 = V_0 \frac{d}{d\varphi_0} h_{CT}^2(\varphi_0); \quad \left( f' = \frac{d}{d\eta} f \right) \quad (69)$$

$$\frac{\delta W^E}{\delta P_0} = 0 \Rightarrow \left( \frac{d\varphi_0}{d\eta} \right)_\pm = \frac{(P_0)_\pm}{2V_0} = \pm h_{CT}(\varphi_0), \quad (70)$$

где эффективная плотность гамильтониана выглядит следующим образом:

$$h_{CT}^2 = \frac{k_A^2}{\varphi_0^2} + h_R^2 + \mu_F^2 \varphi_0 + \Gamma_B^{-2} \varphi_0^2 + \Lambda \varphi_0^4. \quad (71)$$

Эти уравнения ведут к фридмано-подобной эволюции глобального конформного времени наблюдателя

$$\eta(\varphi_0) = \int_0^{\varphi_0} d\varphi h_{CT}^{-1}(\varphi) \quad (72)$$

и закону сохранения

$$\frac{(k_A^2)'}{\varphi_0^2} + (h_R^2)' + (\mu_F^2)' \varphi_0 + (\Gamma_B^{-2})' \varphi_0^2 + (\Lambda)' \varphi_0^4 = 0. \quad (73)$$

Для закона Хаббла и красного смещения в конформном времени (см. также [8,26]) имеем

$$z(D_c) = \frac{\varphi_0(\eta_0)}{\varphi_0(\eta_0 - D_c)} - 1 \approx D_c H_{Hub}; \quad H_{Hub} = \frac{1}{\varphi_0(\eta)} \frac{d}{d\eta} \varphi_0(\eta). \quad (74)$$

В зависимости от значения  $\varphi_0$ , в гамильтониане (71), (73) доминиру-

ют кинетическая или потенциальная слагаемые и возникают различные стадии эволюции Вселенной (72): анизотропная ( $k_A^2 \neq 0$ ) и радиационная ( $h_R^2 \neq 0$ ) (в ранней Вселенной), заполненная пылью ( $\mu_F^2 \neq 0$ ;  $\Gamma_B^{-2}$ ) и де-ситтеровская  $\Lambda \neq 0$  (в настоящее время).

В приближенной теории множитель  $a(x, t) = 1 + \delta_a$  с точностью до единицы совпадает с потенциалом ньютоновской гравитации ( $\delta_g$ ). Тем не менее, Хиггс-ПЧТ поле в этой модели не имеет частицеподобных возбуждений (как это и было предсказано в работе [19]).

4.3. *Космический хиггсовский вакуум и "пыльная" Вселенная.* Покажем, что значение скалярного поля в КТОВ определяется сегодняшним состоянием Вселенной (наблюдаемыми плотностью материи  $\rho_{un}$  и параметром Хаббла  $H_{ub}$ ).

Для наблюдателя, живущего во Вселенной, состояние "вакуума" есть состояние Вселенной в настоящее время:  $|\text{Universe}\rangle = |\text{Lab. vacuum}\rangle$ , если его теория претендует на описание как космологии, так и лабораторных экспериментов.

В соответствии с этим, гамильтониан (65) может быть расщеплен на "большую" (космологическую - глобальную) и "малую" (лабораторную-локальную) части

$$H_f[\Phi_0] \stackrel{\text{def}}{=} \rho_{un} V_0 + (H_f - \rho_{un} V_0) = \rho_{un}(\Phi_0) V_0 + H_L. \quad (75)$$

Здесь глобальная часть гамильтониана  $\rho_{un}(\Phi_0) V_0$  может быть определена "космологическим" усреднением

$$\langle \text{Universe} | H_f | \text{Universe} \rangle = \rho_{un} V_0, \quad (76)$$

причем так, чтобы "космологическое" усреднение локальных частей гамильтониана обращалось в нуль.

$$\langle \text{Universe} | H_L | \text{Universe} \rangle = 0. \quad (77)$$

Предположим, что локальной динамикой можно пренебречь, если рассматривать космологический сектор в динамике собственного времени (68), (69), (70),

$$\frac{\delta W^E}{\delta N_0} = 0 \Rightarrow p_0 = 2V_0 \sqrt{\rho_{un} + \frac{H_L}{V_0}} = 2V_0 \sqrt{\rho_{un}} + \frac{H_L}{\sqrt{\rho_{un}}} + o\left(\frac{1}{V_0}\right), \quad (78)$$

$$\frac{\delta W^E}{\delta P_0} = 0 \Rightarrow \left(\frac{d\Phi_0}{d\eta}\right)_+ = \sqrt{\frac{H_f}{V_0}} = \sqrt{\rho_{un} + \frac{H_L}{V_0}} = \sqrt{\rho_{un}} + o\left(\frac{1}{V_0}\right). \quad (79)$$

Эволюция собственного времени наблюдателя по отношению к параметру  $\Phi_0$  определяет константу Хаббла

$$H_{hb} = \frac{1}{\bar{\varphi}_0(\eta)} \frac{d\bar{\varphi}(\eta_0)}{d\eta_0} = \frac{\sqrt{\rho_{un}(\varphi_0)}}{\bar{\varphi}_0(\eta_0)}. \quad (80)$$

Последнее равенство следует из уравнения (79) и определяет зависимость между сегодняшним значением скалярного поля и космологическими наблюдательными данными:

$$\bar{\varphi}(\eta = \eta_0) = \frac{\sqrt{\rho_{un}(\eta_0)}}{H_{hb}(\eta_0)}. \quad (81)$$

Если  $\rho_{un} = \rho_{cr}$ , где

$$\rho_{cr} = \frac{3 H_{hb}^2 M_{Pl}^2}{8\pi}, \quad (82)$$

то подстановка (82) в (81) ведет к значению скалярного поля

$$\bar{\varphi}(\eta = \eta_0) = M_{Pl} \sqrt{\frac{3}{8\pi}}, \quad (83)$$

которое соответствует ньютоновской константе связи в эйнштейновской гравитации.

Нынешнее состояние Вселенной хорошо моделируется уравнением состояния пыли. Поэтому в настоящее время "вакуумное" усреднение массовых членов в гамильтониане СМ эквивалентно массе Вселенной  $M_D$ , тогда как другими членами можно пренебречь:

$$\rho_{un} V_0 = \varphi_0(\eta) \langle \text{Univ.} \int_V d^3x \mathcal{N} a \bar{\psi}_\alpha X_{\alpha\beta} \psi_\beta \rangle \text{Univ.} \stackrel{\text{def}}{=} M_D = \varphi_0(\eta) \langle n_b \rangle V_0, \quad (84)$$

где  $\langle n_b \rangle$  - сохраняющаяся величина. В этом случае динамика собственного времени описывается уравнением (79) с плотностью

$$\rho_{un}(\varphi_0) = \varphi_0 \langle n_b \rangle; \quad \frac{d\varphi_0}{d\eta} = \sqrt{\varphi_0 \langle n_b \rangle}, \quad (85)$$

закон эволюции скалярного поля выглядит следующим образом:

$$\varphi_0(\eta) = \frac{\eta^2}{4} \langle n_b \rangle, \quad (86)$$

а параметр Хаббла и барионная плотность

$$H_{hb} = \frac{1}{\varphi_0} \frac{d\varphi_0}{d\eta} = \frac{2}{\eta}; \quad \rho_b = \Omega_b \rho_{un}; \quad \left( \rho_{un} \frac{3 H_{hb}^2 M_{Pl}^2}{8\pi} \right) \quad (87)$$

оцениваются из экспериментальных данных ( $0.1 < \Omega_b < 2$ ).

Необходимо принять во внимание, что эти наблюдательные данные отражают плотность в момент испускания света с космического объекта  $\Omega(\eta_0 - L/c)$ , которая меньше сегодняшней  $\Omega(\eta_0) = \Omega_0$  из-за уменьшения

массы материи. Это может быть грубо оценено усреднением  $\Omega(\eta_0 - L/c)$  по расстоянию (или собственному времени)

$$\gamma = \frac{\eta_0 \Omega_0}{\int_0^{\eta_0} \Omega(\eta) d\eta}. \quad (88)$$

(Для "пыльной" Вселенной коэффициент возрастания  $\gamma = 3$ ).

В заключение выпишем интересное соотношение, связывающее массу Планка и определяемые наблюдательными данными космологические параметры,

$$\frac{\bar{\varphi}(\eta = \eta_0)}{M_{Pl}} \sqrt{\frac{8\pi}{3}} = \sqrt{\gamma \Omega_{(exp)}} / h = \omega_0, \quad (89)$$

здесь  $h = 0.4 + 1$  (разброс связан с разбросом оценок параметра Хаббла).

Наблюдательные данные по  $\Omega_0$  позволяют оценить  $\omega_0$ :  $\omega_0 = 0.04$  (радиация) и  $0.4 < \omega_0 < 9$  (пыль).

**5. Заключение.** В настоящей работе на основе предложенной ранее схемы гамильтоновой редукции обсуждается статус "собственного времени" в теории, объединяющей ОТО и КТОВ, которая инвариантна относительно группы общекоординатных преобразований. Эта инвариантность означает, что ОТО и КТОВ представляют собой расширенные системы (РС) со связями и "дополнительными" переменными. Для отделения сектора физических переменных от нефизических параметров общекоординатных преобразований проводится процедура гамильтоновой редукции, которая приводит к эквивалентной системе без связей и где "дополнительная" переменная становится динамическим параметром эволюции. Такая "дополнительная" переменная выделяется по аналогии с космологической моделью и с использованием конформно-инвариантных переменных Лихнеровича.

Динамика собственного времени по отношению к параметру эволюции описывается уравнением движения расширенной системы, которому подчиняется "дополнительный" импульс. Это уравнение определяет красное смещение и закон Хаббла в космологической модели ОТО и КТОВ. Для того, чтобы получить закон Хаббла в квантовой теории, редуцированная схема квантования дополнена соглашением об измеряемом временном интервале. Нормируемость волновой функции достигается благодаря исключению "дополнительной" переменной из набора независимых переменных редуцируемой системы. В предложенной схеме редукции принцип соответствия с полевой теорией в плоском пространстве и принцип причинности выделяют конформное время, как измеримое.

Сформулирована конформно-инвариантная теория объединения

фундаментальных взаимодействий, где помимо конформного времени измеримыми являются также пространственные интервалы. Эта теория объединяет гравитацию со стандартной моделью сильных и электрослабых взаимодействий. Ее лагранжиан не содержит размерных параметров, что вполне гармонирует с хорошо известным фактом: измеримыми являются только отношения размерных величин. В таком подходе масса Планка есть не более чем безразмерный коэффициент перед массой протона.

Предложен механизм возникновения шкалы масс на примере эволюции "пыльной" Вселенной и показано, что значение скалярного поля в настоящее время может быть определено наблюдаемыми космологическими величинами: плотностью материи и постоянной Хаббла.

В заключение выражаем глубокую благодарность В.М.Барбашеву, Р.Брауту, Г.А.Гогилдзе, А.В.Ефремову, В.Г.Кадышевскому, Е.Капусцику, В.Куммеру, Д.Младену, Ю.Г.Палию и А.М.Хведелидзе за интересные и стимулирующие обсуждения, а также благодарим Русский Фонд Фундаментальных Исследований, грант № 96-01-01223 и Польский Комитет по Научным Исследованиям, грант № 603/P03/96.

<sup>1</sup> Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

<sup>2</sup> Ереванский государственный университет, Армения

<sup>3</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

## PROPER TIME DYNAMICS IN GENERAL RELATIVITY AND CONFORMAL UNIFICATION OF INTERACTION

M.PAVLOVSKI<sup>1</sup>, V.PAPOYAN<sup>2</sup>, V.PERVUSHIN<sup>3</sup>, V.SMIRICHINSKI<sup>3</sup>

The paper is devoted to the description a measurable timeinterval ("proper time") in the Hamiltonian version of general relativity with the Dirac-ADM metric. To separate the dynamical parameter of evolution from the space metric we use the Lichnerowicz conformally invariant variables. In terms of these variables GR is equivalent to the conformally invariant Penrose-Chernikov-Tagirov theory of a scalar field the role of which is played by the scale factor multiplied on the Planck constant. Identification of this scalar field with the modulus of the Higgs field in the standard model of electroweak and strong interactions allows us to formulate an example of conformally invariant unified theory where the vacuum averaging of the scalar field is determined by cosmological integrals of motion of the Universe evolution.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *C.M.Misner, K.S.Thorne, J.A.Wheeler*, "Gravitation", W.H.Freeman and Company, San-Francisco, 1973.
2. *M.P.Jr.Ryan, L.C.Shapley*, Homogeneous Relativistic Cosmologies, Princeton Series on Physics, Princeton University Press, Princeton, 1975.
3. *M.P.Ryan*, Hamiltonian Cosmology, Lecture Notes in Physics № 13, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1972.
4. *P.A.M.Dirac*, Lectures on Quantum Mechanics, Belfer Graduate School of Science, Yeshiva University, New York, 1994.
5. *C.Misner*, Phys. Rev., 186, 1319, 1969.
6. *A.M.Khvedelidze, V.V.Papoyan, V.N.Pervushin*, Phys. Rev., D51, 5654, 1995; *V.N.Pervushin, T.Towmasjan*, Int. J. Mod. Phys., D4, 105, 1995; *S.Gogilidze, A.Khvedelidze, Yu.Palii, V.Papoyan, V.Pervushin*, Gravitation and Cosmology, gr-qc/9705036, 3,17, 1997.
7. *V.Pervushin, V.Papoyan, S.Gogilidze, A.Khvedelidze, Yu.Palii, V.Smirichinski*, Phys. Lett, B365, 35, 1996.
8. *A.Khvedelidze, Yu.Palii, V.Papoyan, V.Pervushin*, Phys. Lett, B402, 263, 1997.
9. *J.W.Jr.York*, Phys. Rev. Lett., 26, 1658, 1971.
10. *K.Kuchar*, J. Math. Phys., 13, 768, 1972.
11. *P.A.M.Dirac*, Proc. Roy. Soc., A246, 333, 1959; Phys. Rev., 114, 924, 1958; *R.Arnovitt, S.Deser, C.W.Misner*, Phys. Rev., 117, 1595, 1960.
12. *A.Lichnerowicz*, Math. Pures and Appl., B37, 23, 1944.
13. *V.N.Pervushin, V.I.Smirichinski*, Physics of Atomic Nucl., 61, 142, 1998; ibid 62 (in press).
14. *V.V.Papoyan, V.N.Pervushin, V.I.Smirichinski*, Astrophysics (in press).
15. *T.Levi-Civita*, Prace Mat.-Fiz., 17, 1, 1906; *S.Shanmugadhasan*, J. Math. Phys., 14, 677, 1973.
16. *S.A.Gogilidze, A.M.Khvedelidze, V.N.Pervushin*, Phys. Rev., D53, 2160, 1996.
17. *S.A.Gogilidze, A.M.Khvedelidze, V.N.Pervushin*, J. Math. Phys., 37, 1760, 1996.
18. *F.Wilczek*, Erice Lectures of Cosmology NS-ITP-81-91, Lectures delivered at Ettore Majorana summer school, Erice, 1981.
19. *M.Pawlowski, R.Raczka*, Found Phys., 24, 1305, 1994.
20. *V.N.Pervushin, V.I.Smirichinski, M.Pawlowski*, ICTP-preprint IC/97/189, Trieste, 1997; *V.N.Pervushin, V.I.Smirichinski*, Mod. Phys. Lett., A13, 119, 1998.
21. *R.Penrose*, Relativity, Groups and Topology, Gordon and Breach, London, 1964; *N.A.Chernikov, E.A.Tagirov*, Ann. Ins. Henri Poincare, 9, 109, 1968.
22. *A.A.Friedmann*, Z.Phys., 10, 377, 1922.
23. *J.A.Wheeler*, Batelle Recontres 1967, Lectures in Mathematics and Physics, C.DeWitt and J.A.Wheeler, Benjamin, New York, 1968; B.C.DeWitt, Phys. Rev., 160, 1113, 1967.
24. *Y.Fujii*, Phys. Rev., D9, 874, 1974; *P.Minkowski*, Phys. Lett, B71, 419, 1977; *T.Matsuki*, Prog. Theor. Phys., 59, 235, 1978; *A.D.Linde*, Pisma ZHETF, 30, 479, 1979; *A.Zee*, Phys. Rev. Lett., 42, 417, 1979; ibid 44,

703, 1980; *L.Smollin*, Nucl. Phys., B160, 253, 1979.

25. *H.Dehnen, K.H.Frommert*, Int. J. Theor. Phys., 32, 1135, 1993.

26. *J.V.Narlikar*, Astrofizika e Cosmologia, Gravitazione, Quanti e Relativita, G.Barbera, Firenze, 1979.

УДК: 524.3-355

Краткие сообщения

## FBS 0102 - 110: A CARBON STAR WITH STRONG CH FEATURE

1. *FBS 0102 - 110*. As a faint late - type star at high Galactic latitude, the object FBS 0102 - 110 ( $\alpha_{1950} = 01^{\text{h}} 02^{\text{m}} 36.0^{\text{s}}$ ,  $\delta_{1950} = -11^{\circ} 05' 25''$  and  $l = 133^{\circ}$ ,  $b = -73^{\circ}$ ) has been discovered on the plates of the First Byurakan Spectral Sky Survey (FBS) and has been classified preliminarily as a carbon star of the R0 - R1 subclasses, according to the low-resolution spectra [1].

2. *Observations*. Two Grism (300 line  $\text{mm}^{-1}$ ) spectra for FBS 0102 - 110 in the range 3900 - 5300 Å were obtained at the 2.2m ESO telescope (12/13 and 13/14 10.1996) with spectrograph EFOSC2 (ESO Faint Object Spectrograph and Camera) using 2048 x 2048 CCD detector. The exposure time was 1800 s for each spectra. The spectra were reduced and wavelength-calibrated within the MIDAS reduction package. For calibration the Feige 110 [2] was observed as a standard.

In Fig.1 the finding chart from DSS (Digital Sky Survey from POSS1 [3])

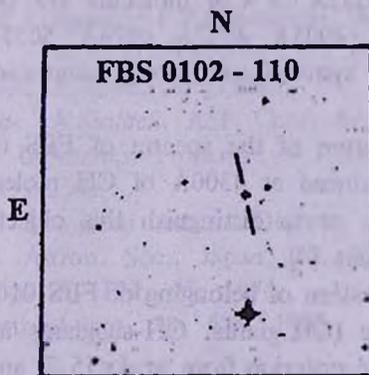


Fig.1. Finding chart for FBS 0102 - 110 from the digital Palomar Sky Survey. North and East are indicated. The field is 5' x 5'.

is presented and in Fig.2 a,b the two CCD spectra are given for FBS 0102 - 110.

3. *Spectral features*. The spectra of FBS 0102 - 110 (Fig.2 a,b) show numerous absorption bands of carbon ( $\text{C}_2$ ) and carbon containing molecules,

typical for carbon stars.

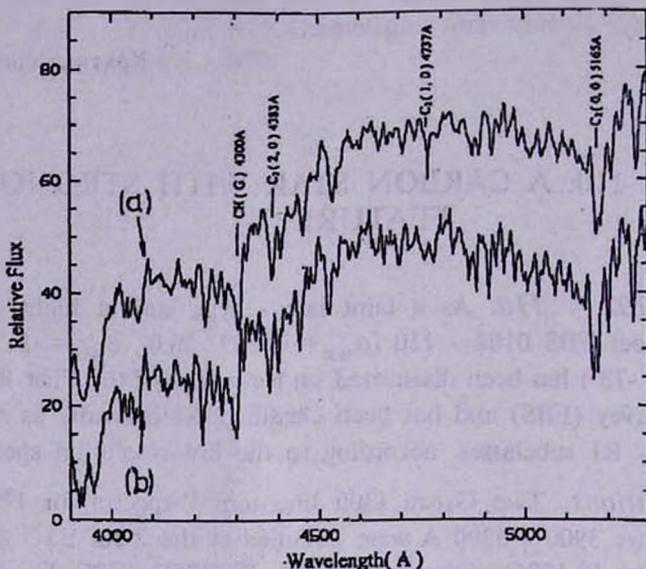


Fig.2 a,b. Two spectra for FBS 0102 - 110 in the wavelength range 3900 - 5300Å (2.7Å channel<sup>-1</sup>). The slit width is 2.0 arcsec for spectra (a) (resolution  $\approx$  20Å) and 1.5 arcsec for spectra (b) (resolution  $\approx$  15Å).

The bands  $C_2(2,0) 4383\text{\AA}$ ,  $C_2(0,0) 5165\text{\AA}$  Swan systems fairly well are outstanding, the  $C_2(1,0) 4737\text{\AA}$  band is very weak. The strong absorption bands  $(0,1) 4216\text{\AA}$ ,  $(3,5) 4532\text{\AA}$  of CN molecule are observed also. The bandheads at  $4642\text{\AA}$ ,  $4866\text{\AA}$ ,  $4905\text{\AA}$ ,  $4932\text{\AA}$ ,  $4976\text{\AA}$ ,  $5035\text{\AA}$ ,  $5192\text{\AA}$  of  $SiC_2$  molecule (Merrill - Sanford systems) and strong bandhead at  $3952\text{\AA}$  of  $C_3$  molecule are present.

The more distinctive feature of the spectra of FBS 0102 - 110 is the presence of very strong bandhead at  $4300\text{\AA}$  of CH molecule, i.e. the well known G band, that allows us to distinguish this object in the group of special carbon stars - CH-stars [4].

The more exact determination of belonging of FBS 0102 - 110 to one of three subgroups of CH-stars (CH-giants, CH-subgiants and CH-like stars) with the help of characteristic criterion from works [5-7] and from the spectra (Fig.2 a,b) is connected with some problems, particularly with the estimation of radial velocity and the investigations of absorption lines of heavy elements, such as BaII  $4554\text{\AA}$ , SrI  $4607\text{\AA}$ , SrII  $4077\text{\AA}$  and  $4215\text{\AA}$ .

One may assume, that the given object is approximately at distance 4 kpc, in adoption of belonging to the group of CH-subgiants, or at distance 16 kpc, in adoption of belonging to the groups of CH-giants and CH-like stars. The visual magnitude for FBS 0102 - 110 is estimated about  $15^m.1$ , according to the formula presented in paper [8].

The following conditions are necessary for further clarification of the nature of the object FBS 0102 - 110.

a) Higher dispersion spectra in blue and red range for determination of belonging to one of subgroups of CH-stars and the radial velocity estimation. As a CH-star one of the most interesting question is also the possible binary nature of this object.

b) The proper motion estimation is the next importance for determination of the CH-subgroup.

*FBS 0102 - 110: Углеродная звезда с сильными СН-признаками.*  
Приведены две спектрограммы в области 3900 - 5300 Å и карта идентификации для звезды FBS 0102 - 110. Установлена принадлежность этого объекта к группе СН-звезд.

16 November 1998

<sup>1</sup> Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

<sup>2</sup> Observatoire de Marseille, France

K.S.Gigoyan<sup>1</sup>

M.Azzopardi<sup>2</sup>

G.Muratorio<sup>2</sup>

## REFERENCES

1. *H.V.Abrahamyan, K.S.Gigoyan, V.V.Hambaryan, M.Azzopardi*, *Astrophysics*, **40**, 131, 1997.
2. *R.P.Stone*, *Astrophys. J.*, **218**, 767, 1977.
3. *T.McGlynn, N.White, K.Scollick*, *ASP Conf. Ser.*, **61**, 34, 1994.
4. *Z.Alksne, A.Alksnis, U.Dzervitis*, *Properties of Carbon Stars Of The Galaxy*, Riga: Zinatne, 1983, 250p.
5. *Y.Yamashita*, *Publ. Dominion Astron. Observ.*, **13**, No5, 67, 1967.
6. *Y.Yamashita*, *Publ. Astron. Soc., Japan*, **27**, 325, 1975.
7. *H.E.Bond*, *Astrophys. J.*, **194**, 95, 1974.
8. *A.M.Mickaelian*, *Astrophysics*, **38**, 625, 1995.

УДК: 524.3-355

Краткие сообщения

## ПЕРИОДИЧНОСТЬ ВСПЫШЕК У ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД?

Явление вспышечной активности и механизм вспышек у красных карликовых звезд привлекают внимание с начала их исследования. С накоплением статистического наблюдательного материала многие вопросы, касающиеся этих объектов, стали ясны, но с точки зрения физической причины вспышечной активности и источников энергии самих вспышек они остаются загадочными.

В некоторых случаях эти звезды по своему поведению похожи на вспыхивающие, но на самом деле оказываются другими классическими переменными объектами. Примером может служить переменная звезда типа RR Лиры - TZ Ориона [1].

В настоящей статье мы хотим обратить внимание на объект скопления Плеяды, принятый за вспыхивающую звезду (V3 484 [2]), с точки зрения необычного типа его активности.

Обнаружив вспышку этой звезды, исходя из характера изменений блеска, мы первоначально посчитали ее быстро вспыхивающей звездой [2], но на основе последующего накопленного наблюдательного материала стало ясно, что она не является классической вспыхивающей, поскольку часто показывала вспышки с амплитудой  $\sim 1^m$ , а сопоставление моментов этих вспышек показало периодичность их чередования. Характер ее вспышек отличается от изменения блеска TZ Ориона с быстрым темпом возгорания, который не похож на изменения блеска звезд типа RR Лиры.

На основе анализа фотографического наблюдательного материала, полученного в период 1974-1990 гг. на 70-см менисковом телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории, методом многократного экспонирования на одной фотопластинке с экспозициями 5-10 минут (при этом за  $\sim 180$  часов эффективного времени наблюдения зарегистрировано 16 вспышек этого объекта), мы пришли к выводу, что вспышки V3 484 Плеяды имеют периодический характер с периодом  $P = 25^h 1 \pm 0^h 2$ .

Характер подъема блеска при вспышках V3 484 Плеяды ( $\alpha_{2000} = 03^h 43^m 2$ ,  $\delta_{2000} = +24^{\circ} 05'$ ,  $m_{pg} = 17.3$ , рис.1) невозможно приписать ни одному типу известных переменных звезд. Если считать этот объект звездой типа RR Лиры, то ее слабый видимый блеск ( $m_{pg} = 17.3$ ), с учетом

абсолютной светимости короткопериодических цефеид, указывает на

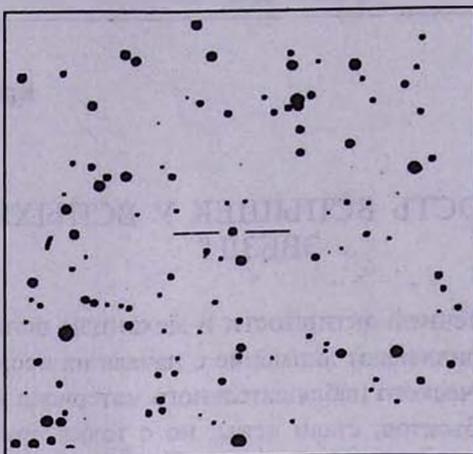


Рис.1. Вспыхивающая звезда № 484 скопления Плеяды.

большую удаленность этой звезды по сравнению с расстоянием до скопления Плеяды, или на слишком большое ослабление блеска от межзвездного поглощения. При обнаружении изменений блеска вспышкообразного характера, звезда привлекла наше внимание своим сравнительно голубым цветом (по голубым и красным картам Паломарского атласа) по сравнению с красными карликовыми звездами, а после быстрого возгорания, медленным спадом блеска. Голубой цвет, как это считается для некоторых вспыхивающих звезд, можно объяснить кратностью этого объекта, но медленный спад блеска после резких подъемов и периодичность ее возгорания ставят эту звезду в ряд неординарных.

*Periodicity of Flare Stars Flares ?* It is found the flare periodicity of the flare star Pleiades No.484. On the base of analysis of the flares in time distribution it is determined its period of flare activity.

14 октября 1998

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория, Грузия

Р.Ш.НАЦВЛИШВИЛИ  
R.SH.NATSVLISHVILI

## ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Ш.Нацелишвили, *Астрофизика*, 37, 368, 1994.
2. Л.В.Мирзоян, О.С.Чавушян, Л.К.Ерастова, Г.Б.Оганян, Н.Д.Меликян, Р.Ш.Нацелишвили, М.К.Цветков, *Астрофизика*, 13, 205, 1977.



**ПАМЯТИ  
АКАДЕМИКА В.В.СОБОЛЕВА**

7 января 1999 г. ушел из жизни академик Виктор Викторович Соболев, всемирно известный ученый, посвятивший всю свою жизнь науке и благодарному делу подготовки научных кадров в родном Ленинградском-Петербургском университете, основоположник ряда разделов теоретической астрофизики, автор книг-учебников, по которым изучали и еще будут изучать астрофизику многие поколения студентов, аспирантов и научных работников многих университетов и научных учреждений. Академик В.В.Соболев является сооснователем журнала "Астрофизика". Многие годы он был заместителем главного редактора, а затем председателем редакционного совета журнала. Его высокая требовательность способствовала повышению научного уровня опубликованных статей, что, в свою очередь, еще больше укрепляло научный престиж журнала.

Виктор Викторович относился к журналу с большой любовью и всегда уделял ему много времени и внимания. После развала Советского союза, в трудные для журнала годы он не переставал интересоваться его судьбой. В письме от 12 января 1996 г. он писал: "Меня очень радует, что в последнее время налаживается регулярный выход нашего журнала. Я провел в Ленинграде некоторую работу по увеличению поступления статей в журнал". А в письме от 15 декабря того же года он писал: "Очень приятно, что журнал стал печататься регулярно и на высоком уровне".

Подобную заботливость мог проявить человек, который вложил много сил в данное дело и был заинтересован сохранить журнал для широкого круга научных работников.

Кончина академика В.В.Соболева является невосполнимой утратой для журнала "Астрофизика".

Астрофизикам всех стран Виктор Викторович оставил богатое наследие - это его научные труды, бесценные книги и бесчисленные ученики в различных странах. Большинство его работ является основополагающим в теоретической астрофизике.

Идеи В.В.Соболева в области теории образования линейчатых спектров в движущихся средах легли в основу количественных теорий звездного ветра. После открытия квазаров и активности ядер галактик, эта теория 25-летней давности, известная как *приближение Соболева*, обрела вторую молодость, а термин "Соболевская теория" сегодня известен каждому астрофизику.

В современной теории звездных спектров очень важным является приближение полного перераспределения по частотам в теории образования спектральных линий. Оно впервые появилось в 1940-1941 годах в кандидатской диссертации В.В.Соболева. Это приближение, вместе с знаменитым впоследствии методом вынесения, заняло в кандидатской диссертации Соболева всего пару страниц.

В конце 60- начале 70-х годов Виктору Викторовичу удалось до конца решить задачу о многократном анизотропном рассеянии света, что не удавалось многим исследователям.

Украшением Соболевских научных достижений является резольвентный метод, носящий его же имя. Этот замечательный метод является решающим и в известном смысле завершающим шагом в теории уравнений типа Винера-Хопфа. В настоящее время он входит в справочники по теории интегральных уравнений. Резольвентная функция Соболева - это общепринятый термин.

Сегодня мало кому известно, что метод энергетического баланса в теории газовых туманностей, ныне обычный метод расчета температур в разреженных астрофизических газовых средах - приравнивание темпа притока энергии к газу темпу потерь на излучение - был предложен аспирантом В.В.Соболевым в его кандидатской диссертации.

Это далеко неполный перечень научных заслуг академика В.В.Соболева.

Академик В.В.Соболев был замечательным учителем, человеком большой эрудиции. Его с интересом слушали всегда и везде - на университетских лекциях, на конференциях или же просто в частных беседах. Своей неординарностью Виктор Викторович притягивал многих людей. Попав в сферу его притяжения, человек оставался в ней навсегда.

Светлый образ академика В.В.Соболева навсегда останется в наших сердцах.

# CONTENTS

On the nature of the FBS blue stellar objects and the completeness of the bright quasar survey <i>A.M.Mickaelian, A.C.Gonçalves, M.P.Véron-Cetty, P.Véron</i>	5
Spectral energy distribution of OH megamaser galaxies <i>R.A.Kandalyan</i>	23
Concerning the errors arising through the use of Tully-Fisher relation for estimation of the Virgo cluster distance <i>T.M.Borchkhadze, N.G.Kogoshvili</i>	37
Dwarf Nova in Taurus <i>E.S.Parsamian, G.González, G.B.Ohanian</i>	47
Optical identifications of the IRAS point sources on the basis of the FBS low-dispersion spectra. V <i>K.S.Gigoyan, A.M.Mickaellan</i>	53
Possible systematization of classic Novae by types of light curves. I. Type signs <i>A.E.Rosenbush</i>	61
Non-LTE models of accretion disks of UX Ori type stars <i>L.V.Tambovtseva, V.P.Grinin, O.V.Kozlova</i>	75
On the theory of relaxation of the pulsars' angular velocity in frame of GRT <i>M.V.Hairapetian, D.M.Sedrakian</i>	89
Two-photon processes of annihilation and creation of electron-positron pairs. I. Kinematics and cross-sections <i>D.I.Nagirner</i>	101
Qualitative analysis of higher-loop string cosmology. I <i>A.A.Saharian</i>	117
Proper time dynamics in general relativity and conformal unification of interaction <i>M.Pavlovski, V.Papoyan, V.Pervushin, V.Smirichinski</i>	137
<b>NOTES</b>	
FBS 0102-110: A carbon star with strong CH feature <i>K.S.Gigoyan, M.Azzopardi, G.Muratorio</i>	155
Periodicity of flare stars flares? <i>R.Sh.Natsvlisvili</i>	159
Academician V.V.Sobolev	161

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

К ТЕОРИИ РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ В РАМКАХ ОТО  
*М.В. Айрапетян, Д.М. Седракян* 89

ДВУХФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ И АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР. I. КИНЕМАТИКА И СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ  
*Д.И. Нагирнер* 101

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ПЕТЛЕВЫМИ ПОПРАВКАМИ. I  
*А.А. Саарян* 117

ДИНАМИКА СОБСТВЕННОГО ВРЕМЕНИ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ И КОНФОРМНОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
*М. Павловский, В.В. Папоян, В.Н. Первушин, В.И. Смирчинский* 137

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**

FBS 0102 - 110: УГЛЕРОДНАЯ ЗВЕЗДА С СИЛЬНЫМИ СН-ПРИЗНАКАМИ  
*К.С. Гигоян, М. Аззопарди, Г. Мураторио* 155

ПЕРИОДИЧНОСТЬ ВСПЫШЕК У ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД?  
*Р.Ш. Нацвлишвили* 159

ПАМЯТИ АКАДЕМИКА В.В.СОБОЛЕВА 161