

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 54

МАЙ, 2011

ВЫПУСК 2

- МНОГОВОЛНОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ 230 IRAS FSC ГАЛАКТИК
А.Оганнисян, Л.А.Саргсян, А.М.Микаелян, Д.В.Видман 171
- ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ГАЛАКТИКИ В ГЛУБОКИХ ПОЛЯХ
 КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА ХАББЛ
Я.Х.Мохамед, В.П.Решетников 181
- ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК ПОЛЯ
А.П.Магтесян 189
- СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ У ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ
Р.Р.Андреасян, С.К.Балаян, В.Г.Мовсесян 205
- О НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ САМО-
 ГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА. III. ЯВЛЕНИЕ СМЕЩЕНИЯ
 ЯДРА И СРАВНЕНИЕ МОД ВОЗМУЩЕНИЙ
*К.Т.Миртаджиева, С.Н.Нуритдинов, Ж.К.Рузибаев,
 Мухаммад Халаид* 213
- НОВЫЕ $N\alpha$ -ОБЪЕКТЫ. ОБЛАСТЬ NGC 6910. II
*Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян,
 А.Л.Самсосян, Г.Р.Костандян* 231

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոդյան (Հայաստան)
Գ.Ս.Բինովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարշուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)
Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)
Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия),
Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия),
Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения),
Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

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

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

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

MULTIWAVELENGTH STUDY OF 230 IRAS FSC GALAXIES

A.HOVHANNISYAN¹, L.A.SARGSYAN², A.M.MICKAELIAN²,
D.W.WEEDMAN³

Received 24 November 2010

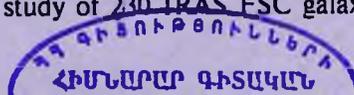
Accepted 16 March 2011

A sample of 230 galaxies has been compiled based on their IRAS FSC fluxes to study their multiwavelength properties and carry out comparative analyses with other similar samples. To understand the nature of these galaxies a comparison with a sample of bright ULIRGs having fluxes at $60\ \mu\text{m}$ $f_{60} > 1\ \text{Jy}$ and 14 optically faint IRAS FSC galaxies is presented. This comparison shows that galaxies found by IRAS are not always strong infrared sources and that the objects from the sample of ULIRGs represent a sample of extreme galaxies, which are very powerful infrared sources. We have confirmed the consistency between Star Formation Rates (SFRs) calibrated based on luminosities of the PAH feature at $7.7\ \mu\text{m}$ and radio 1.4 GHz flux densities. We have estimated the extinction for our 230 objects using SFRs calibrated from the PAH feature compared to ultraviolet flux, which shows that only 1% of the ultraviolet continuum typically escapes extinction by dust within a starburst.

Key words: galaxies: multiwavelength study

1. *Introduction.* After the launch of the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) in 1983 [1], a new class of objects was found: Ultra Luminous Infrared Galaxies (ULIRG), which have quasar like luminosities emitted primarily in infrared (IR), i.e. $L(\text{IR}) \geq 10^{12} L_{\odot}$ (ergs^{-1}) [2]. The spectral and morphological studies showed that the strong infrared emission is caused by the presence of active galactic nuclei (AGN) and/or circumnuclear starburst activities (starburst, SB) [3]. The study of infrared spectra revealed that the ultraviolet (UV), optical and near IR emission of AGN or young stars are absorbed by the dust and re-emitted in IR. Observations with the Infrared Space Observatory (ISO) [4] showed that the number of these objects increases rapidly with redshift [5]. Unfortunately the sensitivity of the ISO instruments were not enough for studying objects at high redshifts ($z > 2$). This became possible only after the launch of the Spitzer Space Telescope (SST) having instruments with 1000 times higher sensitivities [6].

The data from IRAS mainly are presented in two catalogues: IRAS Point Source (IRAS PSC) [7] and Faint Source Catalogs (IRAS FSC) [8]. Many objects from the IRAS FSC were observed with Spitzer but there are many IRAS FSC objects which still are not studied and their nature until now is not clear. We present a study of 230 IRAS FSC galaxies, which have optical



classifications. To understand their IR nature we have compared them with a sample of bright ULIRGs having fluxes at $60\mu\text{m}$ $f_\nu > 1$ Jy [9-11] and 14 optically faint IRAS FSC sources [12,13], having spectra obtained with the Spitzer Infrared Spectrograph (IRS) [14].

2. Sample selection and description. To create our sample, we first cross-correlated the IRAS FSC catalog with the FIRST radio catalog [15]: as a result 2310 objects were selected having confident associations. As shown in [12], the IRAS detections having $\log f_\nu(25) < 1.75$ mJy may not be true detections. To eliminate false detections, objects having $\log f_\nu(25) < 1.75$ mJy were excluded from the sample. Finally, for further multiwavelength studies, only objects having detections from the near-infrared 2MASS catalog and optical classifications and redshifts based on Sloan Digital Sky Survey (SDSS) DR7 [16] spectra or NASA Extragalactic Database (NED) were included in the sample. The final sample contains 230 objects. SDSS spectra were available for 222 sources, and for 8 objects the data from NED were used. Our optical classification of objects is based on the diagnostic diagrams using $f_\lambda(\lambda 5007)/f_\lambda(\text{H}\beta)$, $f_\lambda(\lambda 6583)/f_\lambda(\text{H}\alpha)$ and $f_\lambda(\lambda 6300)/f_\lambda(\text{H}\alpha)$ flux ratios [17,18]. For optical SDSS and NED spectra, 46 objects are classified as AGN, 173 objects are classified as SB galaxies, and 4 objects show both activities in their spectra so were classified as objects having composite spectra (Comp.) [19]. In case of 7 objects a strong absorption is present in spectra and it was difficult to have a correct classification. In case of such objects for classifications a label "em+abs" is used.

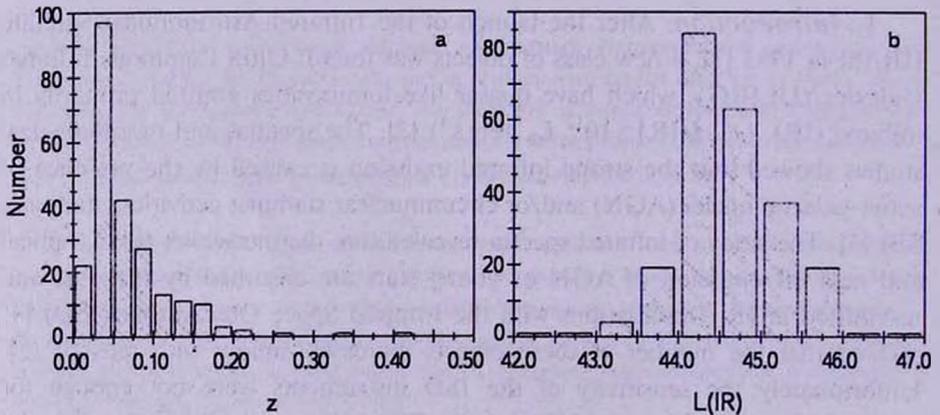


Fig.1. Distributions of 230 sources by redshifts (a) and IR luminosities (b). The luminosities are given in logarithms (erg s^{-1}): calculations are explained in the text.

Distributions of objects by redshifts and IR luminosities are presented in Fig.1a and b. They span the range of $42.46 < \log L(\text{IR}) < 46.55$ (erg s^{-1}) and $0.003 < z < 0.421$; the median redshift and median IR luminosity for our sample are 0.0466 and 44.59, respectively.

For IR luminosity calibration the following equation was used [20]

$$L_{\text{IR}}(L_{\odot}) = 312700 \cdot D^2 \cdot 1.8 \cdot (13.48 \cdot f_{\nu}(12) + 5.16 f_{\nu}(25) + 2.58 \cdot f_{\nu}(60) + f_{\nu}(100)),$$

where the $f_{\nu}(12)$, $f_{\nu}(25)$, $f_{\nu}(60)$ and $f_{\nu}(100)$ are corresponding IRAS fluxes in units Jy at 12, 25, 60 and 100 μm , D is the luminosity distance in Mpc, calculated using electronic cosmological calculator [21].

Additional 14 FSC sources, but having fainter optical magnitudes from [12] are also used in our comparison discussed below. This sample in the plots is labeled as "optically faint sample". The median redshift and median IR luminosity for these objects are 0.2545 and $1.5 \cdot 10^{12} L_{\odot}$. All these objects are classified as AGN [13].

The major goal of our study is to compare IR samples having different flux limits.

3. Comparison with other IR samples. The IR properties of our 230 IRAS FSC galaxies are compared with a sample of 111 nearby bright ULIRGs defined by the IRAS 1Jy survey, which means that the IRAS fluxes at 60 μm are $f_{\nu}(60) > 1$ Jy (69 are AGN, 12 show composite spectrum, 30 are SB galaxies) [9-11]. The median redshift is 0.1383 and the median IR luminosity is $1.12 \cdot 10^{12} L_{\odot}$. This sample was chosen because the optical and IR spectra are very well studied.

The measure of how much a source is dominated by dust absorption and dust continuum luminosity can be calibrated by the ratio of mid-infrared to optical or near-infrared flux. For this as a near-infrared flux we have used the flux at 1.25 μm (J band) from 2MASS survey [22] and the IRAS flux at 25 μm

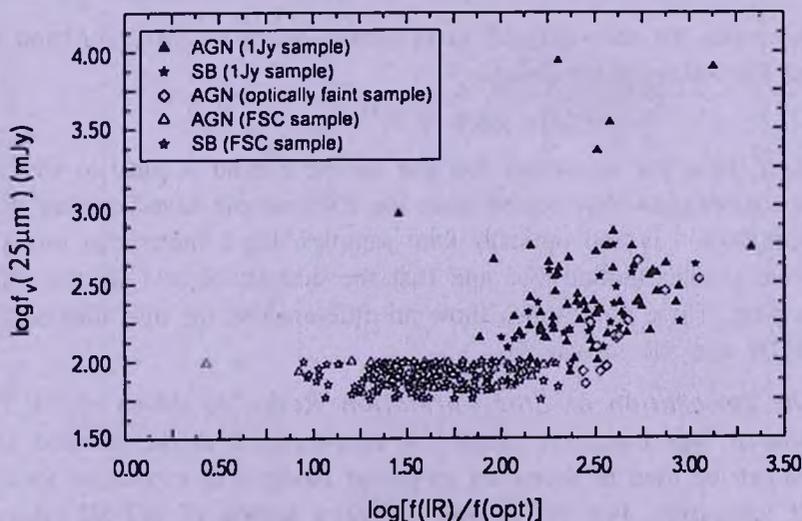


Fig.2. Comparison of the observed IR 25 μm flux densities with the infrared to optical flux ratios. The filled triangles and stars represent the AGN and SB galaxies from the 1 Jy sample. AGN from the optically faint sample are shown with diamonds. AGN and SB galaxies from the FSC sample are shown with open triangles and stars.

was used as an IR flux. The comparison of the optical and IR flux ratios with observed IR flux at $25\mu\text{m}$ and IR luminosities are shown in Fig.2 and Fig.3. The filled triangles and stars represent the AGN and SB galaxies from the 1Jy sample. AGN from the optically faint sample are shown with diamonds. The AGN and SB galaxies from the FSC sample are shown with open triangles and stars.

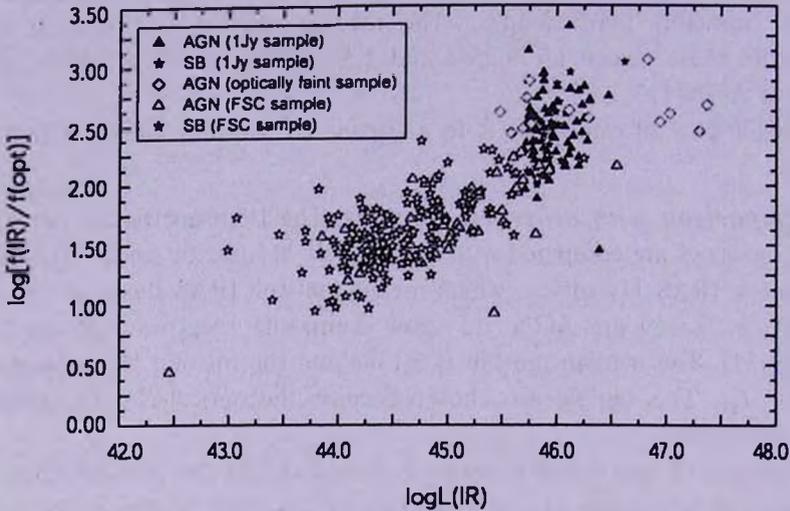


Fig.3. Comparison of the infrared to optical flux ratios with IR luminosities. Designations are the same as in Fig.2.

To determine the near-infrared fluxes corresponding to 2MASS J band we have used the following formula:

$$f_v(J) = f_v(0) \cdot 10^{(-m(J)/2.5)},$$

where the $f_v(0)$ is the zero point flux and for the J band is equal to 1594 Jy.

These figures show that objects from the FSC sample have less dust than the galaxies from 1Jy and optically faint samples. Fig.3 shows that our 230 objects have smaller luminosities and that the dustiest objects are the most luminous ones. These figures also show no difference in the dust distribution among AGN and SB galaxies.

4. *The calibration of Star Formation Rates.* As shown in [23] the comparison of Star Formation Rates (SFR) measured in the infrared and ultraviolet can be used to derive an empirical estimate of extinction for the ultraviolet luminosity. For this purpose in [23] a sample of 287 SB galaxies with $z < 0.5$ was used having Spitzer IRS observations. As an infrared flux the mid-infrared $7.7\mu\text{m}$ polycyclic aromatic hydrocarbon (PAH) luminosity [SFR(PAH)] was used. To determine the SFR measured in ultraviolet [SFR(UV)]

for the same objects, the far-ultraviolet observations with the Galaxy Evolution Explorer (GALEX) [24] peaked on 1528 Å were used. The ultraviolet fluxes were not corrected for dust extinction. The comparison of these two SFRs indicated that only 2% of the ultraviolet continuum typically escapes extinction by dust within a starburst [23].

To estimate the extinction for our FSC sample we at first need to calibrate the SFR(PAH), but our objects do not have Spitzer IRS observations. To estimate the 7.7 μm fluxes for our objects we have used the median ratios of the IRAS fluxes at 25 μm to fluxes at 7.7 μm estimated for each $41.0 < \log L(\text{IR}) < 41.9$, $42.0 < \log L(\text{IR}) < 42.9$, $43.0 < \log L(\text{IR}) < 43.9$, $44.0 < \log L(\text{IR}) < 44.9$ and $45.0 < \log L(\text{IR}) < 45.9$ luminosity bins, using the objects from [25]. In [23] it is shown that the SFR(PAH) and SFRs calibrated from radio 1.4 GHz continuum flux densities [SFR(1.4 GHz)] of the radio FIRST survey, give the same values: that is, the median SFR(PAH)/SFR(1.4 GHz) = 1. To check the accuracy of estimation using the median numbers of the $f_{\nu}(25\mu\text{m})/f_{\nu}(7.7\mu\text{m})$ fluxes we compared the SFR(PAH) with SFR(1.4 GHz). This comparison is shown in Fig.5, where for comparison the SB galaxies from [23] also are plotted (asterisks). In the case of FSC SB galaxies the median of SFR(PAH)/SFR(1.4 GHz) = 1.36 or $\log[\text{SFR(PAH)/SFR(1.4 GHz)}] = 0.13$. This difference is small compared to the dispersion, which is equal to 0.2 and confirms the similar values of SFR(PAH) and SFR(1.4 GHz). Fig.4 shows that the scatter for the FSC sample is the same as for the Spitzer sample.

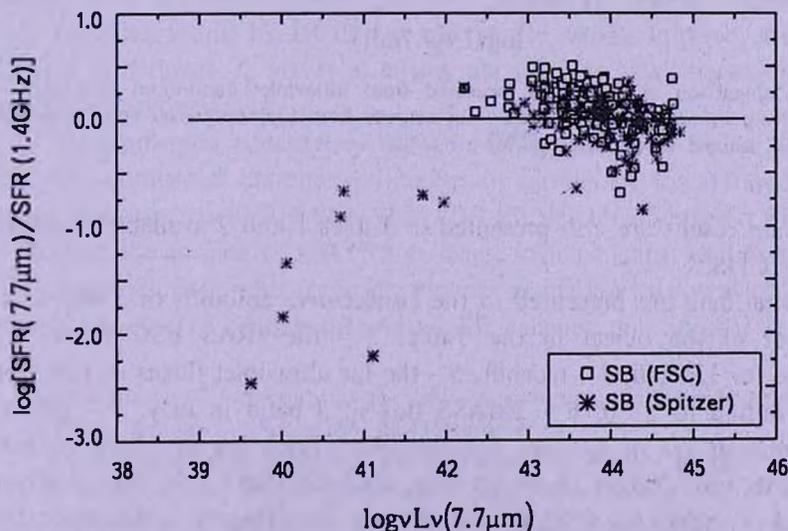


Fig.4. Comparison of SFR(1.4GHz) measured from radio 1.4 GHz continuum luminosity to SFR(PAH) from 7.7 μm PAH luminosity for objects from [23] (asterisks) and SB galaxies from the FSC sample (open squares). Horizontal line is the median value of 0.0, indicating no offset in SFR(PAH) compared to SFR(1.4GHz) for the SB galaxies from [23].

Fig.5 shows the comparison of the SFR(UV) measured from ultraviolet continuum luminosity to SFR(PAH) from infrared PAH luminosity. For comparison, we also presented the objects from [23] (asterisks); the FSC SB galaxies are the open squares. This figure shows that the FSC SB galaxies are mostly dustier than Spitzer discovered SB galaxies from [23]. The median SFR(PAH)/SFR(UV) for Spitzer discovered SB galaxies is ~ 50 , which means that only 2% of the UV continuum escapes extinction by the dust. In case of the FSC SB galaxies this number is ~ 115 , which means that less than 1% of the ultraviolet continuum typically escapes extinction by dust within a starburst.

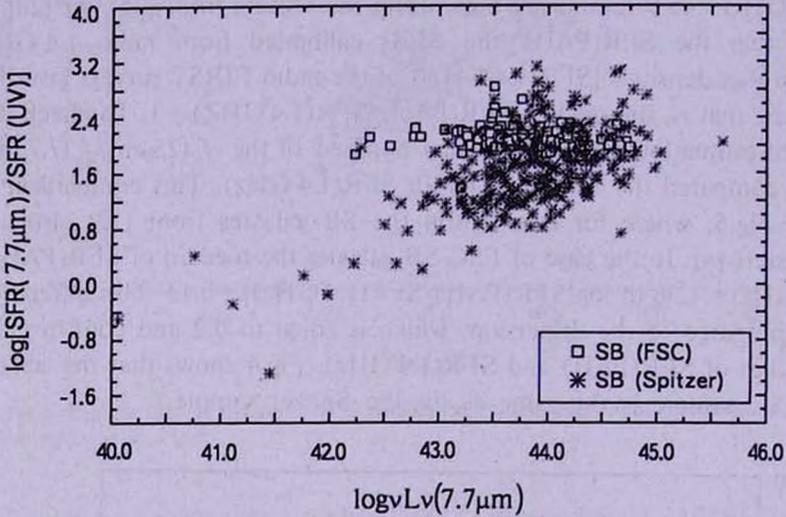


Fig.5. Comparison of SFR(UV) measured from ultraviolet continuum luminosity to SFR(PAH) from infrared PAH luminosity for sources from [23] (asterisks) and SB galaxies from the FSC sample (open squares).

The main results are also presented in Tables 1 and 2 available electronically from CDS.

Following data are presented in the consecutive columns of Table 1: 1 - the number of the object in the Table, 2 - the IRAS FSC name, 3 - coordinates for J2000.0, 4 - redshift, 5 - the far ultraviolet fluxes in μJy from GALEX, shifted to $z=0$, 6 - 2MASS flux in J band in mJy, 7 - infrared fluxes in mJy at 7.7 or 8.0 μm , 8 - the IRAS FSC flux at 12 μm in mJy, 9 - the IRAS FSC flux at 25 μm in mJy, 10 - the IRAS FSC flux at 60 μm in mJy, 11 - the IRAS FSC flux at 100 μm in mJy, 12 - the radio flux in mJy at 1.4 GHz from radio FIRST catalog, shifted to $z=0$, 13 - infrared to optical flux ratios, 14 - the activity type, "agn"-for active galactic nuclei, "sb"-for starbursts, "comp"-for objects with composite spectrum, "cm+abs"-for

objects with weak emission features and strong absorption features in the spectrum.

In Table 2 are presented: 1 - the number of the object in the Table, 2 - the IRAS FSC name, 3 - Star Formation Rate calibrated from far ultraviolet fluxes in M_{\odot} year⁻¹, 4 - Star Formation Rate calibrated from infrared fluxes at $7.7 \mu\text{m}$ in M_{\odot} year⁻¹, 5 - Star Formation Rate calibrated from radio fluxes in M_{\odot} year⁻¹, 6 - the logarithm of far ultraviolet luminosity in erg s^{-1} , 7 - the logarithm of infrared luminosity at 7.7 or $8.0 \mu\text{m}$ in erg s^{-1} , 8 - the logarithm of radio luminosity in erg s^{-1} , 9 - the logarithm of total infrared luminosity in erg s^{-1} , 10 - the activity type, "agn"-for active galactic nuclei, "sb"-for starbursts, "comp"-for objects with composite spectrum, "em+abs"-for objects with weak emission features and strong absorption features in the spectrum.

5. *Summary.* From the cross-correlation of the IRAS FSC catalog with the radio FIRST catalog, 230 IR galaxies were selected having optical classifications and redshifts from SDSS and NED. To understand the nature of these objects we have compared them with a sample of bright ULIRGs with fluxes $f_{\nu} > 1$ Jy at $60 \mu\text{m}$ and with 14 optically faint IRAS FSC galaxies. This comparison gives the following results:

1. Infrared-selected sources which are most luminous are also dustier. This conclusion is shown by the comparison of the optical and IR flux ratios with IR luminosities.

2. We found no difference in the dust distribution among AGN and SB galaxies.

3. Galaxies found by IRAS not always are strong infrared sources; the ULIRGs with fluxes $f_{\nu} > 1$ Jy at $60 \mu\text{m}$ are extreme galaxies, which are very powerful infrared sources.

4. We confirmed consistency between SFR(PAH) and SFR(1.4 GHz).

5. We confirmed extreme extinction in ultraviolet for infrared-selected sources. The median SFR(PAH)/SFR(UV) for Spitzer discovered SB galaxies is ~ 50 , and 115 in case of FSC SB galaxies, which means, that less than 1% of the ultraviolet continuum typically escapes extinction by dust within an FSC starburst (in case of Spitzer discovered SB galaxies this number is $\sim 2\%$).

¹ Department of General Physics and Astrophysics, Yerevan State University (YSU), Armenia, e-mail: ash--0011@rambler.ru

² V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO), Armenia, e-mail: aregmick@aras.am sar111@yahoo.com

³ Department of Astronomy, Cornell University, Ithaca, NY, USA, e-mail: dweedman@isc.astro.cornell.edu

МНОГОВОЛНОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ 230 IRAS FSC ГАЛАКТИК

А.ОГАННИСЯН¹, Л.А.САРГСЯН², А.М.МИКАЕЛЯН², Д.В.ВИДМАН³

Для исследования многоволновых свойств и проведения сравнительного анализа с другими подобными выборками, на основании IRAS FSC-потоков составлена выборка из 230 галактик. Для понимания природы этих галактик представлено сравнение с выборкой ярких ULIRG, имеющих потоки на $60\ \mu\text{m}$ $f_{\nu} > 1\ \text{Jy}$ и с 14 оптически слабыми IRAS FSC-галактиками. Это сравнение показало, что галактики, найденные IRAS, не всегда являются сильными инфракрасными источниками и что объекты из выборки ULIRG представляют выборку экстремальных галактик, являющихся очень мощными инфракрасными источниками. Подтверждено соответствие между темпами звездообразования (SFR), откалиброванными на основании светимостей спектральных признаков ПАН на $7.7\ \mu\text{m}$, с одной стороны, и радио 1.4 GHz потоков, с другой. Используя SFR, откалиброванные на основании ПАН признаков и ультрафиолетовых потоков, оценена экстинкция для наших 230 объектов, показывающая, что в галактиках со вспышкой звездообразования почти 1% ультрафиолетового континуума обычно избегает экстинкцию со стороны пыли.

Ключевые слова: *галактики:многоволновое исследование*

REFERENCES

1. <http://irsa.ipac.caltech.edu/IRASdocs/iras.html>
2. D.B.Sanders, I.F.Mirabel, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 34, 749, 1996.
3. D.W.Weedman, F.R.Feldman, V.A.Balzano et al., Astrophys. J., 248, 105, 1981.
4. M.F.Kessler, J.A.Steinz, M.E.Anderegg et al., Astron. Astrophys., 315, L27, 1996.
5. E. Le Floc'h et al., Astrophys. J., 632, 169, 2005.
6. Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2.0, NASA RP-1190, 1988.
7. M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al., The Faint Source Catalog, Version 2.0, 1990.
8. M.W.Werner, T.L.Roelling, F.J.Low et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 154, 1, 2004.
9. D.-C.Kim, S.Veilleux, D.B.Sanders, Astrophys. J., 508, 627, 1998.
10. D.-C.Kim, D.B.Sanders, Astrophys. J. Suppl. Ser., 119, 41, 1998.
11. M.Imanishi, C.C.Dudley, R.Maiolino, Astrophys. J., 171, 72, 2007.

12. *L.Sargsyan, A.Mickaelian, D.W.Weedman, J.R.Houck*, *Astrophys. J.*, **683**, 114, 2008.
13. *L.Sargsyan*, *Astrophysics*, **52**, 377, 2009.
14. *J.R.Houck, L.T.Roelling, J. van Cleve et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **154**, 18, 2004.
15. *R.L.White, R.H.Becker, D.J.Helfand, M.D.Gregg*, *Astrophys. J.*, **475**, 479, 1997.
16. *K.N.Abazajian, J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agiüeros et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **182**, 543, 2009.
17. *S.Veilleux, D.E.Osterbrock*, *Astrophys. J.*, **63**, 295, 1987.
18. *M.P.Véron-Cetty, P.Véron*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **10**, 81, 2000.
19. *P.Véron, A.C.Gonçalves, M.-P.Véron-Cetty*, *Astron. Astrophys.*, **319**, 52, 1997.
20. *P.-A.Duc, I.F.Mirabel, J.Maza*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **124**, 533, 1997.
21. *A.L.Wright*, <http://www.astro.ucla.edu/wright/CosmoCalc.html>
22. *M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al.*, *Astron. J.*, **131**, 1163, 2006.
23. *L.Sargsyan, D.W.Weedman*, *Astrophys. J.*, **701**, 1398, 2009.
24. *P.Morrissey, D.Schiminivich, T.A.Barlow et al.*, *Astrophys. J.*, **619**, 7, 2005.
25. *L.Sargsyan, D.Weedman, V.Lebouteiller et al.*, *Astrophys. J.*, 2010, in preparation.

ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИЕ ГАЛАКТИКИ В ГЛУБОКИХ ПОЛЯХ КОСМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА ХАББЛ

Я.Х.МОХАМЕД^{1,2}, В.П.РЕШЕТНИКОВ¹

Поступила 30 ноября 2010

Принята к печати 16 марта 2011

Выполнен визуальный анализ морфологии галактик в нескольких сверхглубоких площадках (HDF-N, HDF-S, HUDF, GOODS, GEMS), наблюдавшихся на Космическом телескопе Хаббл. Составлены списки галактик с приливными структурами (хвостами, перемычками) и галактик типа M 51 в этих глубоких полях. Для большинства выделенных объектов по литературным данным найдены фотометрические характеристики и оценки красных смещений. В трех площадках (HDF-N, HDF-S, HUDF) в сумме найдены 29 кандидатов в галактики типа M 51 и 381 галактика с приливными структурами. В областях каждого из проектов GOODS и GEMS выделено более двух сотен взаимодействующих галактик.

Ключевые слова: *галактики, взаимодействующие*

1. *Введение.* Взаимодействующие галактики были известны очень давно. Еще в конце XVIII века Вильям Гершель описал несколько систем туманностей (как мы сейчас знаем - галактик), в которых объекты соединены тонкими светящимися перемычками [1]. В XX веке пионерами исследований взаимодействующих галактик были Пиз, Хольмберг, Цвикки, однако наиболее важную роль сыграли работы Воронцова-Вельяминова и Арпа. Их каталоги и атласы взаимодействующих и пекулярных галактик [2,3] впервые ясно показали, что такие объекты не являются исключениями, а встречаются относительно часто, и что объяснение их наблюдаемой морфологии является актуальной и важной задачей. Работы, посвященные численному моделированию процессов взаимодействия и слияния галактик, начались еще в 1960-е годы (например, [4-6]) и продолжают активно развиваться и в наше время.

Интерес, который вызывает изучение и моделирование взаимодействующих галактик, связан с тем, что взаимные сближения и слияния галактик играют важную роль в их эволюции. Говоря в целом, галактики не являются "островными вселенными", возникающими и развивающимися в изоляции. Такие галактики, возможно, есть, но их относительно немного. По-видимому, большинство ярких галактик испытали в ходе своей эволюции внешнюю аккрецию, поглощение спутников, гравитационное возмущение или даже слияния с галактиками сравнимой массы.

Целью данной работы является составление выборки взаимодействующих галактик на основе наблюдений нескольких глубоких площадок на Космическом телескопе Хаббл (HST). В качестве признаков взаимодействия галактик мы будем рассматривать наличие у них протяженных образований (хвостов и перемычек) [7], а также наличие близких спутников (галактики типа M 51) [8]. В предшествующих работах было показано, что такие объекты уверенно идентифицируются с помощью космических [9-11] и даже наземных [12] наблюдений, вплоть до красных смещений $z \sim 1$. Результаты этой работы будут использованы нами в дальнейшем для детального изучения структуры приливных образований далеких галактик, а также для оценки частоты взаимодействий галактик на $z \sim 1$.

2. *Каталог взаимодействующих галактик.* В качестве наблюдательного материала для поиска взаимодействующих галактик нами были использованы результаты наблюдений на HST пяти глубоких площадок: Северное глубокое поле - HDF-N, Южное глубокое поле - HDF-S, Сверхглубокое поле - HUDF, GOODS и GEMS. Технические детали, касающиеся этих проектов, а также результаты наблюдений можно найти на соответствующих веб-сайтах (см. также обзор [13]).

Поиск объектов производился путем визуального просмотра оригинальных кадров в фильтрах F814W (HDF-N, HDF-S), F775W (HUDF), F850LP (GOODS и GEMS). Основными критериями для выделения объектов были наличие у них протяженных приливных образований (хвостов и перемычек), подобных наблюдаемым у близких галактик, а также наличие относительно близких спутников вблизи концов спиральных ветвей (галактики типа M51). На рис.1 приведены примеры подобных объектов в рассмотренных полях. На следующем этапе галактики отождествлялись с опубликованными каталогами объектов в этих полях. Отождествление выполнялось по координатам объектов и типичная погрешность отождествления по обеим координатам составляет

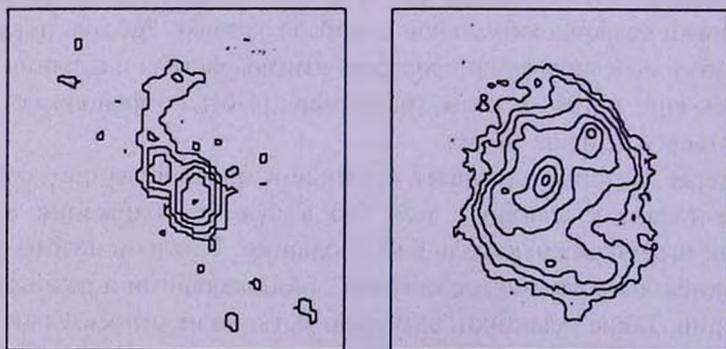


Рис.1. Контурные карты двух взаимодействующих галактик. Слева - двойная система из HDF-N на $z = 3.16$, справа - двойная система из HUDF на $z = 0.70$. Размеры изображений - $3'' \times 3''$.

0".15 (то есть 4-5 пикселей - элементов дискретизации изображений). В большинстве случаев для выделенных нами галактик удалось найти интегральные видимые звездные величины и оценки красных смещений (спектроскопические или фотометрические).

Результаты работы суммированы в таблицах, которые слишком велики для публикации в журнале. Для примера мы приводим лишь каталог объектов, найденных в HDF-S, поскольку в этом поле было выделено меньше всего галактик (табл.1a, b). Описание столбцов таблиц: 1 - порядковый номер галактики; 2 - номер галактики, согласно каталогу [14], для галактики номер 8 в табл.1b использована идентификация из [15]; 3-7 - координаты в пикселях на изображении HDF-S, видимая звездная

Таблица 1a

ГАЛАКТИКИ ТИПА M51 В HDF-S

N	Галактика	X	Y	I_{PS11P}	z_{app}	z_{ph}
1	65	459.68	700.97	24.74		0.60
2	270	771.10	1797.46	23.63		1.58
3	496	1403.39	2923.99	23.78		0.57
4	261	2504.49	1580.45	24.49		1.29
5	549	2537.56	2929.45	24.27		1.66
6	393	2717.78	2201.88	21.89	0.582	1.93
7	55	2735.75	919.54	22.62	0.565	0.55
8	443	3190.53	2295.24	26.13		0.60

Таблица 1b

ГАЛАКТИКИ С ПРИЛИВНЫМИ СТРУКТУРАМИ В HDF-S

N	Галактика	X	Y	I_{PS11P}	z_{app}	z_{ph}
1	2	3	4	5	6	7
1	127	538.10	903.91	26.44		0.30
2	21	561.89	515.26	26.02		0.78
3	158	593.76	1026.01	26.96		2.49
4	144	777.30	970.15	25.88		2.75
5	303	779.61	1875.90	21.12	0.464	0.49
6	420	931.20	2114.48	26.10		1.43
7	367	941.85	2017.14	22.54	0.428	0.30
8	WFPC-01604	952.37	1635.08	24.42		1.62
9	15	953.48	585.72	23.27	1.230	0.86
10	288	975.93	1619.52	25.52		2.75
11	314	1129.25	1783.83	24.97		1.23
12	250	1137.60	1425.95	25.61		2.75
13	505	1255.98	3080.46	21.48	0.415	0.38
14	79	1311.68	781.41	24.86		1.50
15	4	1359.85	404.37	24.92		0.95
16	222	1393.20	1427.52	22.88	0.464	0.45

Таблица 1б

1	2	3	4	5	6	7
17	260	1618.49	1629.20	22.82	0.423	0.40
18	342	1835.88	1843.61	23.66		0.57
19	12	2004.60	558.59	22.95	0.565	0.55
20	770	2037.88	4203.86	22.07	0.514	0.47
21	509	2078.82	2618.85	26.03		3.05
22	648	2087.90	3584.62	24.50	0.759	0.70
23	653	2098.89	3636.96	22.40	0.672	0.57
24	623	2130.51	3485.19	23.97	0.519	0.49
25	341	2210.06	1779.65	25.66		2.37
26	301	2216.14	1691.14	24.44		1.16
27	591	2266.00	3194.89	24.65		0.82
28	171	2336.80	1103.64	26.07		3.05
29	176	2351.78	1148.26	25.51		3.21
30	498	2398.54	2624.90	22.97	0.516	0.47
31	356	2417.56	2078.17	21.89	0.364	0.47
32	690	2512.49	3856.77	25.48		0.08
33	775	2535.33	3888.83	24.95		0.82
34	366	2564.87	1906.11	26.28		3.21
35	300	2579.49	1698.91	23.40	1.270	1.43
36	627	2592.75	3490.27	24.28		1.43
37	373	2607.09	1986.62	24.48		2.13
38	654	2655.72	3736.81	22.51	0.464	0.45
39	762	2745.51	4099.26	24.44		1.58
40	223	2759.57	1344.97	25.54		3.21
41	611	2780.30	3313.68	25.86		3.73
42	642	2781.39	3543.00	24.10		0.78
43	670	2802.12	3792.93	27.64		1.66
44	658	2850.59	3601.86	24.78		1.23
45	387	2961.65	2058.15	24.80		0.40
46	712	3009.32	3922.34	24.89	0.319	0.28
47	660	3029.89	3648.55	25.77		0.57
48	769	3092.35	3888.19	24.97		1.16
49	724	3105.89	3864.01	27.11		1.75
50	602	3265.17	3254.89	23.84	2.789	2.49
51	741	3300.21	4288.91	25.50		3.21
52	604	3304.97	3261.81	24.17	2.789	3.05
53	621	3362.52	3509.39	23.78	0.580	0.55
54	568	3401.32	2983.40	26.18		2.25
55	595	3434.39	3195.17	24.63		1.43
56	372	3444.40	1930.72	24.06		3.21
57	563	3452.39	2958.80	25.63		0.29
58	708	3475.93	3722.86	26.02		0.95
59	765	3483.99	3789.93	26.42		4.13
60	499	3578.57	2597.58	23.95		0.49
61	1	3579.33	684.60	22.10	0.579	0.57
62	211	3601.34	1299.18	24.86		3.21
63	554	3641.4	2896.4	26.96		1.66
64	593	3744.65	3169.77	25.33		0.82
65	85	3819.73	752.14	25.45		0.70
66	192	3952.77	1216.01	24.83		1.36

величина в фильтре F814W [14], спектральное красное смещение [16-18], оценка фотометрического красного смещения (по данным <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>).

Остальные таблицы, содержащие результаты для полей HDF-N, HUDF, GOODS и GEMS, доступны по запросу у авторов статьи.

На рис.2 изображены распределения выделенных нами объектов по видимым звездным величинам, а на рис.3 - по красным смещениям. На рис.2 видно, что эффекты селекции при отборе объектов в полях HDF-N, HDF-S и HUDF становятся заметными лишь для галактик слабее 25^m

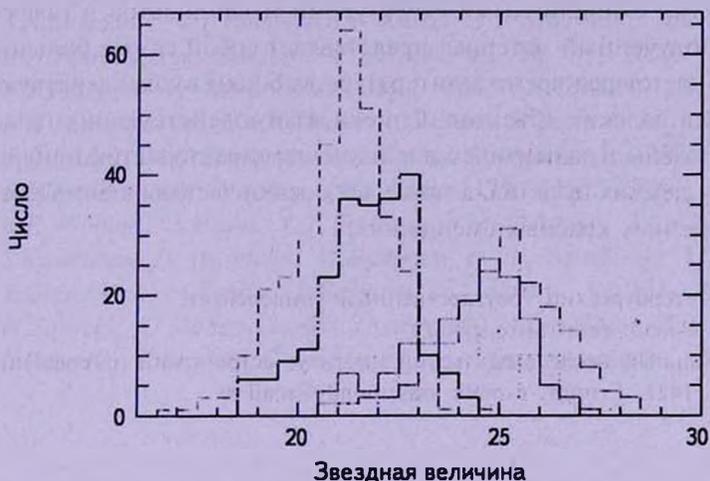


Рис.2. Распределение объектов каталога по видимым звездным величинам (HDF-N - непрерывная линия, HDF-S - линия из точек, HUDF - штрихи и точка, GOODS - штрих и две точки, GEMS - штрихи). Данные для HDF-N и HDF-S показаны в полосе F814W, для HUDF - в фильтре F775W, а для GOODS и GEMS - в R648.

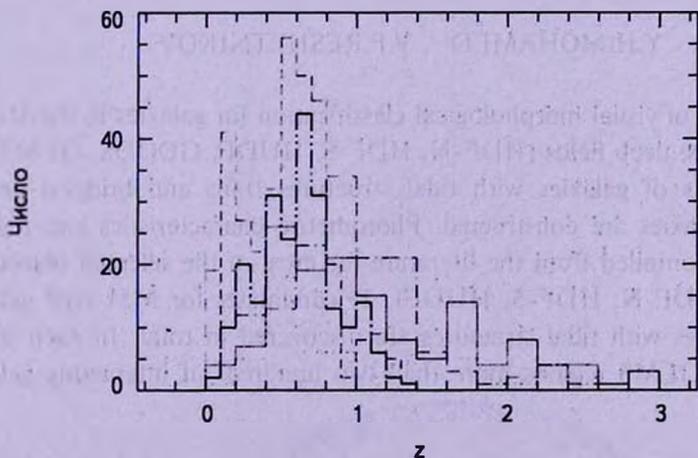


Рис.3. Распределение объектов каталога по красным смещениям. Обозначения те же, что и на рис. 2.

(распределение показывает пик при $i \sim 25^m$, а затем начинается уменьшение числа галактик). В площадках GOODS и GEMS соответствующий пик наблюдается при $r \sim 21^m$. Распределения по красным смещениям (рис.3) демонстрируют максимумы при $z \sim 0.5-1$, однако в каждом поле наблюдается "хвост" объектов с $z > 1$. Среднее красное смещение для выделенных нами взаимодействующих галактик в полях GOODS и GEMS составляет 0.6, а в площадках HDF-N, HDF-S и HUDF - 1.2.

3. *Заключение.* В нашей работе на основе просмотра оригинальных кадров ряда глубоких площадок Космического телескопа Хаббл составлены списки галактик с приливными структурами и кандидатов в галактики типа M 51. Полученный материал представляет собой самые большие из доступных в настоящее время в литературе выборки взаимодействующих галактик среди далеких объектов. Списки взаимодействующих галактик будут использованы в дальнейшем для изучения характеристик приливных образований у далеких галактик, а также для оценки частоты взаимодействий галактик на разных красных смещениях.

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, e-mail: resh@astro.spbu.ru

² Национальный исследовательский институт астрономии и геофизики,
Хелван 11421, Египет, e-mail: yasserhendy@mail.ru

INTERACTING GALAXIES IN THE HUBBLE SPACE TELESCOPE DEEP FIELDS

Y.H.MOHAMED^{1,2}, V.P.RESHETNIKOV¹

The results of visual morphological classification for galaxies in the Hubble Space Telescope deep fields (HDF-N, HDF-S, HUDF, GOODS, GEMS) are presented. Lists of galaxies with tidal structures (tails and bridges) and of M 51 type galaxies are constructed. Photometric characteristics and redshift estimates are compiled from the literature for most of the selected objects. In three fields (HDF-N, HDF-S, HUDF), 29 candidates for M51-type galaxies and 381 galaxies with tidal structures are discovered in total. In each of the GOODS and GEMS regions more than two hundreds of interacting galaxies are selected.

Key words: *galaxies:interacting*

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.И.Еремеева*, Вселенная Гершеля, М., Наука, 1966.
2. *Б.А.Воронцов-Вельяминов*, Атлас и каталог 356 взаимодействующих галактик, М., МГУ, 1959.
3. *H.Arp*, Atlas of Peculiar Galaxies, Pasadena, California Inst. Technology, 1966.
4. *J.Pfleiderer, H.Siedentopf*, Zeitschrift f. Ap., 51, 201, 1961.
5. *Н.И.Козлов, Р.А.Сюняев, Т.М.Энеев*, Доклады АН, 204, 579, 1972.
6. *А.Тоомре, J.Тоомре*, Astrophys. J., 178, 623, 1972.
7. *V.P.Reshetnikov, N.Ya.Sotnikova*, Astron. Astrophys. Trans., 20, 111, 2001.
8. *S.A.Klimanov, V.P.Reshetnikov*, Astron. J., 378, 428, 2001.
9. *В.П.Решетников*, Письма в Астрон. ж., 26, 83, 2000.
10. *V.P.Reshetnikov*, Astron. Astrophys., 353, 92, 2000.
11. *В.П.Решетников, С.А.Климанов*, Письма в Астрон. ж., 29, 488, 2003.
12. *C.R.Bridge, R.G.Carlberg, M.Sullivan*, Astrophys. J., 709, 1067, 2010.
13. *В.П.Решетников*, Успехи физ. наук, 175, 1163, 2005.
14. *R.E.Williams, S.Baum, L.E.Bergeron et al.*, Astron. J., 120, 2735, 2000.
15. *S.Casertano, D. de Mello, M.Dickinson et al.*, Astron. J., 120, 2747, 2000.
16. *K.Glazebrook, A.Verma, B.Boyle et al.*, Astron. J., 131, 2383, 2006.
17. *M.Sawicki, G.Mallen-Ornelas*, Astron. J., 126, 1208, 2003.
18. *E.Vanzella, S.Cristiani, S.Arnouts et al.*, Astron. Astrophys., 396, 847, 2002.



ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК ПОЛЯ

А.П.МАГТЕСЯН

Поступила 18 января 2011

Принята к печати 16 марта 2011

Для построения функции светимости галактик обобщен метод Шмидта с тем, чтобы учесть зависимость плотности галактик от расстояния в близкой Вселенной. Построена логарифмическая функция светимости галактик (ЛФС) поля в зависимости от морфологического типа. Получено, что ЛФС для всех галактик, а также отдельно для эллиптических и линзовидных галактик можно представить функцией Шехтера в узкой области абсолютных звездных величин. ЛФС спиральных галактик представляется функцией Шехтера в довольно широкой области абсолютных звездных величин $-21.0 \leq M \leq -14$. Параметром M_0 спиральные галактики слабо отличаются. При переходе от ранних спиралей к поздним спиральям происходит уменьшение параметра α в функции Шехтера. При переходе от эллиптических галактик к линзовидным галактикам, к ранним спиральным галактикам, и далее, к поздним спиральным галактикам, в яркой части $-23 \leq M \leq -17.8$, наблюдается уменьшение средней светимости галактик. Оценена полнота и средняя плотность выборок для галактик разных морфологических типов. Средняя плотность числа всех галактик в диапазоне $-23 \leq M \leq -13$ равна 0.126 Мпк^{-3} .

Ключевые слова: *галактики; функция светимости*

1. *Введение.* Функция светимости (ФС) галактик имеет очень большое значение для исследования и понимания происхождения и эволюции галактик, для проверки космологических моделей и других многих проблем внегалактической астрономии. Взаимодействия между галактиками играют важную роль в их эволюции. Эти взаимодействия в разных системах могут отличаться друг от друга. Например, группы галактик по сравнению со скоплениями имеют малые дисперсии лучевых скоростей, малые плотности и температуру газа, что может привести к разным эволюционным процессам галактик в этих системах. Одиночные галактики находятся в совершенно других ситуациях. Можно предположить, что эволюция этих галактик связана с процессами, происходящими внутри их самих.

Важно понять, как меняется ФС галактик в зависимости от морфологического типа, а также, как влияет окружающая среда на ФС.

ФС галактик обычно представляется функцией Шехтера [1], которая в яркой части светимостей имеет экспоненциальную форму, а при слабых светимостях имеет степенную форму.

$$\Phi = \phi_0 \cdot 10^{0.4(M_0 - M)(1 + \alpha)} \exp(-10^{0.4(M_0 - M)}), \quad (1)$$

где ϕ_0 - коэффициент нормализации, M_0 и α определяют форму кривой.

Параметр α представляет логарифмический наклон в слабом конце светимостей.

Если α меньше, чем -1 , то ФС в слабом конце возрастающая, а при $\alpha > -1$ она убывающая. Граничное значение $\alpha = -1$ соответствует плоскому концу ФС. M_* показывает место изменения поведения ФС. При значениях намного меньших M_* , ФС становится экспоненциальной.

ФС галактик в скоплениях, группах и в общем поле изучены во многих работах [1-44]. В этих работах предметом серьезного изучения являлся вопрос об универсальности ФС.

В первых результатах было получено, что ФС галактик в скоплениях и в общем поле не отличаются друг от друга (например, [4]).

В дальнейшем некоторые авторы [17,18,23] для ФС галактик поля, представляя ее функцией Шехтера [1], получили большие различия для величины M_* , но для наклона ФС в слабом конце получили подобные результаты: $\alpha \approx -1$.

В некоторых работах, касающихся скоплений галактик, для слабого конца ФС, также был получен плоский наклон (см. например, [36,40,42]). Во многих других работах [1,5,6,8,11,15,28-30,35,36,40-42,44] для слабого конца ФС получены довольно большие наклоны ($-1.5 \leq \alpha \leq -1.2$). Для слабого конца ФС получается довольно большой наклон ($\alpha < -2$), когда рассматриваются очень слабые галактики скопления [43]. В [21] и [27] изучены 45 скоплений Эйбла с красным смещением $z < 0.14$ и получено, что 39 из них показывают увеличение относительного числа слабых галактик. Только 7 из них представляются ФС Шехтера с $\alpha \approx -1$. Оказалось, что они имеют в своем составе сD галактики и в среднем более массивны и богаты газом.

Результаты изучения ФС галактик групп разными авторами довольно сильно отличаются друг от друга. В некоторых работах, относящихся к близким группам галактик, получены согласующиеся результаты [15,34]: т.е., получена плоская ФС, похожая на ФС галактик поля. Изучение же компактных групп [19,31] также привело к плоской или слабо понижающей ФС в слабом конце светимостей. В противовес этому в [39] было показано, что в группах ФС галактик в слабом конце имеет большой логарифмический наклон. В [44] показано, что как малые, так и относительно большие группы в слабом конце ФС имеют слабо понижающийся наклон подобно результату [19].

Известно, что существует зависимость плотность - морфологическое содержание [45]. Согласно этой зависимости, в областях высоких плотностей относительное число эллиптических и линзовидных галактик выше, чем в областях малых плотностей. Известно также, что каждый хаббловский тип галактик имеет свою характерную ФС (например, [10]). Поэтому ожидается, что суммарная ФС галактик должна быть зависима от окружения.

Представляется также важным выяснить: универсальна ли ФС для данного хаббловского типа галактик, или она зависит от окружения? В [10], изучая ФС галактик в поле, в группах и в бедных скоплениях, было показано, что ФС галактик отдельного хаббловского типа является универсальной. Другие авторы подтвердили этот результат (например, [24,26,32]). Они получили, что ФС галактик E, S0, S не зависят от плотности окружающей среды. В противовес этому в работах [30,33,37,38,44] получена значимая зависимость ФС галактик данного морфологического типа от плотности окружающей среды.

Такая несогласованность результатов, возможно, связана с недостаточно уверенным разделением близких и далеких фоновых галактик от галактик скопления, а для малых групп - неуверенной идентификацией их членов. Поскольку число членов групп мало, то ошибочное присоединение к данной группе одной или нескольких ложных галактик, или неприсоединение истинных членов, может значимо влиять на определения ФС.

Есть еще одна причина, которая может повлиять на достоверность результатов. Она заключается в том, что авторы часто представляют ФС функцией Шехтера во всей изучаемой области светимостей. Но изучение многих работ показывает, что эта функция довольно плохо представляет ФС как в ярком, так и в слабом концах светимостей.

Таким образом, вопрос о зависимости ФС галактик от окружающей среды, а также вопрос об универсальности ФС галактик разных морфологических типов пока остается открытым, особенно для малых групп. Этот вопрос очень важен для правильного понимания процессов происхождения и эволюции галактик.

В данной работе обсуждается зависимость ФС галактик от их морфологического типа, используя CfA2 каталог красных смещений. Наша выборка ограничена красным смещением ($500 \text{ км/с} \leq cz \leq 20000 \text{ км/с}$) и галактической широтой ($|b|| \geq 20^\circ$). Связь ФС галактик с окружающей средой будет обсуждаться в следующей статье, где будет использоваться новый список групп галактик [46], идентифицированных на основе CfA2 каталога красных смещений.

2. Метод. Классический метод определения ФС [10] базируется на условии, что галактики равномерно распределены в пространстве. Чтобы вычислить ФС без любого предположения относительно пространственного распределения галактик, были предложены другие непараметрические методы (например, [47,48]) или методы, основанные на методе максимального правдоподобия [49,50].

Для учета зависимости плотности числа галактик от расстояния мы обобщили $1/V_{\text{max}}$ метод Шмидта [51].

Галактика с абсолютной звездной величиной M , будет видна в объеме,

на границе которой она будет иметь предельную звездную величину выборки (в данном случае $m_{lim} = 15^m.5$). Поскольку наша выборка ограничена расстоянием снизу и сверху, то пространственную плотность галактики с абсолютной величиной M_i мы должны оценить в объеме $V_m^i - V_{min}$, когда $M_{max} \geq M_i \geq M_{min}$ и в объеме $V_{max} - V_{min}$, когда $M_i < M_{min}$.

Где $V_m^i = \frac{\Omega}{3} \left(\frac{cz_m^i}{H} \right)^3$ это тот объем, на границе которого галактика с абсолютной звездной величиной M_i будет иметь предельную видимую

звездную величину выборки m_{lim} , $V_{min} = \frac{\Omega}{3} \left(\frac{cz_{min}}{H} \right)^3$ это близкий объем,

исключенный из рассмотрения, а $V_{max} = \frac{\Omega}{3} \left(\frac{cz_{max}}{H} \right)^3$ есть максимальный

объем, находящиеся дальше которого галактики тоже не рассматриваются.

Ω - объемный угол выборки, и в нашем случае равен 4.3 ср.

Если предположить, что галактики в пространстве распределены равномерно, то следуя [51] и [52]

$$\Phi_{obs}(M_i) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta M} \sum_{M_i \pm \Delta M/2, j} \frac{1}{(V_m^j - V_{min})}, & M_{max} \geq M_i \geq M_{min} \\ \frac{1}{\Delta M (V_{max} - V_{min})} \sum_{M_i \pm \Delta M/2, j} 1, & M_i < M_{min} \end{cases} \quad (2)$$

Поскольку галактики не распределены равномерно, и средняя пространственная плотность галактик, по крайней мере, в близкой Вселенной зависит от расстояния (особенно в северном полушарии), то определение ФС, таким образом, приведет к повышенной оценке плотности абсолютно слабых галактик. Поэтому мы должны учитывать эту зависимость и приводить средние плотности галактик к наибольшему объему V_{max} . Вследствие этого, уравнение (2) примет следующий вид:

$$\Phi_{obs}(M_i) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta M} \sum_{M_i \pm \Delta M/2, j} \frac{1}{D(r_m^j)(V_m^j - V_{min})}, & M_{max} \geq M_i \geq M_{min} \\ \frac{1}{\Delta M D(r_{max})(V_{max} - V_{min})} \sum_{M_i \pm \Delta M/2, j} 1, & M_i < M_{min} \end{cases} \quad (3)$$

где $r_m^i = \frac{cz_m^i}{H} = \left(\frac{3V_m^i}{\Omega} \right)^{1/3}$ - расстояние соответствующее объему V_m^i .

Фактически $D(r_m^i)$ - это плотность галактик, нормированная на объем V_{max} ; $D(r_{max}) = 1$. Расчеты сделаны при $\Delta M = 0.2$.

Такое определение предполагает независимость ФС от пространственных координат. Мы также пренебрегаем локальными повышениями плотности в виде групп галактик, поскольку речь идет о средних плотностях галактик, в объемах намного превышающих объем групп галактик.

Среднеквадратичное отклонение $\Phi(M_i)$ оцениваем следующим образом:

$$\sigma(\Phi_{obs}(M_i)) = \frac{1}{\Delta MD(r'_m)(V'_m - V_{min})} \left[n_i \left(1 - \frac{n_i}{N} \right) \right]^{1/2} = \frac{\Phi_{obs}(M_i)}{n_i} \left[n_i \left(1 - \frac{n_i}{N} \right) \right]^{1/2} \quad (4)$$

где n_i - число галактик в интервале $M_i \pm \Delta M/2$, N - общее число галактик в выборке.

В этих отношениях видимые звездные величины исправлены за галактическое поглощение [53] и за K - ослабление [50]: $\Delta m = -A - K$. Лучевые скорости галактик исправлены за вращение Галактики и за движение Местной системы галактик в направлении скопления в Деве (см. [54]).

$$M_i = m_i - 25 - 5 \log(cz_i/H),$$

$$M_i = m_{lim} - 25 - 5 \log(cz'_m/H),$$

$$M_{min} = m_{lim} - 25 - 5 \log(cz_{max}/H),$$

$$M_{max} = m_{lim} - 25 - 5 \log(cz_{min}/H),$$

$H = 100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ - постоянная Хаббла, m - видимая звездная величина галактики. Как отметили выше, $cz_{min} = 500 \text{ км/с}$, $cz_{max} = 20000 \text{ км/с}$, $m_{lim} = 15^m.5$. Поэтому $M_{max} = -13^m.0$, $M_{min} = -21^m.0$:

Уравнение (3) можно также написать следующим образом:

$$\Phi_{obs}(M_i) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta M} \frac{3}{\Omega} 10^{-0.6(m_{lim} - 25 - M_{max})} \sum_{M_i \pm \Delta M/2, j} \frac{(10^{-0.6(M_j - M_{max})} - 1)^{-1}}{D(10^{0.2(m_{lim} - M_j - 25)})}, & M_{max} \geq M_i \geq M_{min} \\ \frac{1}{\Delta M} \frac{3}{\Omega} 10^{-0.6(m_{lim} - 25 - M_{max})} (10^{-0.6(M_{min} - M_{max})} - 1)^{-1} \sum_{M_i \pm \Delta M/2, j} 1, & M_i < M_{min}. \end{cases} \quad (5)$$

Эти уравнения дадут истинную плотность числа галактик только в том случае, когда имеем дело с полной выборкой. Когда выборка неполная, и фактор полноты не зависит от абсолютной звездной величины, мы можем точно оценить только нормированную ФС галактик (например, [55,56]).

$$\Psi(M_i) = \frac{\Phi_{obs}(M_i)}{\sum_j \Phi_{obs}(M_j)} \quad (6)$$

Истинная плотность числа галактик с абсолютной величиной M_i будет:

$$\Phi(M_i) = P(m_{lim})^{-1} \Phi_{obs}(M_i), \quad (7)$$

а среднеквадратичное отклонение будет:

$$\sigma(\Phi(M_i)) = P(m_{lim})^{-1} \sigma(\Phi_{obs}(M_i)), \quad (8)$$

где $P(m_{lim})$ - фактор полноты.

Для изучения полноты выборки, ограниченной звездной величиной,

широко используется V/V_m метод [51], где V - объем пространства, на краю которого находится галактика, а V_m - есть максимальный объем пространства, на краю которого галактика будет иметь видимую звездную величину, равную предельной звездной величине выборки. Если в Евклидовом пространстве объекты распределены равномерно, то среднее значение величины $\langle V/V_m \rangle$ должно быть равно 0.5. При данном пространстве распределение величины $\langle V/V_m \rangle$ строго эквивалентно распределению видимых величин [56], при равномерном распределении объектов будет вида $N(m) \sim 10^{0.6m}$. Мы предполагаем, что плотность галактик зависит от расстояния, и поэтому данные методы используем для приближенной оценки полноты выборки.

3. Зависимость плотности галактик от расстояния.

Зависимость плотности галактик от расстояния можно построить при помощи полных (по видимой и по абсолютной звездной величине) выборки. Для этого мы создали три подвыборки галактик по абсолютным величинам:

а) Выборка с $M \leq -21^m$, которая полна по абсолютной звездной величине во всем изученном объеме. По этой выборке определена искомая зависимость при красных смещениях от 7000 км/с до 20000 км/с. При малых расстояниях эта выборка непригодна по причине малочисленности галактик.

б) Выборка с $M \leq -20^m$. Эта выборка полна до красного смещения 12600 км/с. По этой выборке определена искомая зависимость при красных смещениях от 1700 км/с до 12600 км/с.

в) Выборка с $M \leq -17^m.8$. По этой выборке определена искомая зависимость при красных смещениях от 500 км/с до 5000 км/с.

Эти зависимости сшиты по общим участкам и нормированы на красное смещение 20000 км/с. Полученная кривая приведена на рис.1. Для удобства при вычислениях разные участки кривой представлены полиномами первого или второго порядка.

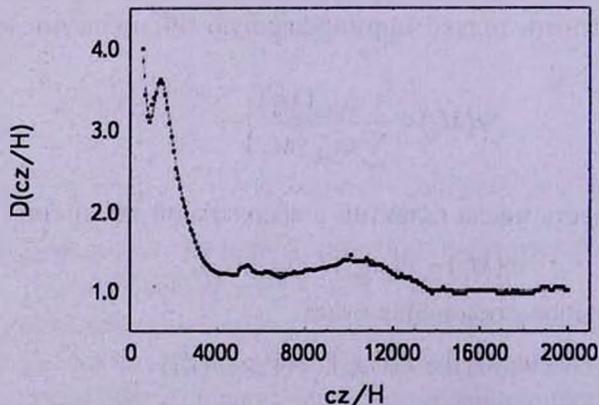


Рис.1. Зависимость относительной плотности чиста галактик от красного смещения.

4. *ФС галактик поля.* На рис.2 представлена нормализованная логарифмическая функция светимости (ЛФС, $\log\Psi(M)$) галактик поля. Под названием "галактики поля" мы подразумеваем все галактики, расположенные в изучаемом объеме, независимо от того, входят они в группы или являются одиночными галактиками.

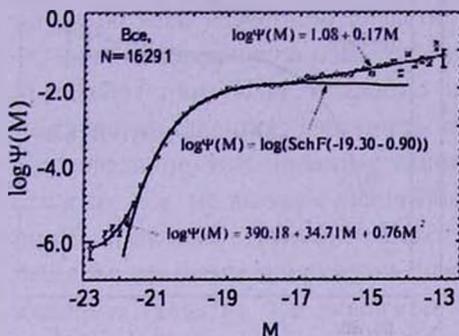


Рис.2. ЛФС галактик поля в области $500 \leq V \leq 20000$ км/с и $|b|| \geq 20^\circ$.

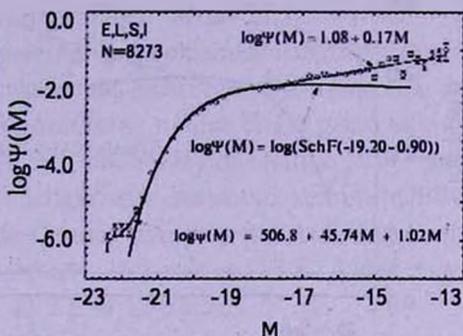


Рис.3. ЛФС галактик поля с известными морфологическими типами в области $500 \leq V \leq 20000$ км/с и $|b|| \geq 20^\circ$.

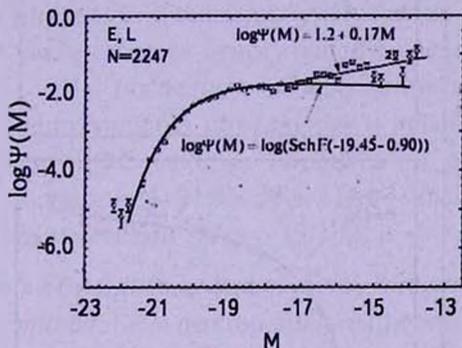


Рис.4. ЛФС эллиптических и линзовидных галактик поля в области $500 \leq V \leq 20000$ км/с и $|b|| \geq 20^\circ$.

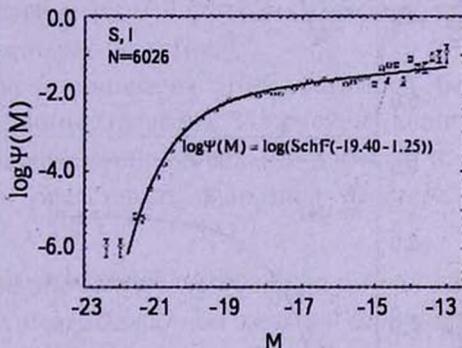


Рис.5. ЛФС спиральных и иррегулярных галактик поля в области $500 \leq V \leq 20000$ км/с и $|b|| \geq 20^\circ$.

На этом и на следующих рис.3-6 среднее квадратичное отклонение посчитано следующим образом:

$$\sigma(\Psi(M_i)) = \frac{\Psi(M_i)}{n_i} \left[n_i \left(1 - \frac{n_i}{N} \right) \right]^{1/2} \quad (9)$$

Из рис.2 видно, что ЛФС галактик поля можно представить функцией Шехтера с параметрами $M_0 = -19.30$ и $\alpha = -0.90$ только в ограниченном участке светимостей: $-21.0 \leq M \leq -17.6$. Слево от этой области ЛФС можно представить квадратным многочленом, а направо, при слабых светимостях ЛФС можно представить линейной функцией.

На рис.3 представлена ЛФС галактик поля с известными морфологическими типами. Видно, что она почти не отличается от ЛФС всех

галактик (рис.2).

На рис.4 представлена ЛФС эллиптических и линзовидных галактик. Из рис.4 видно, что для эллиптических и линзовидных галактик, как и для всех галактик, функцией Шехтера возможно представить только часть

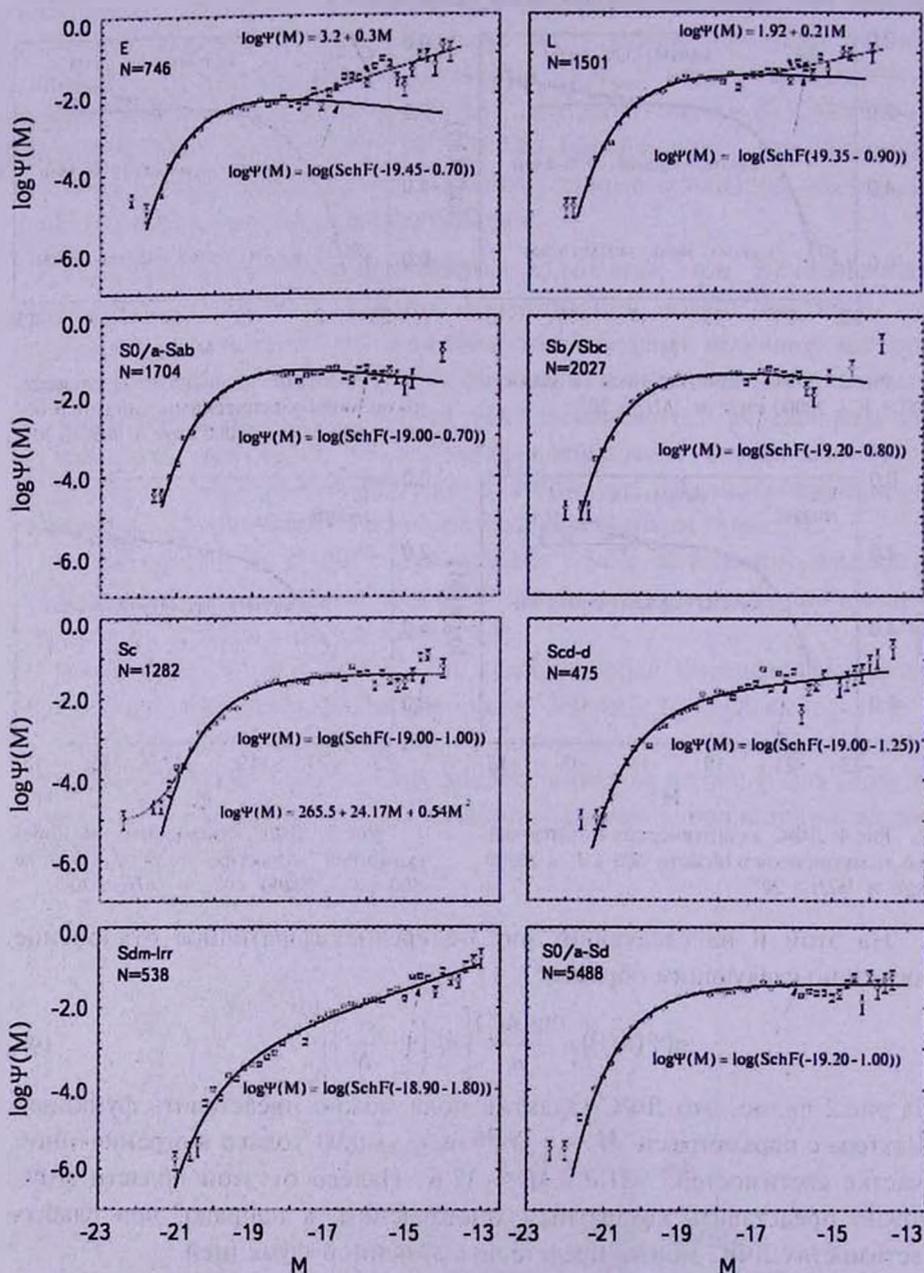


Рис.6. ЛФС галактик поля для разных морфологических типов в области $500 \leq V \leq 20000$ км/с и $|b|| \geq 20^\circ$.

ЛФС. Причем, по параметру α они не отличаются, а по параметру M_0 , отличаются мало.

На рис.5 представлена ЛФС спиральных и иррегулярных галактик. Из рисунка видно, что ЛФС спиральных и иррегулярных галактик хорошо представляется функцией Шехтера с параметрами $M_0 = -19.4$ и $\alpha = -1.25$ почти во всей изученной области светимостей: $M \geq -21.5$.

Значительное число галактик с известными морфологическими типами позволяют нам более подробно изучать зависимость ФС галактик от морфологии галактик. Результаты представлены на рис.6. Из рис.6 видно, что поведение ЛФС галактик типов E и L подобно поведению ЛФС всех галактик, т.е. не во всем диапазоне абсолютных звездных величин ЛФС можно представить функцией Шехтера. Данная функция для эллиптических галактик применима только в диапазоне $-21.2 \leq M \leq -17.8$, а для линзовидных галактик - в диапазоне $-21.2 \leq M \leq -16.5$.

ЛФС спиральных галактик можно представить функцией Шехтера в довольно широком диапазоне абсолютных звездных величин. Параметром M_0 они слабо отличаются. При переходе от ранних спиралей к поздним спиральям происходит уменьшение параметра α в функции Шехтера, т.е. увеличивается относительное число слабых галактик.

На последнем изображении рис.6 приведена ЛФС спиралей без неправильных спиральных и иррегулярных галактик. Из рисунка видно, что ЛФС "чистых спиралей" в слабом конце довольно плоская и в диапазоне $-21.5 \leq M \leq -14.0$ можно представить функцией Шехтера с параметрами $M_0 = -19.2$ и $\alpha = -1.0$.

5. *Средняя плотность числа галактик разных морфологических типов.* Если фактор полноты не зависит от абсолютной звездной величины, то нормированная ФС галактик не зависит от полноты выборки по видимой

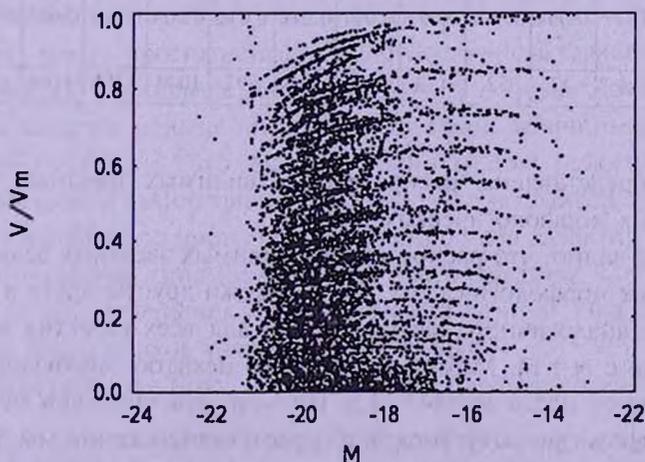


Рис.7. Зависимость величин V/V_m от абсолютной звездной величины галактики.

звездной величине (см., например, [56]). То есть, когда выполняется это условие, то нормированную ФС галактик можно построить также по неполной выборке. Иное положение, когда оцениваем среднюю плотность числа галактик. Для этого надо оценить полноту изучаемых выборок.

На рис.7 для нашей выборки представлена зависимость величин V/V_m от абсолютной звездной величины галактики.

Рис.7 не показывает какую-либо зависимость между обсуждаемыми величинами, т.е фактор полноты не зависит от абсолютной звездной величины.

Полноту CfA2 выборки можем приближенно оценить по $\langle V/V_m \rangle$ тесту Шмилта [51], поскольку этот тест требует равномерного распределения галактик в пространстве.

В табл.1 представлены величины $\langle V/V_m \rangle \pm (12n)^{-1/2}$ в зависимости от видимой звездной величины как для всех галактик, так и для галактик с известными морфологическими типами. Из таблицы видно, что выборку всех галактик можно считать полной, а выборки галактик с известными морфологическими типами можно считать полными до видимой звездной величины $m = 14.0 - 14.5$.

Таблица 1

ВЕЛИЧИНЫ $\langle V/V_m \rangle$ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВИДИМОЙ ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ ДЛЯ ВСЕХ ГАЛАКТИК И ДЛЯ ГАЛАКТИК С ИЗВЕСТНЫМИ МОРФОЛОГИЧЕСКИМИ ТИПАМИ

m	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	13.0	13.5	14.0	14.5	15.0	15.5
$\langle V/V_m \rangle$ все галактики	0.49± 0.077	0.54± 0.051	0.44± 0.040	0.49± 0.027	0.44± 0.021	0.45± 0.016	0.47± 0.012	0.46± 0.009	0.46± 0.007	0.48± 0.005	0.53± 0.003	0.50± 0.002
n	14	32	52	113	189	337	611	1089	1872	3496	7773	16291
$\langle V/V_m \rangle$ Галактики с морфологичес- кими типами	0.49± 0.077	0.54± 0.051	0.44± 0.040	0.49± 0.027	0.44± 0.021	0.45± 0.016	0.46± 0.012	0.45± 0.009	0.45± 0.007	0.46± 0.005	0.44± 0.004	0.39± 0.003
n	14	32	52	113	188	336	597	1044	1763	3164	5338	8273

На рис.8 представлены распределения видимых звездных величин галактик разных морфологических типов.

Из рисунка видно, что распределения видимых звездных величин для галактик разных морфологических типов похожи друг на друга и заметно отличаются от аналогичного распределения для всех галактик в слабом конце, начиная с $m = 14$. Можно сказать, что нехватка морфологических типов проявляется после $m = 14 - 14.5$. Причем, эти пропуски незначимо зависят от морфологического типа, и в первом приближении мы приняли, что выборки для разных морфологических типов полны до $m = 14.2$. Также

можем принять, что вся выборка безотносительно к известности морфологического типа, является полной.

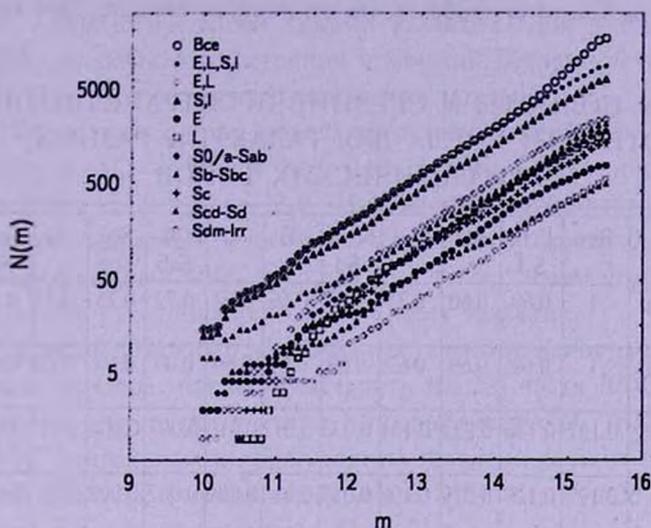


Рис.8. Распределения видимых звездных величин галактик разных морфологических типов.

Для галактик конкретных морфологических типов фактор полноты оценили двумя способами:

а) По формуле, предложенной в [56], которая, строго говоря, требует равномерного распределения галактик в пространстве.

$$P(m_{lim}) = 10^{-0.6(m_{lim} - m_1)} \left[1 + 0.6 \ln 10 \frac{N(m_{lim}) - N(m_1)}{n(m_1)} \right], \quad m_1 \leq m_{lim} \quad (10)$$

где $P(m_{lim})$ - фактор полноты, m_1 - видимая величина, до которой выборку можно принять полной, $N(m_1)$ - число объектов, имеющих звездные величины меньше m_1 , $n(m_1)$ - пространственная плотность числа галактик при m_1 (или число галактик в интервале $m_1 \pm 0.5$), $N(m_{lim})$ - число объектов, видимые величины которых меньше предельной звездной величины выборки m_{lim} .

б) Предположим, что фактор полноты для галактик отдельных морфологических типов один и тот же. Тогда фактор полноты будет равняться отношению плотности, полученной для галактик с известными морфологическими типами, без учета этого фактора, к плотности всех галактик безотносительно к морфологическим типам. Она равняется 0.69. Ясно, что такой подход также приближенный.

Факторы полноты $P(m_{lim})$ и средние пространственные плотности числа

$$\rho = P^{-1}(m_{lim}) \sum_i \Phi_{обх}(M_i), \quad (11)$$

для галактик разных морфологических типов и для обоих способов

вычисления приведены в табл.2. Из табл.2 видно, что разница пространственных плотностей числа галактик разных морфологических типов, вычисленных разными способами, не отличается больше, чем на 20%.

Таблица 2

ФАКТОРЫ ПОЛНОТЫ И СРЕДНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПЛОТНОСТИ ЧИСЛА ДЛЯ ГАЛАКТИК РАЗНЫХ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ

	T	Все	E,L, S,I	E,L	S,I	S0/a- Sd	E	L	S0/a- Sab	Sb/ Sbc	Sc	Scd/ Sd	Sdm/ lrr
а способ	$P(m_{ин})$	1	0.69	0.60	0.73	0.73	0.56	0.62	0.72	0.75	0.73	0.70	0.74
б способ	$P(m_{ин})$	1	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69	0.69
а способ	ρ (Мпк ⁻³)	0.127	0.126	0.022	0.101	0.035	0.012	0.010	0.007	0.008	0.01	0.011	0.065
б способ	ρ (Мпк ⁻³)	0.127	0.127	0.019	0.108	0.037	0.010	0.009	0.007	0.008	0.01	0.011	0.071
	<i>n</i>	16291	8273	2247	6026	5488	746	1501	1704	2027	1282	475	538

Приведем средние абсолютные величины галактик. Исходя из поведения ФС эллиптических и линзовидных галактик, средние абсолютные величины приведем для двух интервалов абсолютных величин, $-23 \leq M \leq -17.8$ и $-23 \leq M \leq -14.0$. Результаты приведены в табл.3 откуда видно, что при переходе от эллиптических галактик к линзовидным галактикам, к ранним спиральным галактикам, и далее, к поздним спиральным галактикам, наблюдается

Таблица 3

СРЕДНИЕ АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ГАЛАКТИК РАЗНЫХ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ

Тип	$-23 \leq M \leq -17.8$			$-23 \leq M \leq -14.0$		
	$\langle M \rangle$	$\sigma(M)$	<i>n</i>	$\langle M \rangle$	$\sigma(M)$	<i>n</i>
Все	-18.74	0.006	14646	-15.93	0.013	16269
E,L,S,I	-18.68	0.008	7154	-15.75	0.017	8257
E,L	-18.81	0.016	2027	-15.83	0.034	2245
S,I	-18.66	0.009	5127	-15.73	0.020	6012
S0/a-Sd	-18.67	0.010	4917	-16.44	0.022	5485
E	-18.92	0.030	650	-15.36	0.051	745
L	-18.78	0.019	1377	-16.35	0.042	1500
S0/a-Sab	-18.78	0.017	1586	-16.82	0.042	1704
Sb/Sbc	-18.76	0.016	1897	-17.27	0.033	2026
Sc	-18.55	0.019	1090	-16.14	0.044	1282
Scd/Sd	-18.42	0.031	344	-15.85	0.066	473
Sdm/lrr	-18.29	0.037	210	-15.03	0.043	527

уменьшение средней светимости ярких галактик ($-23 \leq M \leq -17.8$).

6. *Заключение.* В данной работе изучена ФС галактик поля и ее связь с морфологическими типами галактик. Для учета зависимости плотности галактик от расстояния в близкой Вселенной обобщен метод Шмидта [51]. Получены следующие результаты:

1. ЛФС галактик поля можно представить функцией Шехтера [1] с параметрами $M_0 = -19.30$ и $\alpha = -0.90$ только в ограниченном участке светимостей: $-21.0 \leq M \leq -17.6$. Налево от этой области ЛФС можно представить квадратным многочленом, а направо, при слабых светимостях - линейной функцией. ЛФС галактик поля с известными морфологическими типами почти не отличается от ЛФС всех галактик.

2. Для эллиптических и линзовидных галактик, как и для всех галактик, функцией Шехтера можно представить только часть ЛФС. Причем, по параметру α они не отличаются, а по параметру M_0 отличаются мало:

3. ЛФС спиральных и иррегулярных галактик хорошо представляется функцией Шехтера с параметрами $M_0 = -19.4$ и $\alpha = -1.25$ почти во всей изученной области светимостей: $M \geq -21.5$.

4. Поведение ЛФС галактик типов E и L подобно поведению ЛФС всех галактик, т.е. не во всем диапазоне абсолютных звездных величин ЛФС можно представить функцией Шехтера. Данная функция для эллиптических галактик применима только в диапазоне $-21.2 \leq M \leq -17.8$, а для линзовидных галактик - в диапазоне $-21.2 \leq M \leq -16.5$.

5. ЛФС спиральных галактик можно представить функцией Шехтера в довольно широком диапазоне абсолютных звездных величин. При переходе от ранних спиралей к поздним происходит уменьшение параметра α в функции Шехтера, т.е. увеличивается относительное число слабых галактик. Параметром M_0 они слабо отличаются.

6. Оценена полнота и средняя плотность выборок галактик разных морфологических типов. Средняя плотность числа всех галактик в диапазоне $-23 \leq M \leq -13$ равна 0.126 Мпк^{-3} .

7. Оценены средние абсолютные звездные величины галактик разных морфологических типов в двух интервалах абсолютной звездной величины: $-23 \leq M \leq -17.8$ и $-23 \leq M \leq -14.0$. При переходе от эллиптических галактик к линзовидным, к ранним и поздним спиральям в яркой части абсолютных звездных величин ($-23 \leq M \leq -17.8$), наблюдается уменьшение средних светимостей.

Данная работа поддержана грантом Армянского Национального Фонда Науки и Образования (ANSEF, США).

LUMINOSITY FUNCTION OF THE FIELD GALAXIES

А.Р.МАНТЕССИАН

Schmidt's method is generalized for account of dependence of density of galaxies from distance in the close Universe. The logarithmical luminosity function (LLF) of field galaxies depending on morphological type is constructed. It is received, that LLF of all galaxies, of elliptical and lenticular galaxies is possible to present by Schechter function to enough narrow area of absolute magnitudes. LLF of spiral galaxies can be presented by Schechter function to enough wide area of absolute magnitude: $-21.0 \leq M \leq -14$. At transition from early spirals to the late spirals parameter α in Schechter function is reduced. Spiral galaxies differ slightly by parameter M_0 . At transition from elliptical galaxies to lenticulars galaxies, to early spiral galaxies, and further, to late spiral galaxies, in a bright end, $-23 \leq M \leq -17.8$ the reduction of average luminosity of galaxies is observed. Completeness and average density of samples galaxies of different morphological types is estimated. In the range $-23 \leq M \leq -13$ the mean number density of all galaxies equal 0.126 Mpc^{-3} .

Key words: *galaxies:luminosity function*

ЛИТЕРАТУРА.

1. P.Schechter, *Astrophys. J.*, **203**, 297, 1976.
2. М.А.Аракелян, А.Т.Каллоглян, *Астрон. ж.*, **46**, 1215, 1969.
3. A.Jr.Oemler, *Astrophys. J.*, **194**, 1, 1974.
4. J.E.Felten, *Astron. J.*, **82**, 861, 1977.
5. A.Dressler, *Astrophys. J.*, **223**, 765, 1978.
6. A.Sandage, B.Binggeli, G.A.Tammann, *Astron. J.*, **90**, 1759, 1985.
7. W.R.Oegerle, J.G.Hoessel, R.M.Ernst, *Astron. J.*, **91**, 697, 1986.
8. P.M.Iugger, *Astrophys. J.*, **303**, 535, 1986.
9. W.R.Oegerle, J.G.Hoessel, M.S.Jewison, *Astron. J.*, **93**, 519, 1987.
10. B.Binggeli, A.Sandage, G.A.Tammann, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **26**, 509, 1988.
11. M.M.Colless, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **237**, 799, 1989.
12. C.N.A.Willmer, P.Focardi, R.Chan, P.S.Pellegrini, L.N. da Costa, *Astron. J.*, **101**, 57, 1991.
13. D.H.Gudehus, D.J.Hegy, *Astron. J.*, **101**, 18, 1991.
14. B.Garilli, D.Maccagni, G.Vettolani, *Astron. J.*, **101**, 795, 1991.
15. H.C.Ferguson, A.Sandage, *Astron. J.*, **101**, 765, 1991.
16. B.Garilli, D.Bottini, D.Maccagni, G.Vettolani, T.Maccacaro, *Astron. J.*, **104**, 1290, 1992.

17. *J.Loveday, B.A.Peterson, G.Efstathiou, S.J.Maddox*, *Astrophys. J.*, **390**, 338, 1992.
18. *R.O.Marzke, M.J.Geller, J.P.Huchra, H.G.Corwin*, *Astron. J.*, **108**, 437, 1994.
19. *A.L.B.Ribeiro, R.R. de Carvalho, S.E.Zepf*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **267**, L13, 1994.
20. *S.P.Driver, S.Phillipps, J.I.Davies, I.Morgan, M.J.Disney*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **268**, 393, 1995.
21. *O.Lopez-Cruz, H.K.C.Yee*, *ASP Conf. Ser.* 86, *Fresh Views of Elliptical Galaxies*, ed. A.Buzzoni, A.Renzini, A.Serrano (San Francisco: ASP), 279, 1995.
22. *L.F.Barrientos, D.Schade, O.Lopez-Cruz*, *Astrophys. J.*, **460**, L89, 1996.
23. *H.Lin, R.P.Kirshner, S.A.Shectman et al.*, *Astrophys. J.*, **464**, 60, 1996.
24. *S.Andreon, E.Davoust, T.Heim*, *Astron. Astrophys.*, **323**, 337, 1997.
25. *E.Gaidos*, *Astron. J.*, **113**, 117, 1997.
26. *H.Jerjen, G.Tamman*, *Astron. Astrophys.*, **321**, 713, 1997.
27. *O.Lopez-Cruz, H.K.C.Yee, J.P.Brown, C.Jones, W.Forman*, *Astrophys. J.*, **475**, 97, 1997.
28. *S.L.Lumsden, C.A.Collins, R.C.Nichol, V.R.Eke, L.Guzzo*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **290**, 119, 1997.
29. *N.Trentham*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **290**, 334, 1997.
30. *C.A.Valotto, M.A.Nicotra, H.Muriel, D.G.Lambas*, *Astrophys. J.*, **479**, 90, 1997.
31. *S.E.Zepf, R.R. de Carvalho, A.L.B.Ribeiro*, *Astrophys. J.*, **488**, L11, 1997.
32. *S.Andreon*, *Astron. Astrophys.*, **336**, 98, 1998.
33. *B.C.Bromley, W.H.Press, H.Lin, R.P.Kirshner*, *Astrophys. J.*, **505**, 25, 1998.
34. *H.Muriel, C.A.Valotto, D.G.Lambas*, *Astrophys. J.*, **506**, 540, 1998.
35. *S.Rayzy, C.Adami, A.Mazure*, *Astron. Astrophys.*, **337**, 31, 1998.
36. *B.M.Garilli, D.Maccagni, S.Andreon*, *Astron. Astrophys.*, **342**, 408, 1999.
37. *C.Marinoni, P.Monaco, G.Giuricin, B.Costantini*, *Astrophys. J.*, **521**, 50, 1999.
38. *M.Rumella, G.Zamorani, E.Zucca et al.*, *Astron. Astrophys.*, **342**, 1, 1999.
39. *A.I.Zabludoff, J.S.Mulchaey*, *Astrophys. J.*, **539**, 136, 2000.
40. *M.Paolillo, S.Andreon, G.Longo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **367**, 59, 2001.
41. *R. de Propis, M.Colless, S.Driver et al.*, preprint [astro-ph/0212562], 2002.
42. *T.Goto, S.Okamura, T.McKay et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **54**, 515, 2002.
43. *N.Trentham, S.Hodgkin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **333**, 423, 2002.
44. *M.J.Cuesta-Bolao, A.Serna*, *Astron. Astrophys.*, **405**, 917, 2003.
45. *A.Dressler*, *Astrophys. J.*, **236**, 351, 1980.
46. *А.П.Магтесян, В.Г.Мовсисян*, *Астрофизика*, **53**, 83, 2010.
47. *D.Lynden-Bell*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **155**, 95, 1971.
48. *J.Choloniewski*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **226**, 273, 1987.
49. *J.F.Nicol, I.E.Segal*, *Astron. Astrophys.*, **118**, 180, 1983.
50. *G.Efstathiou, R.S.Ellis, B.A.Peterson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **232**, 431, 1988.
51. *M.Schmidt*, *Astrophys. J.*, **151**, 393, 1968.
52. *J.Huchra, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **186**, 433, 1973.
53. *A.Sandage*, *Astrophys. J.*, **183**, 711, 1973.
54. *А.П.Магтесян*, *Астрофизика*, **40**, 45, 1997.
55. *J.Neyman, E.L.Scott*, *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, IAUS, №63, Ed. by Longair, 129, 1974.
56. *В.Ю.Теребиж*, *Астрофизика*, **16**, 45, 1980.

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ У ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ

Р.Р.АНДРЕАСЯН, С.К.БАЛАЯН, В.Г.МОВСЕСЯН

Поступила 22 декабря 2010

Принята к печати 16 марта 2011

Приводится метод построения двухцветной карты для плоской компоненты магнитного поля нашей Галактики в координатах (R : l) и (DM : l). Показано, что в соответствии с известными моделями магнитного поля Галактики, магнитное поле в соседних спиральных рукавах меняет свое направление на обратное. Однако магнитное поле в спиральном рукаве Стрельца значительно отличается от стандартной модели магнитного поля. Главное отличие состоит в том, что в области спирального рукава Стрельца магнитное поле южного полушария и магнитное поле северного полушария Галактики имеют противоположные направления. Предполагается, что такое распределение магнитного поля можно лучше объяснить, если принять, что спиральный рукав Стрельца, или, хотя бы, магнитный спиральный рукав в этой области, не симметричен относительно плоскости Галактики и расположен, в основном, в северном полушарии.

Ключевые слова: *Галактика: магнитное поле*

1. *Введение.* Активные процессы в космических объектах в большей степени зависят от присутствия в них магнитного поля, его конфигурации и величины. Очень важно учитывать распределение магнитных полей как при изучении образования и эволюции отдельных Галактических структурных деталей, так и при объяснении радио и оптической морфологии внегалактических объектов в целом. Крупномасштабное магнитное поле нашей Галактики было открыто в 50-е годы прошлого столетия и с тех пор изучено всеми возможными методами, которые обычно были основаны на анализе данных, связанных с поляризацией оптических и радиоизлучений космических объектов. Важное место среди них занимают методы, использующие данные о фарадеевском вращении поляризованного излучения (RM-мера вращения) внегалактических радиисточников и пульсаров. При анализе всевозможных данных было показано, что магнитное поле у плоскости нашей Галактики может иметь одну из следующих трех крупномасштабных структур: 1) бисимметричную спиральную (BSS), в которой направление магнитного поля в соседних спиральных рукавах Галактики меняется на противоположное; 2) аксиально-симметричную (ASS) структуру с двумя изменениями направления магнитного поля внутри солнечного круга; 3) концентрическую круговую модель. Однако Мен и др. [1], анализируя данные RM пульсаров, показали, что ни одна

из предложенных моделей не соответствует наблюдательным данным лучше, чем другая, и предположили, что межзвездное крупномасштабное магнитное поле в диске Галактики имеет более сложную конфигурацию. При анализе почти тех же данных, были также предложены модели, в которых спиральная структура магнитного поля совпадает с межрукавными областями Галактики [2,3]. Наблюдения в некоторых других спиральных галактиках (например, в NGC 6946) также показали, что магнитные поля совпадают с межрукавными областями [4].

Наблюдения радиополяризации у многих галактик, видных сбоку, можно объяснить, если только включить присутствие компонента магнитного поля в гало галактики (например: NGC 4631 [5], NGC253 [6,7], NGC 4666 [8], M 33 [9], M51 [10]). В работе [7] показано, что магнитное поле в NGC 253 можно представить двумя компонентами: тороидальной аксиально-симметричной компонентой диска и полоидальной компонентой в гало. Такую двухкомпонентную конфигурацию имеет также магнитное поле галактики M51 [10].

Модель двухкомпонентного магнитного поля нашей Галактики была предложена в 1988г. [11,12]. Было показано, что распределение мер вращений (RM) пульсаров и внегалактических радиоисточников соответствует такой модели магнитного поля нашей Галактики, в которой плоская компонента магнитного поля спиральных рукавов целиком лежит в магнитном поле гало Галактики, причем компонента магнитного поля гало имеет дипольную конфигурацию, и магнитные поля в области гало северного и южного полушария Галактики имеют противоположные направления. В дальнейшем полученные во многих работах результаты (см., например, [13,14]) подтвердили эту модель. В недавних работах теоретического характера (см. [15]) также показано, что двухкомпонентные магнитные поля указанной выше конфигурации можно получить, включая изучение галактических ветров в стандартные галактические динамо модели.

Таким образом, хотя по изучению крупномасштабного магнитного поля нашей Галактики опубликовано очень много работ, до сих пор нет общепринятой модели магнитного поля. Нам кажется важным изучение зависимости магнитного поля от z -координаты (z -расстояние от плоскости Галактики), чему и посвящена настоящая работа.

2.1. Карта плоской компоненты магнитного поля Галактики (метод). В настоящей работе мы приводим метод построения двухцветных карт магнитного поля для разных слоев (в зависимости от z -координаты) плоского компонента Галактики. Используются все опубликованные в настоящее время данные RM пульсаров. Мы ограничимся только изучением плоской компоненты магнитного поля, поскольку, как известно, пульсары концентрируются у плоскости Галактики, и нет достаточного количества

данных для изучения магнитного поля вдали от плоскости Галактики. Как известно, мера вращения (RM) и мера дисперсий (DM) пульсаров зависят от их расстояния до Солнца R и определяются по следующим формулам:

$$RM = \alpha \int n_e B_L dL, \quad (\alpha = 8.1 \cdot 10^5) \quad (1)$$

$$DM = \int n_e dL, \quad (2)$$

где B_L - проекция магнитного поля на луч зрения, выраженная в Гаусах, R - расстояние от Солнца в парсеках, n_e - электронная концентрация в межзвездной среде в см^{-3} , а интегрирование ведется по расстоянию L . Мера вращения находится из наблюдений плоскости поляризации излучения пульсара на разных частотах (данные RM известны для 595 пульсаров), а мера дисперсий находится из наблюдений по опозданию сигнала на разных частотах и определена практически для всех пульсаров. Из формул (1) и (2) следует:

$$\langle B_L \rangle = (1/\alpha)(RM)/(DM), \quad (3)$$

где $\langle B_L \rangle$ - среднее значение компоненты магнитного поля на луче зрения. Почти во всех работах по изучению магнитного поля Галактики фигурирует эта средняя величина. Для построения карт магнитного поля мы будем использовать значения магнитного поля в данных точках Галактики.

Если каким-то образом из наблюдений для данного направления l (l - это галактическая долгота) мы найдем RM и DM как функцию от расстояния R , а также RM как функцию от DM, то используя формулы (1) и (2), можно найти

$$B_L(R) n_e(R, l) = (1/\alpha) d(RM)/d(R), \quad (4)$$

и

$$B_L(DM) = (1/\alpha) d(RM)/d(DM), \quad (5)$$

где $B_L(R)$, в отличие от среднего значения $\langle B_L \rangle$, является значением компоненты магнитного поля на луче зрения в направлении l , и на расстоянии R от Солнца, а $B_L(DM)$ - это та же величина, но в точке, которая обладает данной величиной меры дисперсии DM, $n_e(R, l)$ - электронная концентрация в данной точке. Таким образом, для построения карт магнитного поля необходимо, используя наблюдательные данные для данного направления l методом усреднения, найти достаточно качественные зависимости RM(R) и RM(DM), которые можно было бы дифференцировать. Для получения этих зависимостей был использован метод усреднения, в котором центры области усреднения ($l; R$) или ($l; DM$) плавно перемещаются по данным координатам, а границы областей выбираются таким образом, чтобы в каждой области усреднения было достаточное количество пульсаров. Использованный здесь метод подобен подробно описанному нами в работе [16] методу обработки данных.

Таким образом, в настоящей работе фактически решается обратная задача. По интегральным наблюдательным данным находится распределение физических параметров $B_l(R)n_e(R, l)$ и $B_l(DM)$ внутри Галактики, и строится карта магнитного поля.

Нало также отметить, что из нахождения распределения вышеупомянутых величин получается принципиально новая возможность нахождения распределения электронной плотности в Галактике, если использовать данные о фарадеевском вращении пульсаров. Имея величины $B_l(R)n_e(R, l)$ и $B_l(DM)$, в данной точке плоскости Галактики можно найти значения $n_e(R, l)$.

2.2. Карта плоской компоненты магнитного поля Галактики.

В результате вышеописанных вычислений построены двухцветные карты распределения $B_l(R)n_e(R, l)$ и $B_l(DM)$ для разных слоев (разделенных по z -координате) вблизи плоскости Галактики. По техническим причинам (журнал не публикует цветные рисунки) здесь мы не приводим эти карты (несколько примеров этих карт можно найти в нашей статье в интернете по адресу <http://arxiv.org/abs/1012.0646>). На рисунках синий цвет означает, что проекция магнитного поля на луч зрения направлена к наблюдателю (значения $B_l(R)$ или $B_l(DM)$ - положительны), а красный цвет соответствует обратному направлению. Значения величин $B_l(R)n_e(R, l)$ и $B_l(DM)$ и соответствующая им плотность цвета на карте приведены на линейке. Галактическая долгота увеличивается противоположно часовой стрелке от направления к центру Галактики.

Сразу отметим, что полученные карты используются как средство для изучения поведения крупномасштабного магнитного поля в разных спиральных рукавах Галактики в зависимости от z -координаты. Из рассмотрения полученных карт видно, что проекция магнитного поля меняет направление при переходе от одного спирального рукава к соседнему. В этом отношении полученные результаты хорошо соответствуют результатам других работ. Однако, когда рассматриваются карты отдельно для северного полушария и южного полушария Галактики, то видны явные различия распределения магнитного поля. Например, очень регулярное магнитное поле в области спирального рукава Стрельца наблюдается только в северном полушарии Галактики. В настоящей работе мы обращаем внимание на эту очевидную разницу в распределении плоского компонента магнитного поля в северном и южном полушарии и в следующем разделе детально изучается это не симметричное распределение (относительно плоскости Галактики) магнитного поля в направлении спирального рукава Стрельца.

3. Магнитное поле в области спирального рукава Стрельца.

В настоящем разделе, используя новые данные RM и DM, мы более детально изучаем распределение магнитного поля в области спирального

рукава Стрельца ($40^\circ < l < 80^\circ$). В этой области расположены 60 пульсаров с известными значениями RM . Данные этих пульсаров использованы для нахождения двумерного распределения знаков RM в зависимости расстояния от плоскости Галактики z и от расстояния в плоскости Галактики R (рис.1). Пульсары обозначены белыми кружками, если значения RM имеют отрицательный знак, и черными кружками, если RM -положительны. Из рисунка видно: а) Пульсары с отрицательными значениями RM , в основном, расположены в южном полушарии Галактики. б) Пульсары с

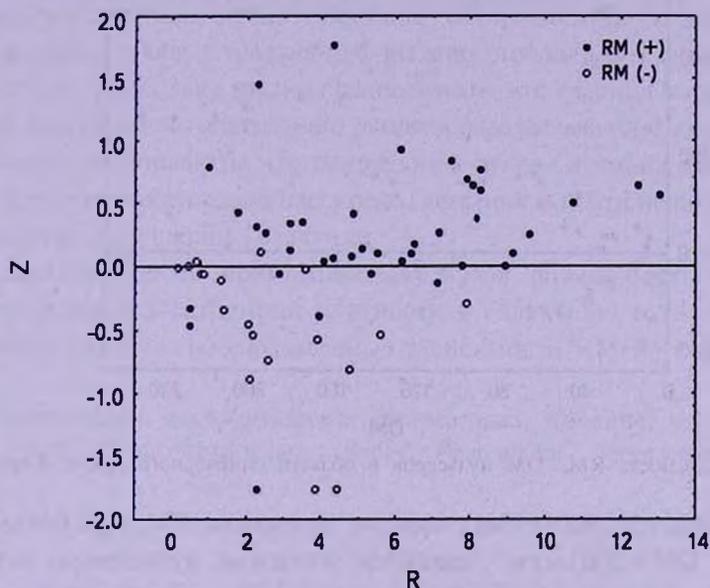


Рис.1. Распределение знаков RM пульсаров в области спирального рукава Стрельца.

положительными значениями RM , в основном, расположены в северном полушарии Галактики. Несколько пульсаров южного полушария, но с положительным RM , находятся очень близко от плоскости Галактики ($z < 50$ пк), т.е. линию разделения для положительных и отрицательных значений RM пульсаров можно провести в южном полушарии, параллельно плоскости Галактики, на расстоянии примерно 50 пк от плоскости.

На рис.2 приводится зависимость мер вращения RM пульсаров от их мер дисперсий DM . Из рисунка видно: а) До значений DM порядка $DM = 30 - 40$ пк см $^{-3}$ для пульсаров южного полушария модуль отрицательных значений RM линейно возрастает. Эта область соответствует межуравной области между Солнцем и спиральным рукавом Стрельца, а направление магнитного поля совпадает с направлением поля локального Орионового рукава, у внутреннего края которого расположено Солнце. На рисунке после значения $DM = 40$ пк см $^{-3}$ не наблюдается линейной зависимости между RM и DM , а абсолютные значения RM у этих пульсаров южного

полушария очень малы и не соответствуют значению их DM или их расстоянию. б) Для пульсаров северного полушария положительные значения RM хорошо коррелируют с их DM. Хорошая линейная RM - DM зависимость наблюдается до значений DM порядка 250 пк см^{-3} . Интересно отметить, что 4 пульсара северного полушария (на правом нижнем углу рис.2, B1929+20,

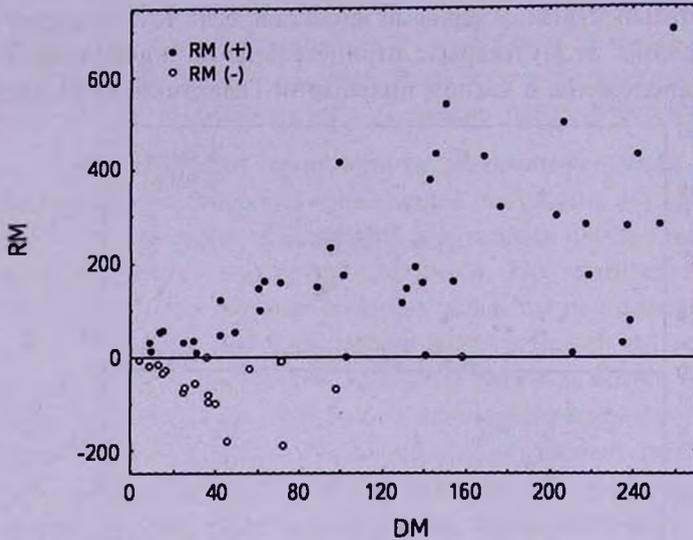


Рис.2. Зависимость RM - DM пульсаров в области спирального рукава Стрельца.

B1930+22, B2002+31, B2011+38) с малыми значениями RM, но с большими значениями $DM > 200 \text{ пк см}^{-3}$, являются молодыми пульсарами, возраст которых меньше миллиона лет. У таких молодых пульсаров, как показано в работе [17], большие значения DM, порядка $100 - 150 \text{ пк см}^{-3}$, могут быть обусловлены вкладом остатка сверхновой, в области которой они пока находятся. Если, учитывая этот вклад, упомянутые пульсары на рис.2 переместить налево, то линейная зависимость RM - DM пульсаров области северного полушария станет лучше. Это означает, что в северном полушарии Галактики в области спирального рукава Стрельца наблюдается очень регулярное крупномасштабное магнитное поле, направленное к наблюдателю.

Таким образом, анализируя рис.1 и 2, можно прийти к следующим выводам: а) Спиральный рукав Стрельца расположен симметрично относительно плоскости Галактики, а граница разделения направления магнитного поля лежит внутри самого спирального рукава и параллельна плоскости Галактики. б) Спиральный рукав Стрельца расположен не симметрично относительно плоскости Галактики и почти целиком находится в северном полушарии Галактики. Мы считаем более правдоподобным второе объяснение, в пользу чего свидетельствует также распределение пульсаров относительно плоскости Галактики (рис.1).

4. *Заключение.* Основным результатом настоящей работы является получение двухцветных карт плоской компоненты магнитного поля Галактики. Изучение полученных карт показывает, что распределение магнитного поля в основном соответствует общепринятой модели, в которой направление магнитного поля в соседних спиральных рукавах меняется на противоположное. На примере спирального рукава Стрельца показано также, что очень важно изучать поведение магнитного поля отдельных рукавов в зависимости от z -координаты. Показано, что регулярное крупномасштабное магнитное поле (направленное к наблюдателю) спирального рукава Стрельца наблюдается только в северном полушарии Галактики. Поскольку трудно предположить, что граница магнитного поля лежит внутри самого спирального рукава и параллельна плоскости Галактики, то можно предполагать, что спиральный рукав Стрельца расположен не симметрично относительно плоскости Галактики и почти целиком находится в северном полушарии Галактики.

Показана также принципиально новая возможность нахождения распределения электронной плотности в Галактике, если использовать формулы (4)-(5) и наблюдательные зависимости $RM(R)$ и $RM(DM)$.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения,

e-mail: randrasy@bao.sci.am sbalayan@bao.sci.am vmovses@bao.sci.am

MAGNETIC FIELD STRUCTURE NEAR THE GALACTIC PLANE

R.R.ANDREASYAN, S.K.BALAYAN, V.H.MOVSESYAN

The method for the construction of two color maps for the plane component magnetic field of our Galaxy in coordinates of $(R; l)$ and $(DM; l)$ is given. It is shown that magnetic field has reversals of the direction in neighbor spiral arms, in agreement with known models for the Galactic magnetic field. For the Sagittarius spiral arm region there is, however, some disagreement with standard magnetic field models. The major discrepancy is the fact that in the Sagittarius arm region the magnetic field in Southern hemisphere of the Galaxy, have opposite direction to the field of the Northern hemisphere. We think that such distribution of the magnetic field can be better explained concluding that the Sagittarius spiral arm, at least the magnetic spiral arm in this region is not symmetric to the Galactic plane, and is located mainly in Northern hemisphere.

Key words: *Galaxy:magnetic field*

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.Men, K.Ferrière, J.L.Han*, *Astron. Astrophys.*, **486**, 819, 2008.
2. *C.Indrani, A.A.Deshpande*, *New Astron.*, **4**, 33, 1998.
3. *J.L.Han, R.N.Manchester, A.G.Lyne, G.J.Qiao, W. van Straten*, *Astrophys. J.*, **642**, 868, 2006.
4. *R.Beck, P.Hoernes*, *Nature*, **379**, 47, 1996.
5. *E.Hummel, R.Beck, M.Dahlem*, *Astron. Astrophys.*, **248**, 23, 1991.
6. *R.Beck, C.L.Carilli, M.A.Holdaway, U.Klein*, *Astron. Astrophys.*, **292**, 409, 1994.
7. *Volker Heesen, M.Krause, R.Beck, R.-J.Dettmar*, *IAUS*, **259**, 509, 2009.
8. *M.Dahlem, M.B.Petr, M.D.Lehnert, T.M.Heckman, M.Ehle*, *Astron. Astrophys.*, **320**, 731, 1997.
9. *F.S.Tabatabaei, M.Krause, R.Beck*, arXiv:0706.0261, 2007.
10. *A.Fletcher, R.Beck, A.Shukurov, E.M.Berkhuijsen, C.Horellou*, arXiv1001.5230, 2010.
11. *R.R.Andreasyan, A.N.Makarov*, *Astrophysics*, **28**, 247, 1988.
12. *R.R.Andreasyan, A.N.Makarov*, *Astrophysics*, **30**, 101, 1989.
13. *J.L.Han, R.N.Manchester, E.M.Berkhuijsen, R.Beck*, *Astron. Astrophys.*, **322**, 98, 1997.
14. *J.L.Han, R.N.Manchester, G.J.Qiao*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **306**, 371, 1999.
15. *D.Moss, D.Sokoloff, R.Beck, M.Krause*, *Astron. Astrophys.*, **512**, 61, 2010.
16. *R.R.Andreasyan, S.Balayan, V.Movsisyan*, *Astrophysics*, **49**, 240, 2006.
17. *A.V.Pynzar, V.I.Shishov*, *Astron. Zh.*, **78**, №7, 585, 2001.

О НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА. III. ЯВЛЕНИЕ СМЕЩЕНИЯ ЯДРА И СРАВНЕНИЕ МОД ВОЗМУЩЕНИЙ

К.Т.МИРТАДЖИЕВА¹, С.Н.НУРИТДИНОВ², Ж.К.РУЗИБАЕВ^{1,2},
МУХАММАД ХАЛАИД³

Поступила 27 октября 2010

Принята к печати 16 марта 2011

В данной работе исследована гравитационная неустойчивость основных крупномасштабных мод возмущений при фиксированном значении азимутального волнового числа $m = 1$ на фоне нелинейно нестационарных дисковых моделей с изотропной и анизотропной диаграммами скоростей с целью изучения проблемы происхождения явления смещения ядра от геометрического центра (или лопсайдности) в спиральных галактиках. Получены нестационарные аналоги дисперсионных уравнений рассмотренных мод возмущений. Построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения моделей для каждого случая. Проводился сравнительный анализ инкрементов неустойчивости основных горизонтальных мод возмущений в рамках двух моделей и установлено, что инкремент неустойчивости моды $m = 1$ с радиальным волновым числом $N = 3$ в среднем почти всегда имеет явное превосходство относительно других рассматриваемых мод. Анализ полученных результатов показывает, что если начальная полная кинетическая энергия изотропной модели составляет не более, чем 12.4% от начальной потенциальной энергии, то независимо от величины параметра вращения Ω всегда имеет место неустойчивость радиальных движений, приводящая к феномену смещенности ядра от геометрического центра. Данная неустойчивость носит аperiодический характер при $\Omega = 0$, а при $\Omega \neq 0$ колебательный характер. На фоне же анизотропной модели такая структура с ядром формируется тогда, когда начальная полная кинетическая энергия модели составляет не более, чем 30.6% от начальной потенциальной энергии.

Ключевые слова: *модели:самогравитирующие диски*

1. *Введение.* В предыдущих частях работы нами были исследованы наиболее интересные типы неустойчивостей горизонтальных [1] и вертикальных [2] мод возмущений на фоне нелинейно неравновесной модели самогравитирующего диска, являющейся нестационарным обобщением равновесного диска Бисноватого-Когана и Зельдовича [3]. В частности, при изучении горизонтальных колебаний в [1] нами был выведен нестационарный аналог дисперсионного уравнения для произвольных секториальных возмущений и отдельно вычислены характеристики неустойчивостей бароподобной и кольцеобразной мод колебаний, которые могут проявляться вместе, чаще всего, в спиральных галактиках с перемычкой.

Среди различных горизонтальных возмущений диска спиральных

галактик важно обратить внимание также на довольно часто наблюдаемое в них явление смещенности ядра от центра галактики. В зарубежных журналах этот феномен называется "лопсайдедностью" (см., например, [4-9] и ссылки в них), что связано с удивительной картиной, где ядро галактики явно смещено от ее геометрического центра и масса одной стороны от ядра заметно больше, чем масса другой, противоположной части данной галактики. Впервые на это явление было указано, по-видимому, в статье [5], которая так и называется "Lopsided galaxies". Согласно статистике [9,10], на сегодняшний день примерно у 30% спиральных галактик явно наблюдается феномен смещенности ядра. Многие авторы стараются обработать данные наблюдений с целью определения значения коэффициента A_1 (см., например, [11]) путем анализа соответствующей гармоники Фурье. А имеющиеся точки зрения на проблему происхождения явления смещения ядра в спиральных галактиках приведены в [12]. Ниже мы указываем еще на одну возможность, связанную с гравитационной неустойчивостью моды возмущения на фоне радиально неравновесной модели самогравитирующего диска, полагая, что данная неустойчивость может возникать на ранней, нестационарной стадии радиально сжимающегося бесстолкновительного диска. Сравнивая же инкременты этой неустойчивости с инкрементами других мод колебаний на примере двух нестационарных моделей с изотропной и анизотропной диаграммами скоростей, мы показываем, что темп неустойчивости, приводящий к проявлению данного феномена, в среднем, почти всегда имеет явное превосходство. Отмечены также возможные приложения результатов и их различия от соответствующих стационарных моделей.

2. *Основные формулы и уравнения.* Как и ранее [1,2], в исходном состоянии мы будем рассматривать нелинейно нестационарные фазовые модели бесстолкновительного диска с изотропной

$$\Psi_1 = \frac{\sigma_0}{2\pi\sqrt{1-\Omega^2}} \left[\frac{1-\Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_{\perp} - v_b)^2 \right]^{-1/2} \cdot \chi(R-r), \quad (1)$$

и анизотропной

$$\Psi_2 = \frac{\sigma_0}{\pi} [1 + \Omega \cdot (x v_y - y v_x)] \cdot \chi \left(\left(1 - r^2/\Pi^2 \right) \left(1 - \Pi^2 v_{\perp}^2 \right) - \Pi^2 (v_r - v_a)^2 \right) \quad (2)$$

диаграммами скоростей, имеющие поверхностную плотность

$$\sigma(\bar{r}, t) = \frac{\sigma_0}{\Pi^2(t)} \sqrt{1 - \frac{r^2}{\Pi^2(t)}} \quad (3)$$

и единый закон радиальных пульсаций $R(t) = R_0 \Pi(t)$, где $\Pi(t) = \frac{1 + \lambda \cos \psi}{1 - \lambda^2}$ есть коэффициент растяжения системы, а время $t = (\psi + \lambda \sin \psi) / (1 - \lambda^2)^{3/2}$, причем величина $\lambda = 1 - (2T/|U|)_0$ характеризует амплитуду пульсации

системы и выражается через значения начального вириального отношения ($0 \leq \lambda \leq 1$), Ω - угловая скорость вращения диска, которая также принимает значения из интервала $[0; 1]$, χ - функция Хевисайда. Отметим также, что здесь принята известная нормировка $\pi^2 G \sigma_0 = 2 R_0$ ($R_0 = 1$), а остальные все обозначения подробно приведены в [1,2].

Налагая на нестационарную модель малое несимметричное возмущение с потенциалом $\delta\Phi$, в [1] нами было выведено основное уравнение для вектора смещения центроида $\overline{\delta\vec{r}}$:

$$\Lambda \overline{\delta\vec{r}} = \Pi^3(\psi) \left[\frac{\partial(\delta\hat{\Phi})}{\partial\vec{r}} \right], \tag{4}$$

где черта сверху означает усреднение по пространству скоростей, а оператор Λ имеет следующий вид:

$$\Lambda = (1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \frac{d}{d\psi} + 1. \tag{5}$$

Решение уравнения (4) может быть представлено в интегральной форме

$$\overline{\delta\vec{r}} = \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) \left[\frac{\partial(\delta\Phi)}{\partial\vec{r}} \right] d\psi_1, \tag{6}$$

причем $S(\psi, \psi_1)$ является аналогом функции Грина для однородного уравнения, соответствующего (4). Задавая выражение для $\delta\Phi$, можно вывести нестационарный аналог дисперсионного уравнения (НАДУ).

3. Некоторые свойства горизонтальных возмущений и способ вывода НАДУ. Отметим сначала некоторые свойства горизонтальных возмущений и покажем для них один из простейших способов вывода НАДУ. Для этого заметим, что эти возмущения не зависят от z координаты и могут быть описаны только двумя индексами, т.е. для вывода НАДУ, так же, как в соответствующей стационарной модели, достаточно брать возмущение потенциала в виде [1]

$$\delta\Phi = A_{mN}(\psi) r^{N-m} (x + iy)^m, \quad \left(r = \sqrt{x^2 + y^2} \right). \tag{7}$$

Здесь m и N - соответственно, азимутальное и радиальное волновые числа, а неизвестный коэффициент A_{mN} в отличие от случая стационарных моделей, у нас является функцией от времени.

Анализ интегрального представления (6) основного уравнения (4) показывает, что при равноправности направлений x и y осреднение градиентов $\partial\delta\Phi/\partial\vec{r}$ по скоростям дает те же степени по координатам, как было до этого, а точнее

$$\left. \begin{aligned} \overline{\delta x} &= B_1 r^{N-m} (x + iy)^{m-1} + B_2 r^{N-m-2} x (x + iy)^m \\ \overline{\delta y} &= i B_1 r^{N-m} (x + iy)^{m-1} + B_2 r^{N-m-2} y (x + iy)^m \end{aligned} \right\}, \tag{8}$$

где B_1 и B_2 - некоторые функции от ψ . Отклик плотности $\delta\sigma$ вычисляем

по формуле

$$\delta\sigma = -\frac{\partial(\sigma\bar{\delta x})}{\partial x} - \frac{\partial(\sigma\bar{\delta y})}{\partial y}. \quad (9)$$

Подставляя (3) и (8) в (9), находим

$$\delta\sigma = \frac{\sigma_0}{\xi \cdot \Pi^4} r^{N-m} (x+iy)^m [(N-m+1)B_1 + (N+1)B_2], \quad \xi = \sqrt{1 - \frac{r^2}{\Pi^2}}. \quad (10)$$

Однако из теории потенциала диска известно [13,14], что возмущению плотности

$$\delta\sigma = \frac{\sigma_0 \Pi}{\xi} P_N^m(\xi) e^{im\Phi} \quad (11)$$

соответствует возмущение потенциала

$$\delta\Phi = 2\Pi^2 \gamma_{mN} P_N^m(\xi) e^{im\Phi}, \quad \gamma_{mN} = \frac{(N+m-1)!!(N-m-1)!!}{(N+m)!!(N-m)!!}. \quad (12)$$

Сравнивая между собой формулы (7), (10), (11) и (12), получим следующее искоемое НАДУ

$$A_{mN}(\psi) = \frac{2}{\Pi^3(\psi)} \gamma_{mN} [(N-m+1)B_1(\psi) + (N+1)B_2(\psi)]. \quad (13)$$

Остается определять функции $B_1(\psi)$ и $B_2(\psi)$ отдельно для рассматриваемых моделей и конкретных мод колебаний.

4. *Анализ крупномасштабных мод для модели (1)*. Поскольку здесь нас интересует прежде всего явление смещения ядра, далее при фиксированном значении азимутального волнового числа $m=1$, рассмотрим крупномасштабные моды колебаний $N=1, 3$ и 5 .

4.1. *Случай $m=1, N=1$* . В этом случае $\delta\Phi = A_{11}(x+iy)$, а

$$\bar{\delta x} = \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{11}(\psi_1) d\psi_1 = -i\bar{\delta y}. \quad (14)$$

Сопоставляя (14) с (8), имеем $B_2=0, B_1=\bar{\delta\sigma}$. Тогда из (13) следует, что

$$A_{11}(\psi) = \frac{1}{\Pi^3} \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{11}(\psi_1) d\psi_1. \quad (15)$$

Согласно (4) и (6), можно перейти от интегральной формы (15) обратно к дифференциальной. Отсюда находим простое уравнение

$$\Lambda A_{11}(\psi) = A_{11}(\psi), \quad (16)$$

откуда, с учетом (5), получим

$$(1 + \lambda \cos\psi) \frac{dF}{d\psi} + \lambda \sin\psi \cdot F = 0, \quad (17)$$

причем $F = dA_{11}/d\psi$. Интегрируя (17), находим точное решение

$$F = c_1(1 + \lambda \cos\psi), \quad A_{11} = c_1(\psi + \lambda \sin\psi) + c_2, \quad (18)$$

где c_i - некоторые постоянные. Как видно, мода колебаний $m=1, N=1$ является устойчивой и связана с тривиальным смещением всей системы

как целого, что не вызывает никакой неустойчивости.

Следует также отметить, что данная мода колебаний в случае стационарной модели детально рассмотрена Г.С.Бисноватым-Коганом в [15], где доказана ее устойчивость для случая $\lambda = 0$.

4.2. *Случай $m = 1, N = 3$.* Как известно [6], неустойчивость данной моды колебаний смещает кинематический центр системы и вызывает деформацию, напоминающую результат проекции яйца на плоскость (x, y) . Вообще говоря, эта мода колебаний довольно хорошо изучена для различных стационарных моделей (см. например, [6,14] и ссылки в них), а на фоне нестационарной пульсирующей сферической модели рассмотрена одним из авторов данной работы в статье [16]. Можно утверждать, что неустойчивость этой моды вносит весомый вклад в явление смещения ядра от геометрического центра системы.

Поскольку в этом случае

$$\delta\Phi = A_{13}(\psi) \cdot r^2(x + iy), \tag{19}$$

расчет компонент

$$\overline{\delta x} = \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{13}(\psi_1) \left[2x_1(x_1 + iy_1) + (x_1^2 + y_1^2) \right] d\psi_1, \tag{20}$$

$$\overline{\delta y} = \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{13}(\psi_1) \left[2y_1(x_1 + iy_1) + i(x_1^2 + y_1^2) \right] d\psi_1, \tag{21}$$

требует использования процедуры осреднения по скоростям. Согласно [1], мы имеем, в частности

$$\overline{x_1(x_1 + iy_1)} = x(x + iy) H_\alpha^2 + [x(u + i\vartheta) + (x + iy)u] H_\alpha H_\beta + \overline{u(u + i\vartheta)} H_\beta^2, \tag{22}$$

$$\overline{x_1^2 + y_1^2} = (x^2 + y^2) H_\alpha^2 + 2(x\bar{u} + y\bar{\vartheta}) H_\alpha H_\beta + (\bar{u}^2 + \bar{\vartheta}^2) H_\beta^2, \tag{23}$$

где u и ϑ - компоненты скорости по x и y , соответственно,

$$H_\alpha = \frac{\cos\psi(\lambda + \cos\psi_1) + \sin\psi\sin\psi_1}{1 + \lambda\cos\psi}, \tag{24}$$

$$H_\beta = (1 - \lambda^2)^{3/2} [\sin\psi_1(\lambda + \cos\psi) - \sin\psi(\lambda + \cos\psi_1)].$$

Как видно, в данном случае будет еще проще проводить расчеты, если воспользоваться результатами усреднений по скоростям, выполненных нами в [1]. Не повторяя их здесь снова и подставляя эти результаты в (20) и (21), получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} \overline{\delta x} = & \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{13}(\psi_1) \left\{ [2x(x + iy) + x^2 + y^2] H_\alpha^2 + \frac{2}{\Pi^2(\psi)} \cdot \right. \\ & \left. [x^2(i\Omega - 3c) + 2ixy(i\Omega - c) - y^2(i\Omega + c)] H_\alpha H_\beta + \frac{1}{\Pi^4(\psi)} \left[\frac{4(1 - \Omega^2)}{3} \right. \right. \\ & \left. \left. (\Pi^2(\psi) - r^2) + 3(cx + \Omega y)^2 + (cy - \Omega x)^2 + 2i(cx + \Omega y)(cy - \Omega x) \right] H_\beta^2 \right\} d\psi_1, \end{aligned} \tag{25}$$

$$\overline{\delta y} = \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{13}(\psi_1) \left\{ [2y(x+iy) + i(x^2+y^2)] H_{\alpha}^2 + \frac{2}{\Pi^2(\psi)} \right. \\ \left. [-ix^2(c+i\Omega) + 2xy(i\Omega-c) + iy^2(i\Omega-3c)] H_{\alpha} H_{\beta} + \frac{1}{\Pi^4(\psi)} \left[\frac{4i(1-\Omega^2)}{3} \right. \right. \quad (26)$$

$$\left. \left. (\Pi^2(\psi) - r^2) + 3i(cy - \Omega x)^2 + i(cx + \Omega y)^2 + 2(cx + \Omega y)(cy - \Omega x) \right] H_{\beta}^2 \right\} d\psi_1,$$

где $c \equiv \lambda \sin \psi / \sqrt{1 - \lambda^2}$.

Теперь, вычислим отклик плотности $\delta\sigma$ по формуле (9). Тогда, опуская из результата члены низшей степени по r , мы имеем

$$\delta\sigma = \frac{\sigma_0}{\Pi^4(\psi)} \xi^{-1} r^2 (x+iy) \int_{-\infty}^{\psi} B(\psi, \psi_1) \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{13}(\psi_1) d\psi_1. \quad (27)$$

Здесь через $B(\psi, \psi_1)$ обозначено следующее выражение

$$B(\psi, \psi_1) \equiv 11 H_{\alpha}^2 - \frac{2}{\Pi^2(\psi)} (11c - 5i\Omega) H_{\alpha} H_{\beta} + \frac{1}{\Pi^4(\psi)} (11c^2 + 5\Omega^2 - 10i\Omega c - 4) H_{\beta}^2. \quad (28)$$

С другой стороны, возмущение плотности $\delta\sigma$, согласно (11), равно

$$\delta\sigma = \sigma_0 \Pi(\psi) \cdot \xi^{-1} \cdot P_3^1(\xi) e^{i\varphi}, \quad (29)$$

чему соответствует следующее возмущение потенциала из (12):

$$\delta\Phi = \frac{3}{8} \Pi^2 P_3^1(\xi) \cdot e^{i\varphi}. \quad (30)$$

Сопоставляя формулы (19), (27), (29) и (30) между собой, получим НАДУ рассматриваемой моды возмущений в интегральной форме для модели (1)

$$A_{13}(\psi) = \frac{3}{8 \Pi^3(\psi)} \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{13}(\psi_1) B(\psi, \psi_1) d\psi_1. \quad (31)$$

Пусть

$$\ell_{\tau}(\psi) = \int_{-\infty}^{\psi} (1 + \lambda \cos \psi_1)^3 S(\psi, \psi_1) A_{13}(\psi_1) (\lambda + \cos \psi_1)^{2-\tau} (\sin \psi_1)^{\tau} d\psi_1, \quad (\tau = 0-2) \quad (32)$$

Тогда от (31) и (32) можно перейти к дифференциальной форме НАДУ

$$\Lambda \ell_{\tau}(\psi) = \frac{3}{8(1 + \lambda \cos \psi)^4} K(\psi) (\lambda + \cos \psi)^{2-\tau} \sin^{\tau} \psi, \quad (33)$$

где

$$K(\psi) = \left[11(\lambda + \cos \psi)^2 + (5\Omega^2 - 4)(1 - \lambda^2) \sin^2 \psi - 10i\Omega \sqrt{1 - \lambda^2} (\lambda + \cos \psi) \sin \psi \right] \ell_0(\psi) + \\ + \left\{ 10(3 - \Omega^2)(1 - \lambda^2)(\lambda + \cos \psi) \sin \psi + 10i\Omega \sqrt{1 - \lambda^2} [(\lambda + \cos \psi)^2 - (1 - \lambda^2) \sin^2 \psi] \right\} \ell_1(\psi) + \\ + \left[11(1 - \lambda^2)^2 \sin^2 \psi + (5\Omega^2 - 4)(1 - \lambda^2)(\lambda + \cos \psi)^2 + 10i\Omega (1 - \lambda^2)^{3/2} (\lambda + \cos \psi) \sin \psi \right] \ell_2(\psi).$$

Из-за наличия мнимой части в выражении для $K(\psi)$ НАДУ (33) представляет собой систему дифференциальных уравнений двенадцатого порядка, которая не поддается аналитическому рассмотрению. Поэтому

она исследована нами численно методом устойчивости периодических решений [1,2,17].

С помощью полученных результатов нами построена зависимость критического значения начального вириального отношения от параметра вращения модели (рис.1). Из рис.1 видно, что для невращающейся модели неустойчивость имеет место, если $0 \leq (2\dot{O}/|U|)_0 \leq 0.888$, причем внутри данного интервала имеется очень узкая зона устойчивости (0.248; 0.252). Данная зона

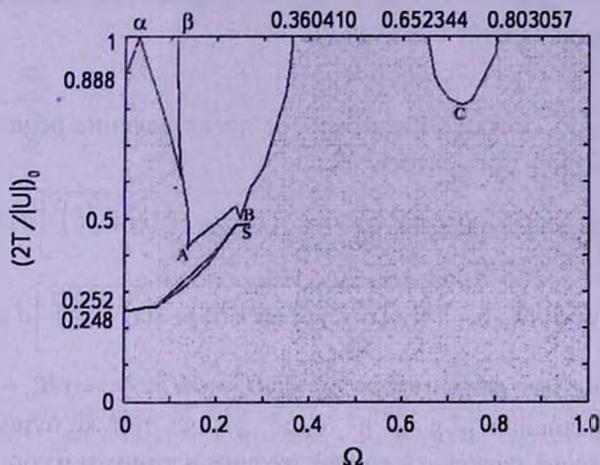


Рис.1. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения для изотропной модели (1) в случае моды возмущений $m=1$, $N=3$. Область неустойчивости заштрихована, а экстремальные точки $\alpha = 0.029365$, $\beta = 0.114915$, A(0.136; 0.414), B(0.250; 0.499), C(0.727; 0.812), S(0.270; 0.484).

устойчивости тянется до значения параметра вращения $\Omega = 0.270$. Расчеты показывают, что при $\Omega = 0$ мы имеем четыре области неустойчивости, а именно: две области колебательной неустойчивости $0.484 \leq (2\dot{O}/|U|)_0 \leq 0.888$, $0.253 \leq (2\dot{O}/|U|)_0 \leq 0.320$ и две области аперриодической неустойчивости $0.330 \leq (2\dot{O}/|U|)_0 \leq 0.483$, $0 \leq (2\dot{O}/|U|)_0 \leq 0.248$.

А когда модель является вращающейся, отмечается наличие лишь колебательной неустойчивости и вращение в основном действует дестабилизирующим образом. В области слабого вращения маргинальная кривая доходит до точки ($\Omega = 0.029365$, $(2\dot{O}/|U|)_0 \cong 1$) и образует подобие точки ветвления. Надо отметить, что эта точка является устойчивой в рамках линейного приближения, а при малом отклонении от этой точки проявляется нелинейная неустойчивость. Таким образом, возникает некоторый нелинейный эффект по отношению к стационарной модели при наложении на нее возмущения с конечной амплитудой. Очевидно, этот эффект связан со сложным резонансом между частотами коллективных движений линейной теории и нелинейной пульсации системы.

Интересно, что во второй раз маргинальная кривая стремится к аналогичному состоянию при $\Omega = 0.114915$. Точность расчетов дает следующее

значение начального вириального отношения: $(2\dot{\Omega}/U|_0) \cong 0.9896$. В областях $0.360410 \leq \Omega \leq 0.652344$ и $\Omega \geq 0.803057$ мода возмущения (1;3) неустойчива для произвольного значения начального вириального отношения. В частном случае $\lambda = 0$ наши расчеты совпадают с результатами неустойчивости равновесной модели в линейном приближении (см., например, [13,18] и ссылки там).

4.3. *Случай $m = 1, N = 5$.* Этот случай, в принципе, также можно отнести к категории крупномасштабных мод колебаний. Для данной моды потенциал возмущения имеет следующий вид:

$$\delta\Phi = A_{15}(\psi)r^4(x+iy). \quad (34)$$

Подставляя (34) в (6), напомним интегральное представление решения (6) по отдельным компонентам вектора $\delta\vec{r}$:

$$\overline{\delta x} = \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{15}(\psi_1) \left[4x_1(x_1^2 + y_1^2)(x_1 + iy_1) + (x_1^2 + y_1^2)^2 \right] d\psi_1, \quad (35)$$

$$\overline{\delta y} = \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{15}(\psi_1) \left[4y_1(x_1^2 + y_1^2)(x_1 + iy_1) + i(x_1^2 + y_1^2)^2 \right] d\psi_1. \quad (36)$$

Используя известные нам зависимости $x_1 = xH_\alpha + uH_\beta$, $y_1 = yH_\alpha + \vartheta H_\beta$, а также вычисляя усреднения $\overline{u^3 \vartheta}$, $\overline{u^2 \vartheta^2}$, $\overline{u \vartheta^3}$, $\overline{u^4}$, $\overline{\vartheta^4}$ тем же путем, как в [1] и здесь, выше, а затем, переходя к расчету отклика плотности и сопоставляя полученный результат с его теоретическим, находим НАДУ моды (1; 5) для модели (1) в интегральной форме

$$A_{15}(\psi) = \frac{15}{64\Pi^3(\psi)} \int_{-\infty}^{\psi} \Pi^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{15}(\psi_1) Q(\psi, \psi_1) d\psi_1, \quad (37)$$

где

$$Q(\psi, \psi_1) \cong 29H_\alpha^4 + h_1H_\alpha^3 \frac{H_\beta}{\Pi^2(\psi)} + h_2H_\alpha^2 \frac{H_\beta^2}{3\Pi^4(\psi)} + h_3H_\alpha \frac{H_\beta^3}{\Pi^6(\psi)} + h_4 \frac{H_\beta^4}{\Pi^8(\psi)}, \quad (38)$$

причем

$$h_1 = 28i\Omega - 116c; \quad h_2 = 174c^2 + 98\Omega^2 - 68 - 84ic\Omega;$$

$$h_3 = 136c - 196c\Omega^2 - 116c^3 - 56i\Omega + 84i\Omega^3 + 84ic^2\Omega;$$

$$h_4 = 8 - 28\Omega^2 + 21\Omega^4 - 68c^2 + 98c^2\Omega^2 + 29c^4 + 56ic\Omega - 84ic\Omega^3 - 28ic^3\Omega.$$

По аналогии (31) с (33) легко написать НАДУ (37) в дифференциальной форме. Затем методом устойчивости периодических решений [17] находим критическую зависимость между начальным вириальным отношением $(2\dot{\Omega}/U|_0)$ и параметром вращения Ω (см. рис.2).

Как видно из рис.2, в области $0.2098 < (2\dot{\Omega}/U|_0) < 0.2163$, $0 \leq \Omega \leq 0.06$ имеется полуостров устойчивости. Когда модель (1) не вращается, у нас имеется пять чередующихся областей неустойчивости, точнее в интервалах $0 < (2\dot{\Omega}/U|_0) < 0.198$, $0.293 < (2\dot{\Omega}/U|_0) < 0.304$ неустойчивость носит апериодический характер, а в интервалах $0.199 < (2\dot{\Omega}/U|_0) < 0.2098$,

$0.2164 < (2\dot{O}/|U|)_0 < 0.292$ и $0.305 < (2\dot{O}/|U|)_0 < 0.4705$ - колебательный.

Но при $\Omega \neq 0$ здесь также мы имеем только колебательную неустой-

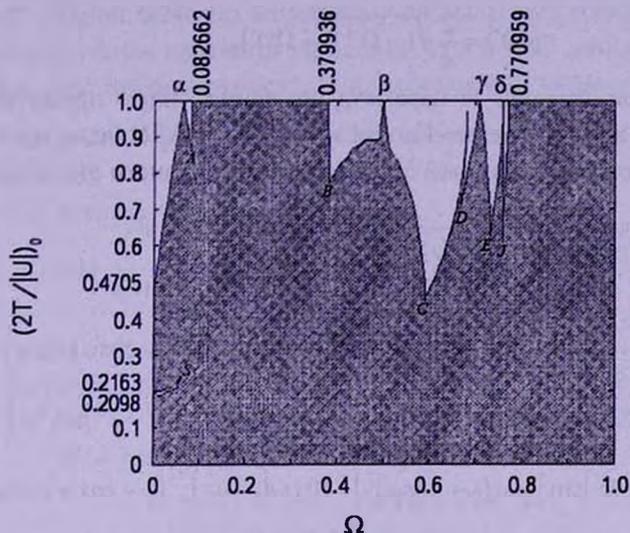


Рис.2. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения для изотропной модели (1) в случае моды возмущений $m = 1$, $N = 5$. Здесь $\alpha = 0.06392$, $\beta = 0.498653$, $\gamma = 0.70851$, $\delta = 0.759242$, A(0.082; 0.860), B(0.382; 0.770), C(0.592; 0.450), D(0.666; 0.700), E(0.732; 0.625), J(0.759; 0.610), S(0.060; 0.240).

чивость. Вращение модели играет в основном дестабилизирующую роль, кроме интервала $0.498 < \Omega < 0.709$. В интервалах $0.082662 \leq \Omega \leq 0.379936$ и $0.770959 \leq \Omega \leq 1.0$ модель (1) неустойчива относительно моды возмущения (1;5) при произвольном значении начального вириального отношения. При $(2\dot{O}/|U|)_0 > 0.45$ области устойчивости и неустойчивости чередуются. В состоянии $(2\dot{O}/|U|)_0 = 1$ наблюдаются критические значения $\Omega = 0.082662$, 0.379936 , 0.770959 , которые соответствуют линейной теории устойчивости равновесной модели [13,14,18]. А в точках $\Omega = 0.06392$, 0.498653 , 0.70851 , 0.759542 имеют место некоторые резонансные неустойчивости только в рамках нелинейной модели (1).

5. Крупномасштабные моды возмущения анизотропного диска (2).

5.1. Случай $m = 1$, $N = 1$. Из формул и уравнений этой моды для изотропной модели (см. здесь (14)-(18)) следует, что результат об устойчивости имеет место также и для модели (2).

5.2. Случай $m = 1$, $N = 3$. Как было отмечено в [2], путем осреднения изотропной модели (1) по параметру вращения Ω , была получена анизотропная модель (2). Точно таким же способом, используя НАДУ (33) изотропной модели, можно легко получить НАДУ моды (1;3) для анизотропной модели (2) без повторного выполнения необходимых

громоздких расчетов. Для этого, подставим в НАДУ (33) $\Omega = \Omega'$ и умножим его на следующую весовую функцию [2]

$$\rho(\Omega') = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - \Omega'^2} (1 + \Omega\Omega'), \quad (39)$$

где Ω опять принимается за параметр вращения. Затем проинтегрируем результат по Ω' в интервале от -1 до $+1$ и получим НАДУ моды возмущения (1; 3) исследуемой анизотропной модели нестационарного диска (2):

$$\Delta \ell_r(\psi) = \frac{3}{32(1 + \lambda \cos \psi)^4} G(\psi) (\lambda + \cos \psi)^{2-r} \sin^r \psi, \quad (40)$$

где

$$G(\psi) = \left\{ 11 \left[4(\lambda + \cos \psi)^2 - (1 - \lambda^2) \sin^2 \psi \right] - 10 i \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} (\lambda + \cos \psi) \sin \psi \right\} \ell_0(\psi) + \\ + 10 \left\{ 11(1 - \lambda^2)(\lambda + \cos \psi) \sin \psi + i \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \left[(\lambda + \cos \psi)^2 - (1 - \lambda^2) \sin^2 \psi \right] \right\} \ell_1(\psi) + \\ + \left\{ 11(1 - \lambda^2) \left[4(1 - \lambda^2) \sin^2 \psi - (\lambda + \cos \psi)^2 \right] + 10 i \Omega (1 - \lambda^2)^{3/2} (\lambda + \cos \psi) \sin \psi \right\} \ell_2(\psi).$$

Как и в [2], в численном расчете НАДУ (40) целесообразно заменить Ω анизотропного диска на 4Ω для точного сопоставления результатов по параметру Ω и соответствующих особенностей изотропной и анизотропной моделей.

Критическая зависимость начального вириального отношения $(2\dot{\sigma}/|U|)_0$ от параметра вращения Ω приведена на рис.3. Как видно из рисунка, при малых значениях параметра вращения внутри неустойчивой области наблюдаем "полуостров" устойчивости. Анализ полученных результатов показывает, что при $\Omega = 0$, "полуостров" разделяет зоны с разным типом неустойчивости: в одной области $0.808 < (2\dot{\sigma}/|U|)_0 \leq 0.828$ имеет место колебательная неустойчивость, а в другой $0 \leq (2\dot{\sigma}/|U|)_0 \leq 0.654$ - аperiodическая. Когда

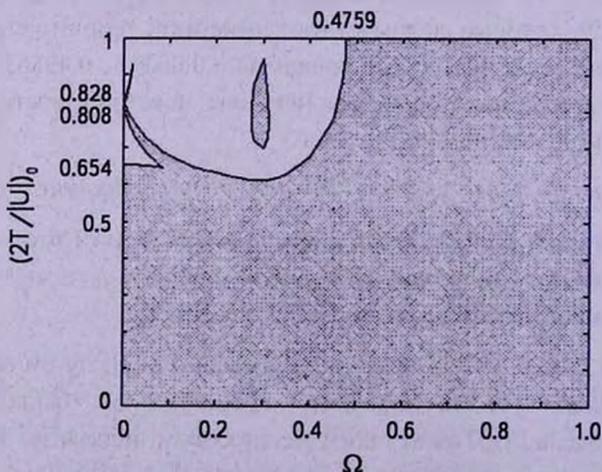


Рис.3. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения для анизотропной модели (2) в случае моды возмущений $m = 1$, $N = 3$.

$\Omega \neq 0$, имеем дело только с колебательной неустойчивостью. В интервале $0.275003 \leq \Omega \leq 0.312495$ появляется остров неустойчивости в виде лепестка с длиной, равной 0.246 по начальному вириальному параметру. Наконец, начиная со значения параметра вращения $\Omega \geq 0.4759$, анизотропная модель полностью неустойчива относительно исследуемой моды возмущения (1;3).

5.3. Случай $m = 1, N = 5$. Способом, описанным выше, и через уравнение (37) можно получить НАДУ моды (1;5) для анизотропной модели (2) в следующем виде:

$$A_{15}^*(\psi) = \frac{15}{64\Gamma^3(\psi)} \int_{-\infty}^{\psi} \Gamma^3(\psi_1) S(\psi, \psi_1) A_{15}^*(\psi_1) D(\psi, \psi_1) d\psi_1, \quad (41)$$

где

$$D(\psi, \psi_1) \equiv 29 H_{\alpha}^4 + h_1^* H_{\alpha}^3 \frac{H_{\beta}}{\Gamma^2(\psi)} + h_2^* H_{\alpha}^2 \frac{H_{\beta}^2}{3\Gamma^4(\psi)} + h_3^* H_{\alpha} \frac{H_{\beta}^3}{\Gamma^6(\psi)} + h_4^* \frac{H_{\beta}^4}{\Gamma^8(\psi)},$$

$$h_1^* = 7i\Omega - 116c; \quad h_2^* = 174c^2 - 43.5 - 21ic\Omega;$$

$$h_3^* = 87c - 116c^3 - 3.5i\Omega + 21ic^2\Omega;$$

$$h_4^* = 3.625 - 43.5c^2 + 29c^4 + 3.5ic\Omega - 7ic^3\Omega.$$

Переходя от (41) к дифференциальной форме НАДУ, мы нашли зависимость критического значения начального вириального отношения от параметра вращения модели (2) (рис.4).

Критическая диаграмма показывает, что с увеличением параметра вращения область неустойчивости плавно возрастает с дополнительными ответвлениями. Однако и здесь, в области $0.4287 < (2\delta/|U|)_0 < 0.4721$, $0 \leq \Omega < 0.23$, мы наблюдаем узкую зону устойчивости. Как и в изотропной модели, здесь также при $\Omega = 0$ имеет место чередование четырех областей неустойчивостей с периодическим и аperiodическим характерами. А именно, интервалы $0 < (2\delta/|U|)_0 < 0.075$ и $0.304 < (2\delta/|U|)_0 < 0.4287$ соответствуют

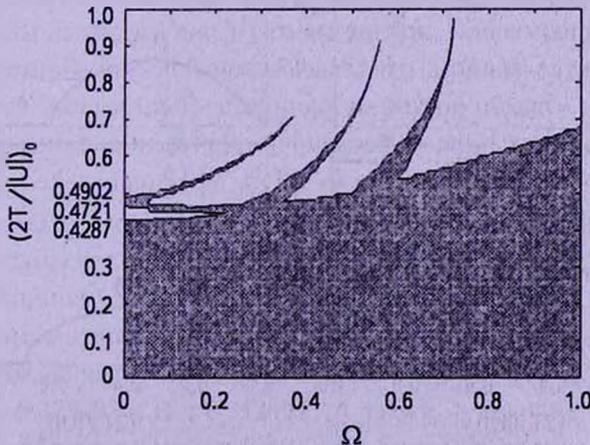


Рис.4. Критическая зависимость начального вириального отношения от параметра вращения для анизотропной модели (2) в случае моды возмущений $m = 1, N = 5$.

апериодической, а $0.076 < (2\partial/U)_0 < 0.304$ и $0.4721 < (2\partial/U)_0 < 0.4902$ - колебательной неустойчивости.

6. Обсуждение результатов.

6.1. Сравнение мод (1;3) и (1;5). Прежде всего, интересно сравнить инкременты неустойчивостей мод (1;3) и (1;5), так как они дают нам, в

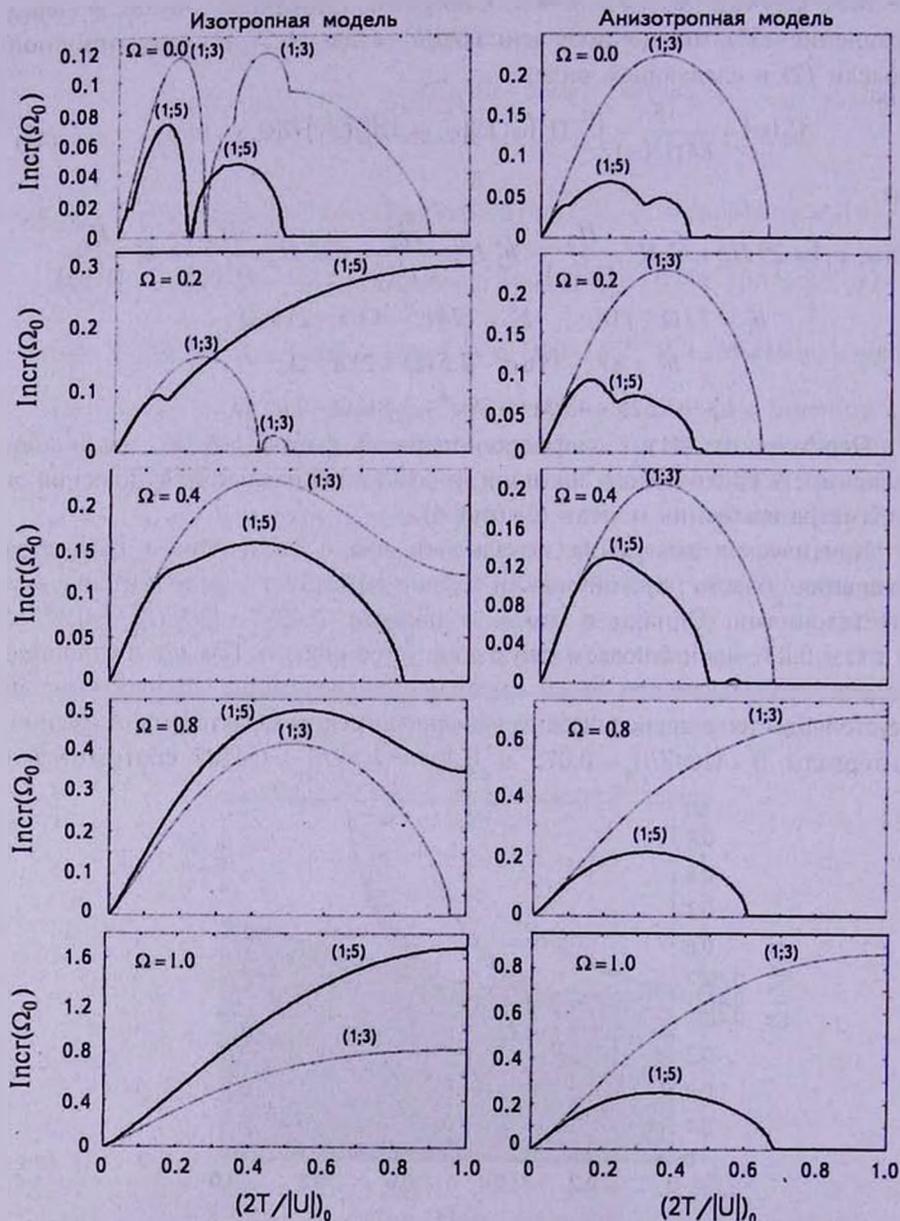


Рис.5. Сравнение инкрементов неустойчивостей мод возмущений (1;3) и (1;5) на фоне изотропной и анизотропной нелинейных моделей для различных значений Ω .

частности, характерные времена проявления соответствующих неустойчивостей. На рис.5 видно, что на фоне нелинейной изотропной модели (1) мода (1;3) является лидирующей при $\Omega = 0$ и $0.4 \leq \Omega < 0.8$ для всех значений начального вириального отношения. Но при $0 < \Omega \leq 0.3$ она доминирует лишь при умеренных значениях $(2\dot{\phi}/|U|)_0$. Когда $\Omega > 0.8$ мода (1;5) имеет больший инкремент неустойчивости по сравнению с модой (1;3). Однако на фоне анизотропной модели (2) мода (1;3) всегда доминирует над модой (1;5). Таким образом, можно заключить, что в среднем мода (1;3) является более неустойчивой по сравнению с модой (1;5). Исходя из этого, в следующем пункте мы будем сравнивать поведение бароподобной и кольцевой мод с модой (1;3), которая больше всего может отвечать за лопсайдендную структуру.

При сравнении маргинальных зависимостей мод (1;3) и (1;5) на фоне изотропной модели сразу бросается в глаза то, что в обоих случаях наблюдается чередование областей устойчивости и неустойчивости, а также наличие узких полуостровов устойчивостей (рис.1 и рис.2). Для обеих мод мы имеем точки ветвления на оси абсцисс, где возникает нелинейный эффект, связанный со сложным резонансом между частотами коллективных движений линейной теории и нелинейных колебаний модели (1).

Если обратить внимание на рис.3 и рис.4, то заметим, что критические диаграммы рассматриваемых мод (1;3) и (1;5) для анизотропной модели (2) сильно отличаются друг от друга. Например, для моды (1;3) имеется остров неустойчивости, что явно отсутствует в другом случае. Кроме того, здесь при $\Omega > 0.48$ модель (2) становится полностью неустойчивой, а в моде (1;5) область неустойчивости плавно возрастает по мере увеличения параметра вращения. Однако для обеих мод мы наблюдаем полуостров устойчивости.

Поскольку выше мы обнаружили, что мода (1;3) является лидирующей, то также имеет смысл сравнить между собой маргинальные зависимости данной моды на рис.1 и рис.3. Сравнение этих зависимостей для изотропной и анизотропной моделей показывает, что в обоих случаях при $\Omega = 0$ у нас имеется "полуостров" устойчивости внутри области неустойчивости и два типа гравитационных неустойчивостей на разных интервалах начального вириального отношения $(2\dot{\phi}/|U|)_0$: колебательная и апериодическая.

А когда $\Omega \neq 0$, обе эти модели обладают только колебательной неустойчивостью относительно моды (1;3) и вращение дает дестабилизирующий эффект. Разница маргинальных зависимостей состоит, в частности, в том, что на фоне анизотропной модели наблюдается остров неустойчивости в области устойчивости, который расположен в интервале значений параметра вращения $0.275003 \leq \Omega \leq 0.312495$. А также, в отличие от анизотропной модели, в маргинальной зависимости изотропной модели наблюдается резонансное состояние в точке $\Omega = 0.029365$, $(2\dot{\phi}/|U|)_0 \cong 1$. Если не

учитывать эту точку, то вблизи $(2\dot{\Omega}/|U|)_0 \equiv 1$ имеется интервал значений параметра вращения $0 \leq \Omega < 0.360410$, где обе модели являются устойчивыми одновременно. И наоборот, если $\Omega \geq 0.803057$, то обе модели неустойчивы при произвольном значении начального вириального отношения.

6.2. Сравнение моды (1;3) с другими крупномасштабными модами горизонтальных колебаний. Представляет большой интерес также сравнение инкрементов неустойчивости моды (1;3) с инкрементами других мод горизонтальных колебаний изотропной и анизотропной моделей. На рис.6 приведены зависимости инкрементов бароподобной (2;2), кольцевой (0;4) и вышерассмотренной (1;3) мод возмущений от начального вириального отношения для различных значений Ω .

Надо сразу отметить один из основных результатов сравнения - факт о том, что на фоне пульсирующей анизотропной модели (2) всегда наиболее сильной модой колебания является (1;3) по сравнению с рассмотренными тремя крупномасштабными модами. Это означает, что смещение ядра относительно геометрического центра системы (или наоборот) имеет место в модели (2) раньше, чем проявление других мод возмущений независимо от значения параметра вращения, а для изотропной модели такую картину можно увидеть только в случае $0.1 < \Omega \leq 0.5$. Но, когда $\Omega > 0.7$, в модели (1) кольцевая мода стремится быть лидирующей. Лидерство кольцевой моды на фоне изотропной модели можно наблюдать также, когда $(2\dot{\Omega}/|U|)_0 > 0.3$ и $\Omega < 0.2$. В общем случае, с увеличением параметра вращения моделей, рассматриваемые структуры возникают во все более широких диапазонах значений начального вириального отношения и максимальные значения инкрементов неустойчивостей этих структурных мод также постепенно увеличиваются. Таким образом, здесь опять подтверждается вывод о том, что вращение играет явно дестабилизирующую роль в горизонтальных колебаниях.

Когда $\Omega = 0.5$, изотропная и анизотропная модели ведут себя одинаково относительно ко всем этим структурным модам. Сравнение изотропной и анизотропной моделей также показывает, что в анизотропной модели формирование рассматриваемых структур подчиняется некоторому закону, а именно, когда $\Omega < 0.5$ вначале образуется кинематически смещенный центр, затем проявляется кольцевая структура при малых значениях $(2\dot{\Omega}/|U|)_0$, а только потом в системе формируется бар, но при больших значениях $(2\dot{\Omega}/|U|)_0$ последовательность формирования бароподобной и кольцевой структур меняется. В модели (2) мода (1;3) по-прежнему остается лидирующей, а после нее, независимо от значения начального вириального отношения, последовательно проявляются эффекты (0;4) и (2;2) мод. Такую определенную закономерность образования этих крупномасштабных структур в изотропной модели заметить трудно. Отметим, что поведение бароподобной (2;2) моды одинаково в моделях (1) и (2), поскольку НАДУ в обоих случаях являются идентичными [19].

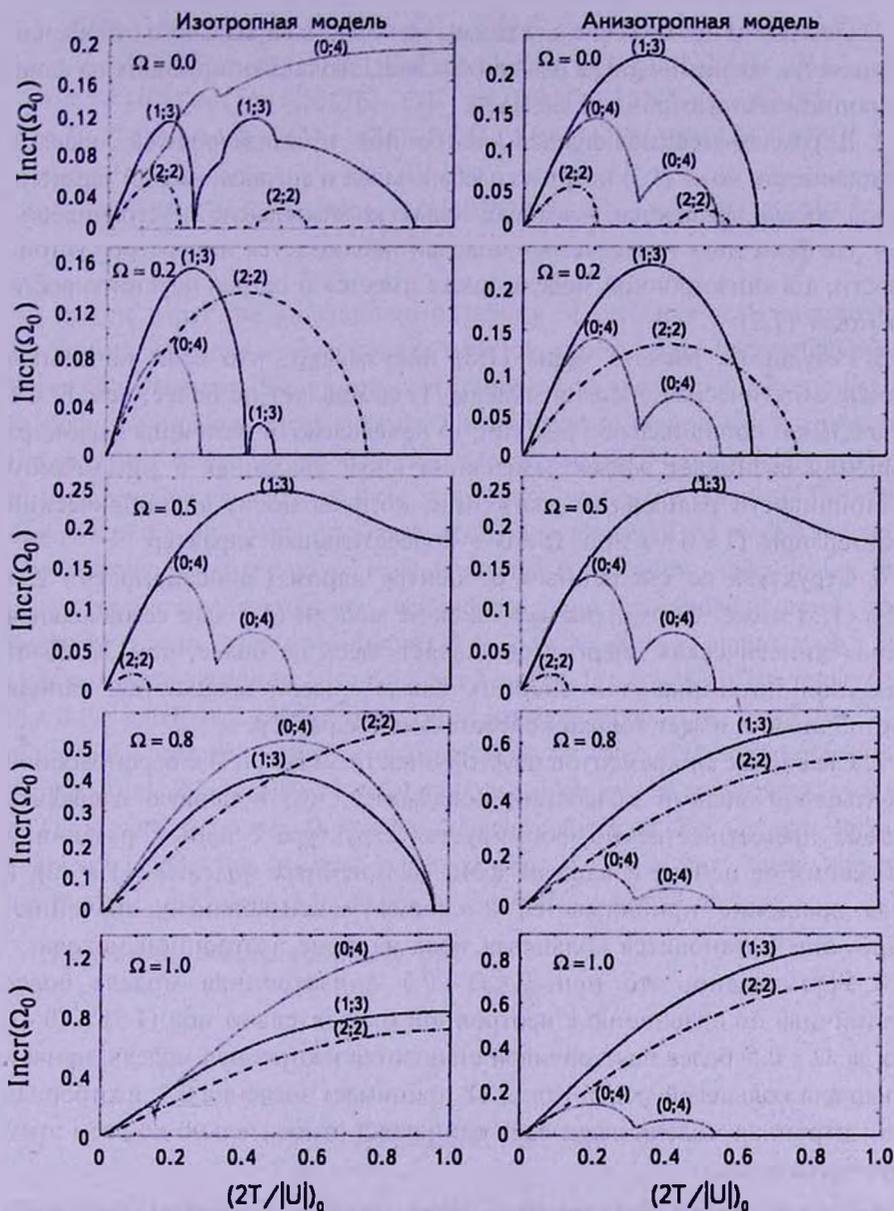


Рис.6. Сравнение инкремента неустойчивости моды (1;3) с инкрементами бароподобной и кольцевой мод возмущений на фоне изотропной и анизотропной моделей для различных значений Ω .

6. Заключение. Перечислим полученные нами основные результаты в данной работе:

1. Получены НАДУ мод возмущений с $m=1$ при $N=3$ и $N=5$ для изотропной и анизотропной нестационарных моделей самогравитирующего диска.

2. Построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения диска для данных мод, эволюционирующих на фоне изотропной и анизотропной моделей.

3. В рамках невращающихся изотропной и анизотропной моделей неустойчивость моды (1;3) носит и колебательный и аperiodический характер, а когда модели вращаются, мы имеем только колебательную неустойчивость.

4. На фоне двух исследуемых моделей наблюдается полуостров устойчивости, а в анизотропной модели также имеется и остров неустойчивости для моды (1;3).

5. Результаты расчета моды (1;3) показывают, что если начальная полная кинетическая энергия модели (1) составляет не более, чем 12.4% от начальной потенциальной энергии, то независимо от величины параметра вращения возникает эффект смещения ядра, связанная с механизмом неустойчивости радиальных движений, которая носит аperiodический характер при $\Omega = 0$, а при $\Omega \neq 0$ - колебательный характер.

6. Структура со смещенным от центра ядром ("лопсайдность") для моды (1;3) может формироваться на фоне модели (2), если ее начальная полная кинетическая энергия составляет здесь не более, чем 30.6% от начальной потенциальной энергии. Когда модели вращаются, данная неустойчивость имеет только колебательный характер.

7. Сравнение инкрементов неустойчивости моды (1;3) с бароподобной и кольцевой модами колебаний показывает, что в первую очередь в системе преимущественно формируется структура с явным различием положений ее центра и ядра на фоне нелинейных моделей (1) и (2), а когда вращение приближается к своему максимальному значению, лидирующей становится кольцевая мода на фоне изотропной модели.

8. Установлено, что при $0 < \Omega < 0.5$ анизотропная модель более неустойчива по сравнению с изотропной относительно мод (1;3) и (0;4), а когда $\Omega > 0.5$ более неустойчивой становится изотропная модель, причем только для кольцевой моды. Когда Ω принимает значение 0.5, изотропная и анизотропная модели ведут себя одинаково относительно ко всем этим структурным модам.

Авторы выражают благодарность профессору В.А.Антонову за обсуждение полученных результатов и интерес к работе, а также рецензенту за полезные замечания.

¹ Астрономический институт Академии Наук Республики Узбекистан, e-mail: mkaromat@rambler.ru

² Кафедра Астрономии и Астрофизики Национального университета Узбекистана, e-mail: nur200848@mail.ru

³ Федеральный университет, Карачи, Пакистан

ON INSTABILITIES OF THE NON-STATIONARY MODEL OF SELF-GRAVITATING DISK. III. PHENOMENON OF LOPSIDEDNESS AND COMPARISON OF PERTURBATION MODES

K.T.MIRTADJIEVA¹, S.N.NURITDINOV², J.K.RUZIBAEV^{1,2},
MUHAMMAD KHALID³

In this paper the gravitational instability of the large-scale perturbations modes with azimuthal wave number $m=1$ is investigated on the background of non-linear non-stationary disk models with isotropic and anisotropic velocity diagrams to study the problem of origin of the phenomenon of nucleus displacement from the geometric center (or lopsidedness) in spiral galaxies. Non-stationary analogues of the dispersion equations of these perturbation modes are obtained. The critical diagrams of the initial virial ratio on the rotation parameter of the models are plotted. The instability growth rates of main horizontal perturbation modes in the frame of two models are comparatively analyzed and found that instability growth rate of mode $m=1$ with radial wave number $N=3$, on an average, almost always has a clear superiority relative to other considered modes. The analysis of the results shows that if the initial total kinetic energy of the isotropic model is not more than 12.4% of the initial potential energy then independently on the value of the rotation parameter there is "lopsided" instability of radial motions, which has the non-periodic character at $\Omega = 0$, and when $\Omega \neq 0$ one has oscillatory character. For the non-stationary anisotropic model this structure is formed when the initial total kinetic energy of the model is not more than 30.6% of the initial potential energy.

Key words: *models:gravitating disk*

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Н.Нуритдинов, К.Т.Миртаджиева, Мариам Султана, *Астрофизика*, 51, 487, 2008.
2. С.Н.Нуритдинов, К.Т.Миртаджиева, Икбал Ахмад, Ж.К.Рузибаев, *Астрофизика*, 52, 643, 2009.
3. Г.С.Бисноватый-Коган, Я.Б.Зельдович, *Астрофизика*, 6, 387, 1970.
4. H.W.Rix, D.Zariisky, *Astrophys. J.*, 447, 82, 1995.
5. J.E.Baldwin, D.Lynden-Bell, R.Sancisi, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 193, 313, 1980.
6. J.Binney, S.Tremaine, "Galactic dynamics". Princeton University Press, 1987.

7. *D.L.Block, G.Bertin, A.Stockton, P.Grosbol, A.F.M.Moorwood*, *Astron. Astrophys.*, **288**, 365, 1994.
8. *R.H.M.Schoenmakers, R.A.Swaters*, *ASP Conf. Ser.*, **182**, 277, 1999.
9. *C.J.Jog, F.Combes*, *Physics Reports*, **471**, 2, 75, 2009.
10. *D.Zaritsky, H.W.Rix*, *Astrophys. J.*, **477**, 118, 1997.
11. *F.Bournaud, F.Combes, C.J.Jog, I.Puerari*, *Astron. Astrophys.*, **438**, 507, 2005.
12. *M.D.Weinberg*, *Astrophys. J.*, **455**, 31, 1995.
13. *В.А.Антонов*, *Учен. записки ЛГУ*, **32**, 79, 1976.
14. *A.M.Fridman, V.L.Polyachenko*, "Physics of gravitating systems", Springer-Verlag, New-York, 1984.
15. *Г.С.Бисноватый-Коган*, *Астрофизика*, **35**, 271, 1991.
16. *С.Н.Нуритдинов*, *Астрон. ж.*, **62**, 506, 1985; **68**, 763, 1991.
17. *И.Г.Малкин*, "Теория устойчивости движения", М., Наука, 1967.
18. *A.J.Kalnajs*, *Astrophys. J.*, **175**, 63, 1972.
19. *С.Н.Нуритдинов*, "Нелинейные модели и физика неустойчивости неравновесных бесстолкновительных самогравитирующих систем", автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук, 1993.

НОВЫЕ $H\alpha$ -ОБЪЕКТЫ. ОБЛАСТЬ NGC 6910. IIН.Д.МЕЛИКЯН¹, В.С.ТАМАЗЯН², А.А.КАРАПЕТЯН¹,
А.Л.САМСОНЯН¹, Г.Р.КОСТАНДЯН¹

Поступила 1 декабря 2010

Принята к печати 16 марта 2011

Поиск $H\alpha$ -объектов в четырех полях общей площадью около 0.14 кв. град. в области NGC 6910 (ядро известной ассоциации Суг OB9) привел к обнаружению 64 эмиссионных звезд, из которых 49 являются новыми. Такая высокая поверхностная плотность свидетельствует о наличии очень богатой Т ассоциации, или же о возможном проектировании друг на друга нескольких Т ассоциаций в этом направлении. О последнем свидетельствует также разность звездных величин эмиссионных звезд в красных лучах - $9^m.68-19^m.42$. Сравнение с ранее полученными наблюдениями показывает, что у многих звезд интенсивность эмиссионной линии переменная. Зарегистрирована Р Суг профиль линии $H\alpha$ у звезды V 1515 Суг, эквивалентная ширина эмиссионного компонента которой намного превышает эквивалентную ширину абсорбции.

Ключевые слова: $H\alpha$ -объекты - объект: NGC 6910

1. *Введение.* Продолжаются работы по поиску эмиссионных объектов в областях известных темных облаков и очагов звездообразования. В первой работе этой серии нами была подробно описана их важность [1]. Подобные поиски приводят к обнаружению новых звезд типов Т Тельца и UV Кита и других пекулярных объектов в областях молодых звездных систем [2-8]. Для исследования в настоящей работе выбрана область NGC 6910, подробно изученная ранее с 4° объективной призмой на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории [2] и являющаяся ядром хорошо известной звездной ассоциации Суг OB9. В указанной работе [2] был обнаружен 31 эмиссионный объект, некоторые из которых были отождествлены с ранее известными эмиссионными звездами.

Область представляет большой интерес с точки зрения изучения очагов звездообразования. Молодое скопление NGC 6910 окружено цепочкой эмиссионных газовых туманностей, которые образуют кольцо диаметром около 50 пк [3]. В шестидесятые годы были открыты первые эмиссионные звезды в этой области [4,5]. Внутри цепочки газовых туманностей находятся две группы эмиссионных звезд, связанные с известными Ae/Be звездами Хербига BD + 40° 4126 (=V1685 Суг) и BD + 41° 3731 [5]. В 70-е годы поиски эмиссионных объектов в этой области продолжались [6,7], а в 1977г. в ней была открыта первая вспыхивающая звезда [8]. Детальные

фотометрические, спектральные и поляриметрические исследования показали, что область находится на расстоянии 980 пк, где неравномерное поглощение, по крайней мере, внутри газового кольца, достигает 7^m [3]. В области находятся несколько десятков звезд типа Ae/Be Хербига и Т Тельца, известный фуор V1515 Суг и пекулярный объект P22[9]. 10 ярчайших звезд скопления NGC 6910 имеют спектральные классы O9-B2, что свидетельствует об уникальности области. По количеству эмиссионных объектов она занимает промежуточное положение между очень богатым регионом SFR 1 Ori (Star Forming Region) и относительно бедным SFR 1 Cma [3]. Продолжающиеся в настоящее время многосторонние исследования этой области [10-12] являются весьма важными с точки зрения изучения эволюции очагов звездообразования.

Исследованная нами ранее на $40''$ телескопе системы Шмидта область занимала площадь $4^\circ \times 4^\circ$ [2]. Приведенные в данной работе наблюдения на 2.6-м телескопе выполнены в четырех маленьких полях размерами 11×11 угл. мин, причем, выбранных так, чтобы в каждое из них попадало хотя бы одна ранее известная эмиссионная звезда [2].

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились в июне и августе 2010г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с приемниками VуuFOSC и SCORPIO. Методика и приемная аппаратура, использованные при наблюдениях, подробно описаны в работе [1]. Координаты центров полей следующие: 1. $\alpha_{(2000)} = 20^h 19^m 36^s.8$, $\delta_{(2000)} = +40^\circ 58' 46''.1$; 2. $\alpha_{(2000)} = 20^h 20^m 28^s$, $\delta_{(2000)} = +41^\circ 21' 55''$; 3. $\alpha_{(2000)} = 20^h 23^m 32^s$, $\delta_{(2000)} = +40^\circ 17' 20''.3$; 4. $\alpha_{(2000)} = 20^h 24^m 16^s$, $\delta_{(2000)} = +42^\circ 18' 01''$, а их суммарная площадь составляет около 0.14 кв. град.

3. *Результаты наблюдений.* В результате обработки наблюдательного материала в указанных областях обнаружены 64 эмиссионных объекта, 49 из которых являются новыми. Отметим, что при проведенных нами ранее наблюдениях с помощью 4° объективной призмы в области размером 16 кв. град. был зарегистрирован всего 31 эмиссионный объект, из которых только 18 были новыми [2].

3.1. *Поле 1.* При наблюдениях на метровом телескопе в этом поле были обнаружены две эмиссионные звезды №№ 6 и 7 (см. [2]). Звезда № 6 находится вне пределов поля, а у звезды № 7 эмиссия отсутствует, что было зарегистрировано во время наблюдений в 1979 и 1985гг. Настоящие наблюдения позволили обнаружить 22 эмиссионные звезды. Почти в центре области находятся известные звезды HD 228927, HD 228941, V1683 Суг и V470 Суг, из которых HD 228941 и V470 Суг являются эмиссионными. Поле очень богато компактными радиоисточниками, III областями и компактными источниками инфракрасного излучения. Только в крохотной области диаметром меньше 30 угл. с сконцентрирована многочисленная группа

компактных радио и инфракрасных источников вокруг объекта IRAS 20178+4046 [13,14]. Интересно, что в ближнем инфракрасном диапазоне группа этих объектов видна в виде яркой компактной туманности, тогда как в красных лучах и узкополосных фильтрах H α и SII видна очень слабо. Часть газовой эмиссионной туманности проходит через эту область.

Карта отождествления обнаруженных эмиссионных звезд приводится на рис.1.

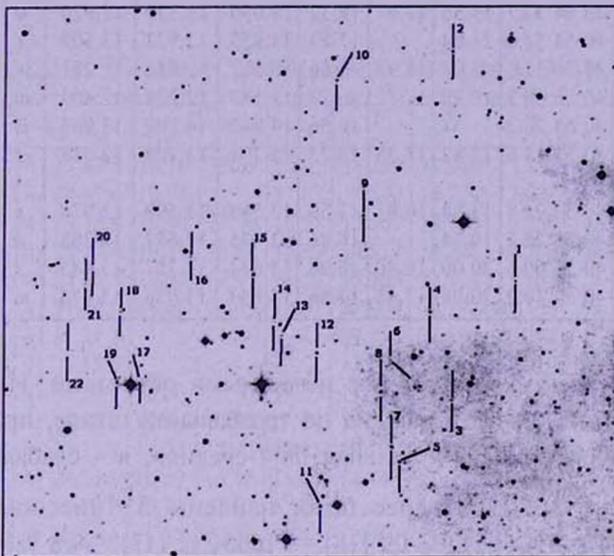


Рис.1. Карта отождествления обнаруженных эмиссионных звезд в поле 1.

В табл.1 приводятся сведения об обнаруженных эмиссионных звездах. В соответствующих столбцах указаны координаты, звездные величины в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, взятые из каталога NOMAD1 [15], интенсивность эмиссионной линии H α – $I_{(H\alpha)}$ и результаты отождест-

Таблица 1

ДАнные об ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗДАХ в ПОЛЕ 1

№	$\alpha_{(2000)}$	$\delta_{(2000)}$	m_B	m_V	m_R	J	H	K	$I_{(H\alpha)}$	Отожд.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	20 18 45.96	40 55 55.4	19.21	17.33	16.46	13.983	13.143	12.925	s	
2	20 18 54.36	41 02 05.1	17.71		15.52	12.885	12.096	11.821	w	
3	20 18 55.11	40 52 47.5	20.34	17.97	16.91	11.814	10.519	10.022	w	
4	20 18 57.93	40 55 06.3	16.78	16.01	15.16	13.244	12.559	12.319	w	
5	20 19 02.44	40 51 09.9	16.26	15.61	15.04	13.920	13.440	13.326	w	
6	20 19 03.46	40 53 51.4	19.28	17.52	16.79	14.099	13.333	12.993	w	
7	20 19 03.64	40 51 36.3	17.30		15.32	13.489	13.086	12.923	m	

Таблица 1 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
8	20 19 04.95	40 53 01.2	16.64	15.81	15.23	14.170	13.522	13.424	<i>m</i>	J201913.93+ 405405.2 [16]	
9	20 19 07.04	40 57 43.3	17.41	16.39	15.74	13.842	13.173	13.124	<i>w</i>		
10	20 19 10.73	41 01 21.6	17.13	16.18	15.58	13.438	12.907	12.686	<i>w</i>		
11	20 19 13.69	40 50 00.7	17.11	15.57	15.45	12.772	11.983	11.681	<i>m</i>		
12	20 19 13.96	40 54 04.7	17.53	16.36	15.57	13.396	12.523	12.169	<i>s</i>		
13	20 19 18.68	40 54 33.7	19.55	17.97	18.32	14.090	13.339	12.920	<i>w</i>		
14	20 19 19.72	40 54 54.0	21.04		17.89	14.939	13.973	13.509	<i>s</i>		
15	20 19 22.64	40 56 11.1	16.04	14.98	14.66	12.567	11.812	11.281	<i>m</i>		V1683Cyg [17]
16	20 19 31.50	40 56 40.7	19.29	17.71	16.78	13.583	12.724	12.404	<i>m</i>		
17	20 19 38.85	40 53 26.3			16.56	14.942	14.202	13.965	<i>m</i>		
18	20 19 41.39	40 55 15.6	17.82	17.35	15.75	14.201	13.204	12.518	<i>s</i>		
19	20 19 42.06	40 53 22.8	15.84	16.91	13.59	13.569	12.590	11.978	<i>s</i>		J201941.47+ 405514.9 [16]
20	20 19 45.22	40 56 26.7	19.74		16.86	13.425	12.682	12.365	<i>w</i>		
21	20 19 46.32	40 56 00.6	20.00	16.80	16.96	14.634	13.707	13.445	<i>s</i>		
22	20 19 48.94	40 54 10.2	20.98	17.48	17.56	14.843	13.938	13.473	<i>m</i>		

вления эмиссионных звезд с уже известными объектами. Интенсивность эмиссионной линии $H\alpha$ оценена по трехбальной шкале, применяемой в Ликской обсерватории (*s* - сильная, *m* - средняя, *w* - слабая).

3.2. Поле 2. Здесь ранее были найдены 5 эмиссионных звезд - BD + 40° 4124 (=HVA4202-09 [18]=V1685Cyg [17]=№8 [2]), $L_k H\alpha$ 224 (=V1686Cyg [17]=HVA 4202-29s [16]=№7 [2]), $L_k H\alpha$ 225 (=V1318Cyg [15]=№10 [2]), $L_k H\alpha$ 226 (=№11 [2]) и № 12 из работы[2]. Отметим, что мы не обнаружили эмиссию у звезды № 12, которая в линии $H\alpha$

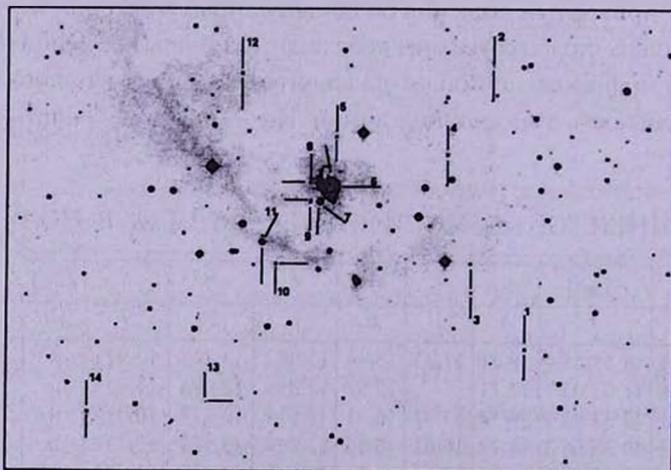


Рис.2. Карта отождествления обнаруженных эмиссионных звезд в поле 2.

ранее показала эмиссию средней интенсивности [2]. На рис.2 приводится карта отождествления зарегистрированных в этом поле эмиссионных объектов, а сведения о них даны в табл.2, где сохранены те же обозначения что и в табл.1.

Отметим, что из 14 зарегистрированных эмиссионных звезд 10 являются новыми. Как и у объектов, расположенных в поле 1, замечается переменность интенсивности линии H α .

Таблица 2

ДАННЫЕ ОБ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗДАХ В ПОЛЕ 2

№	$\alpha_{(2000)}$	$\delta_{(2000)}$	m_B	m_I	m_R	J	H	K	$I_{(H\alpha)}^*$	Отожд.
1	20 20 02.62	41 17 47.8	16.76	15.89	15.91	14.299	13.878	13.707	w	
2	20 20 06.46	41 24 47.6	19.98		17.82	14.570	13.724	13.403	m	
3	20 20 09.69	41 19 13.4	19.58	17.96	16.57	13.807	12.765	12.259	m	
4	20 20 12.51	41 22 37.4	16.59	16.82	15.89	14.817	14.265	14.269	m	
5	20 20 26.99	41 23 05.5	19.52	17.97	16.22	13.205	11.933	11.163	s	
6	20 20 27.96	41 21 49.0	11.45	10.89	10.51	07.904	06.792	05.766	m	BD+40° 4124
7	20 20 29.41	41 21 31.1		11.80		09.378	07.690	06.344	m	LkH α 224
8	20 20 29.75	41 21 55.3				12.900	11.827	11.217	w	
9	20 20 30.67	41 21 29.2	18.50		15.29	13.928	11.212	08.742	m	LkH α 225N
10	20 20 35.23	41 19 59.0	17.64	16.95	16.21	14.036	13.422	13.196	w	
11	20 20 36.99	41 20 31.5	14.23	13.45	11.45	10.108	09.054	08.166	m	LkH α 226
12	20 20 39.44	41 24 39.8	16.39	15.86	15.45	14.146	13.602	13.460	w	
13	20 20 44.24	41 16 32.9	20.76	17.97	17.20	13.465	12.419	12.038	w	
14	20 20 59.81	41 16 20.6	16.53	15.59	15.60	12.969	12.511	12.300	w	

3.3. Поле 3. В его центре находится ранее обнаруженная эмиссионная звезда № 19 [2], у которой во время нынешних наблюдений эмиссия не замечена. Очень близко к центру находятся известные инфракрасные источники излучения IRAS 20212+4006, IRAS 20214+4005 и IRAS 20217+4004[14], а также много радио- и рентгеновских источников[13,19].

Большую часть поля занимает фрагмент эмиссионной газовой туманности [3], влияние которой достаточно сильно заметно также на спектрах звезд слабее 14^m. По фотометрическим данным каталога NOMAD1 [15] в B, V и R-лучах, NOMAD1 1302-0400251 намного слабее звезды № 19 [2]. Во время настоящих наблюдений в фильтрах SII и H α она ярче звезды № 19 на 3^m, тогда как по данным NOMAD1 она в R-лучах на 1^m.8 слабее ее. Следовательно, NOMAD1 1302-0400251 является переменной звездой, так как блеск звезды № 19 по нашим измерениям в 1990г. [2] и по данным NOMAD1 [15] в B-лучах остается практически постоянным.

Мы получили представляющий большой интерес щелевой спектр звезды NOMAD1 1302-0400251, находящейся приблизительно в 30 угл. с от объекта № 19 [2]. На рис.3а, б, с приводятся спектры газовой туманности (3а),

звезды NOMAD1 1302-0400251 без вычета фона (3b) и после вычета фона (3с), полученные в спектральном диапазоне 6200 – 6800Å. Как хорошо видно на рис.3а, спектр туманности похож на спектр возбужденной разреженной газовой туманности, характерный для объектов Хербига-Аро и планетарных туманностей. Спектр звезды без вычета фона (см. рис.3b) типичен для звезд типа Т Тау, с характерными эмиссионными линиями [SII], [OI], NII и H α . После вычитания фона многие из них исчезают и остаются только слабые эмиссионные линии H α и [NII] (см. рис.3с). Спектральные исследования звезд и, особенно, туманности в этой области несомненно представляют большой интерес и должны быть предметом отдельного изучения, которое мы намерены провести в будущем.

В поле 3 обнаружены 7 эмиссионных звезд. На всех спектрах эмиссии в линии H α слабые, при этом трудно сказать принадлежат ли они

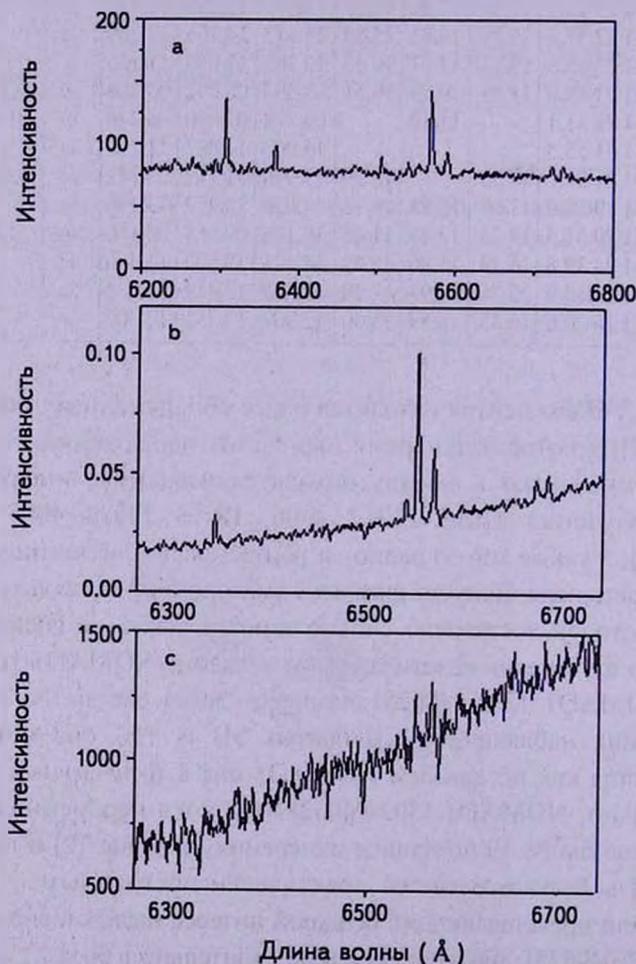


Рис.3а, б, с. Спектр переменной звезды NOMAD1 1302-0400251(б), фона, рядом с звездой (а) и спектр звезды после вычитания фона (с).

звездам или обусловлены влиянием газовой туманности. О сильном влиянии туманности на спектры звезд отмечается и в работе [11]. Рис.4 представляет карту отождествления эмиссионных звезд.

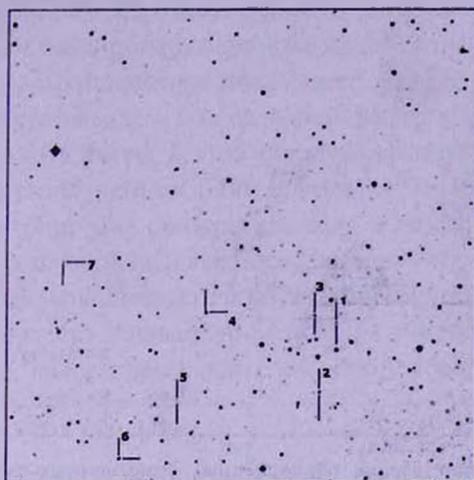


Рис.4. Карта отождествления обнаруженных эмиссионных звезд в поле 3.

Сведения об эмиссионных звездах приведены в табл.3, обозначения те же, что и в предыдущих таблицах. Отметим, что кроме звезды № 19 [2] в этой области эмиссионные звезды ранее не были обнаружены.

Таблица 3

ДАННЫЕ ОБ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗДАХ В ПОЛЕ 3

№	$\alpha_{(2000)}$	$\delta_{(2000)}$	m_B	m_I	m_R	J	H	K	$I_{(H\alpha)}$
1	20 23 15.87	40 14 52.7	19.49	16.75	16.60	11.969	10.766	10.289	w
2	20 23 18.53	40 12 39.9	16.59	15.47	15.19	13.366	12.907	12.783	w
3	20 23 19.52	40 15 07.0	16.92	15.76	15.90	13.682	13.037	12.871	w
4	20 23 38.01	40 15 13.9	17.84	15.54	14.31	9.655	8.463	8.063	w
5	20 23 42.9	40 12 26.7	18.63	17.53	17.05	14.69	14.031	13.917	w
6	20 23 53.00	40 10 36.8	14.92	14.24	14.22	13.034	12.629	12.542	w
7	20 24 02.3	40 16 50.3	18.13	17.40	15.04	13.775	13.187	12.853	w

3.4. Поле 4. В центре этого поля ранее были известны 4 эмиссионные звезды [2,5]. Самая яркая из них № 23 = BD + 41° 3731 [2] в настоящее время эмиссию не показывает. Здесь же находятся: известный фуор V1515 Cyg, кометарные туманности P 22 [9] и PP 92 [20], более десятка источников инфракрасного излучения [14], группа известных переменных звезд (V1383 Cyg, V1385 Cyg, V1585 Cyg, V1656 Cyg, V1658 Cyg, V1826 Cyg [17]), темное облако LDN 897 [21] и большая группа объектов из каталога источников с эмиссионными линиями молекулярного водорода [22].

Во время наших наблюдений в поле 4 зарегистрирована 21 эмиссионная звезда, карта отождествления которых приводится на рис.5.

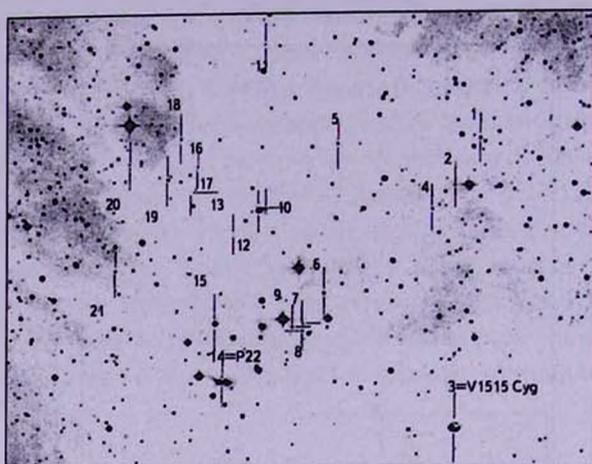


Рис.5. Карта отождествления обнаруженных эмиссионных звезд в поле 4.

Таблица 4

ДАННЫЕ ОБ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗДАХ В ПОЛЕ 4

№	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	m_B	m_I	m_R	J	H	K	$I_{(H\alpha)}^*$	Отожд.
1	20 23 42.79	42 22 35.0	16.20	15.41	14.61	12.568	11.896	11.714	<i>m</i>	
2	20 23 47.17	42 20 54.3	18.99	17.94	16.19	14.496	13.830	13.612	<i>m</i>	
3	20 23 48.00	42 12 26.5	13.47	12.53	11.21	08.887	07.969	07.378	<i>s</i>	V1515 Cyg
4	20 23 51.38	42 20 04.1	18.17	17.68	15.98	13.891	13.355	13.102	<i>m</i>	
5	20 24 08.53	42 22 24.9	18.26	16.88	15.83	12.537	11.362	10.740	<i>s</i>	
6	20 24 11.28	42 17 10.4	16.05	16.26	15.35	13.608	12.641	11.974	<i>s</i>	V1383 Cyg
7	20 24 15.09	42 16 06.0			17.37	13.715	12.330	11.621	<i>m</i>	
8	20 24 15.09	42 15 49.8	18.50	17.27	15.40	13.939	13.055	12.887	<i>w</i>	
9	20 24 16.91	42 15 59.9	14.22	16.96	13.54	13.346	12.377	11.925	<i>m</i>	
10	20 24 21.63	42 20 07.9	16.94	16.86	14.21	13.297	12.407	12.204	<i>m</i>	
11	20 24 21.79	42 25 54.5	18.32		17.95	13.592	12.227	11.250	<i>s</i>	J202421.82+ 422554.3 [16]
12	20 24 23.06	42 20 03.8	13.41	12.98	12.95	10.675	09.872	09.300	<i>w</i>	HBNA4202- 32 [18]
13	20 24 27.61	42 19 13.4	20.23		18.56	14.499	13.696	13.358	<i>s</i>	
14	20 24 29.60	42 14 05.1	16.30	15.53	09.68	14.064	12.810	11.730	<i>m</i>	P22 [9]
15	20 24 31.05	42 16 06.0	13.34	13.02	13.48	11.068	10.387	09.791	<i>m</i>	LkH α
16	20 24 34.16	42 21 26.5	19.88		18.50	13.335	12.249	11.500	<i>s</i>	
17	20 24 35.24	42 20 42.2	20.39		19.42	15.544	14.801	14.167	<i>s</i>	
18	20 24 37.07	42 22 35.0	17.94	17.74	17.24	15.336	14.849	14.535	<i>s</i>	
19	20 24 39.43	42 21 10.4	16.83	16.40	14.63	12.647	11.538	10.747	<i>s</i>	V1385Cyg= LkH α 229
20	20 24 46.52	42 21 44.5	16.97		17.77	14.785	13.989	13.471	<i>s</i>	J202446.6+ 422142.2 [16]
21	20 24 49.04	42 17 56.7	17.98	17.12	16.55	13.856	12.965	12.471	<i>s</i>	

Данные об эмиссионных звездах приводятся в табл.4, из которой видно, что 8 звезд ранее были известны как эмиссионные, а остальные 13 являются новыми эмиссионными объектами. 8 новых эмиссионных объектов в красных лучах имеют яркость $\leq 16^m.5$. Эмиссия у звезд с такими яркостями была обнаружена при наших ранних наблюдениях, а ревизия наших старых пластинок показывает, что, по-видимому, эмиссия в линии H α отсутствовала из-за ее переменного характера.

Как было сказано выше, в этой области находится также известный фуор V1515 Cyg, в полученном нами в фильтре H α бесщелевом спектре которого зарегистрирована сильная эмиссия в линии H α . Отметим, что обычно в спектрах фуоров наблюдаются слабые эмиссии в H α и сильные, смещенные в коротковолновую сторону абсорбционные компоненты. На рис.6 хорошо видно, что эквивалентная ширина эмиссионной компоненты, по крайней мере, вдвое превосходит таковую у абсорбционной.

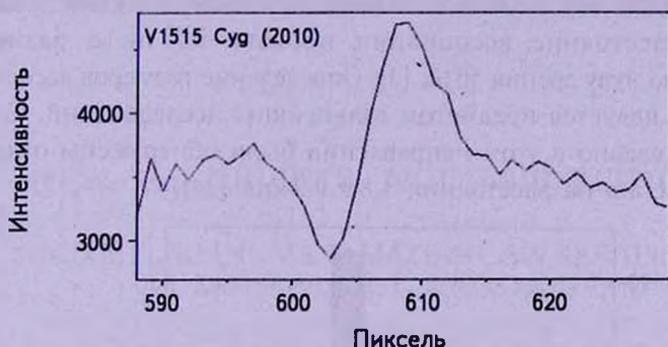


Рис.6. Бесщелевой спектр известного фуора V1515 Cyg в области H α .

4. **Заключение.** Поиск эмиссионных объектов в области NGC 6910 ведется с 1960г. [2,4-7,23]. В 1990г. в области размером 16 кв. град. уже были известны более 50 эмиссионных объектов [2,3]. Также было известно, что поверхностная плотность эмиссионных звезд в области достаточно высока - 8 звезд/кв. град. [23]. Отметим, что предельная звездная величина во всех ранее выполненных с помощью объективных призм наблюдениях [2,4-7,23] не превышает $16^m.5$ в красных лучах.

Во время настоящих наблюдений нами покрыта суммарная площадь размером около 0.14 кв. град., а предельная звездная величина достигает $18^m.5$. Зарегистрированы 64 объекта с H α эмиссией, и, соответственно, сильно увеличивается поверхностная плотность - > 450 звезд/кв. град. Такое резкое повышение поверхностной плотности эмиссионных звезд свидетельствует о том, что или T-ассоциация в этом направлении простирается очень далеко, или же мы наблюдаем несколько проектирующихся друг на друга T-ассоциаций. Звездные величины эмиссионных звезд в визуальных лучах находятся в пределах $10^m.9-18^m$. Предположив, что все эти звезды принадлежат

Главной последовательности и находятся на расстоянии около 1000 пк [3], они должны иметь спектральные классы от А0 до М0. Следовательно, среди них ожидаются звезды Ae/Be Хербига, Т Тельца и вспыхивающие звезды типа UV Кита.

Обнаруженные эмиссионные звезды в R -лучах находятся в пределах $9^m.68-19^m.42$. На рис.7 приводится распределение зарегистрированных эмиссионных звезд по звездным величинам в R -лучах, из которого видно, что их максимальное число наблюдается в диапазоне 15^m-16^m . Если уменьшение числа эмиссионных звезд слабее 16^m обусловлено наблюдательной селекцией, то их дефицит в диапазоне ярче 15^m показывает, что ассоциация находится достаточно далеко. Можно с большой вероятностью сказать, что мы обнаружили в наблюдаемых полях подавляющее большинство эмиссионных звезд ярче 15^m , так как выбранные экспозиции (от десятка секунд до 30 мин) почти исключают возможные потери. Начинаясь потери у звезд слабее 16^m это следствие наблюдательной селекции. Известно, что среднее расстояние ассоциации порядка 980 пк с размерами перпендикулярно лучу зрения 50 пк [3]. Определение размеров ассоциации по лучу зрения является предметом дальнейших исследований. Следует отметить, что недавно в этом направлении были обнаружены открытые звездные скопления на расстоянии 1.8 ± 0.2 кпк [24].



Рис.7. Распределение эмиссионных звезд по звездным величинам в области NGC 6910 в красных лучах.

Из зарегистрированных эмиссионных звезд 49 оказались новыми. 27 новых эмиссионных звезд в красных лучах ярче $16^m.5$, а 17 из них показывают эмиссию в $H\alpha$ сильной или средней интенсивности. Эмиссии у звезд таких яркостей должны были быть зарегистрированы и во время наших ранних наблюдений, однако, осмотр ранее полученных пластинок показал их отсутствие. Следовательно, можно заключить, что у большинства

из них (или, по крайней мере, у звезд с сильной и средней эмиссией) интенсивность эмиссии носит переменный характер. Зарегистрировано сильное изменение яркости звезды NOMAD1 1302-0400251.

Отметим, наконец, что у известного фюора V1515 Cyg зарегистрирована сильная эмиссия, которая во время наших ранних наблюдений с объективной призмой отсутствовала. Несмотря на зарегистрированные изменения профиля линии, часто переменного характера, интенсивность абсорбционного компонента всегда намного превышает эмиссию [25,26], в отличие чего при настоящих наблюдениях в зависимости от выбора уровня непрерывного спектра эмиссия в 1.5-1.8 раза превышает абсорбцию.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: nmelikia@bao.sci.am

² Астрономическая обсерватория "Рамон Мария Аллер" университета Сантьяго де Компостела, Испания, e-mail: oatamaz@usc.es

NEW $H\alpha$ OBJECTS. NGC 6910 REGION. II

N.D.MELIKIAN¹, V.S.TAMAZIAN², A.A.KARAPETIAN¹,
A.L.SAMSONIAN¹, G.R.KOSTANDIAN¹

A search for $H\alpha$ -emission objects in four separate fields covering a total area of about 0.14sq. deg. in the NGC 6910 region (the core of the well-known Cyg OB9 association) resulted in discovery of 64 objects, out which 49 are new detections. Such large surface density indicates to either very rich T association or the chance projection of several T associations in this direction. The latter option is supported by a large magnitude difference between emission stars in the R photometric band ($9^m.68$ - $19^m.42$). Comparison with previous observations shows the emission line variability for many stars. P Cyg profile of a $H\alpha$ -line of V 1515 Cyg is registered, and the equivalent width of its emission component is much larger than that of the absorption one.

Key words: $H\alpha$ -objects - individual:NGC 6910

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, *Астрофизика*, 53, 549, 2010.
2. Н.Д.Меликян, В.С.Шевченко, *Астрофизика*, 32, 169, 1990.
3. V.S.Shevchenko, M.A.Ibragimov, T.L.Chernysheva, *Sov. Astron.*, 35, 229, 1991.
4. М.Б.Долидзе, *Астрон. циркуляр*, № 212, 1960.
5. G.H.Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 337, 1960.
6. М.Б.Долидзе, *Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, № 47, 1975.
7. К.Р.Тsvetkova, М.К.Тsvetkov, *IBVS*, №2134, 1982.
8. N.D.Melikian, I.Jankovics, K.P.Tsvetkova, M.K.Tsvetkov, *IBVS*, № 1750, 1980.
9. Э.С.Парсамян, *Изв. Акад. Наук. Арм. ССР*, 18, 146, 1965.
10. S.Seasen et al., *Astron. Nachr.*, 2010.
11. J.Kubat, D.Korcakova, A.Kawka et al., *Astron. Astrophys.*, 472, 163, 2007.
12. Z.Kolaczowski, A.Pigulski et al., *Acta Astronomica*, 54, 33, 2004.
13. NVSS The NRAO VLA Sky Survey.
14. Joint IRAS Science Working Group, *Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2.0*, NSSA RP - 1190, 1988.
15. N.Zacharias, D.G.Monet, S.E.Levine et al., *Bulleten of the American Astronomical Society*, Vol. 36, p.1418, 2004.
16. J.E.Drew, R.Greimel, M.J.Irwin, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 362, 753, 2005.
17. П.Н.Холопов и др., *Общий Каталог Переменных Звезд*, М., Наука, 1985.
18. L.Kohoutek, R.Wehmeyer, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 134, 255, 1999.
19. *Second ROSAT PSPC Catalog*, ROSAT, 2000.
20. Э.С.Парсамян, В.М.Петросян, *Сообщ. БАО*, 51, 3-15, 1979.
21. B.T.Lynns, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 7, 1-52, 1962.
22. C.J.Davis, R.Gell, T.Khanzadyan et al., *Astron. Astrophys.*, 511, 24, 2010.
23. М.А.Казарян, Э.С.Парсамян, *Астрофизика*, 7, 671, 1971.
24. E.Bica, Ch.Bonatto, C.M.Dutra, *Astron. Astrophys.*, 405, 991, 2003.
25. G.H.Herbig, P.P.Petrov, R.Duemmler, *Astrophys. J.*, 595, 384, 2003.
26. A.A.Vittone, L.Errico, *Mem. S.A.It.*, 76, 320, 2005.

HD 52721 - ТЕСНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА СРЕДИ Ae/Be ЗВЕЗД ХЕРБИГА

М.А.ПОГОДИН¹, Н.Г.БЕСКРОВНАЯ¹, И.С.ГУСЕВА¹,
С.Е.ПАВЛОВСКИЙ¹, Н.РУСОМАРОВ³

Поступила 23 февраля 2011

Принята к печати 16 марта 2011

Представлены результаты фотометрии и спектроскопии высокого разрешения В-звезды Хербига HD 52721, полученные в период с октября 2009г. по октябрь 2010г. Мы подтвердили циклический характер фотометрической переменности HD 52721, обнаруженный ранее другими исследователями. Переменность проявляется в виде минимумов на кривой блеска объекта, повторяющихся с периодом $P = 0^d.805$, характерных для затменных двойных систем. Использование ASAS-данных, охватывающих период наблюдений с сентября 2003г. по декабрь 2009г., показало, что два соседних фотометрических минимума отличаются друг от друга, и что реальный орбитальный период системы должен быть вдвое больше ($P = 1^d.610$). Это подтверждают и данные спектроскопии. Их анализ позволил установить, что центр тяжести эмиссионной линии H α и профиль линии HeI 6678 с ярко выраженной околовзвездной компонентой показывают уверенную корреляцию с периодом $1^d.610$. По всей видимости, HD 52721 является тесной двойной системой, состоящей из двух звезд класса B2 с достаточно близкими параметрами. Сделано предположение, что природа наблюдаемых циклических изменений околовзвездных параметров может быть связана с существованием в оболочке глобальной азимутальной неоднородности, вращающейся синхронно с орбитальным движением компонентов системы.

Ключевые слова: *звезды:двойные системы:околовзвездная среда - объект:
HD 52721*

1. **Введение.** HD 52721 (GU CMa, MWC164, B2Vne, $V = 6^m.6$) является одним из наиболее ярких и массивных объектов, связанных с ассоциацией отражательных туманностей CMaR1 в обширном комплексе звездообразования, включающем более 100 молодых звезд различной массы. Он известен как визуально двойная система ADS 5713 (RST 3489) с менее ярким компонентом, наблюдающимся на угловом расстоянии от главного $\Delta\rho = 0^d.65$ и имеющим $\Delta m = 0^m.95$. Если принять расстояние до HD 52721 равным 1050 пк [1], то расстояние между компонентами системы будет порядка 650 а.е.

В спектре HD 52721 присутствуют эмиссионные бальмеровские линии, этот объект был в свое время включен Финкенцеллером и Мундтом [2] в группу молодых звезд Хербига [3]. Как и у большинства горячих молодых звезд, у HD 52721 не наблюдается избытка излучения пылевого происхождения в ближнем и среднем ИК-диапазонах, так как пыль быстро выметается и разрушается на близких расстояниях от объекта. Избыток излучения появляется

только на $\lambda > 10$ мкм [1], он связан с тепловым излучением холодной пыли в наиболее удаленных областях реликтового аккреционного диска. На более близких расстояниях в диске присутствует только газовая составляющая, ответственная за формирование в спектре эмиссионных линий и избытка излучения в ближней и средней ИК-области.

Детальный обзор наблюдательных свойств HD 52721 приведен в работе Тин А Дье и др. [1]. Наиболее интересной особенностью объекта является его периодическая фотометрическая переменность, впервые отмеченная еще в 70-х годах [4]. Самый полный анализ этой переменности был проведен на основе данных *UBVR* фотометрии в рамках программы POTOPO, осуществленной на Майданакской обсерватории (Узбекистан). За период 1987-1998гг. было сделано 320 измерений HD 52721 в течение 12 наблюдательных циклов. Результаты этого исследования были опубликованы в работе Ежковой [5]. Ряд участников этой программы стали также соавторами обзора [1], где была развита интерпретационная часть работы. Согласно результатам фотометрии, у кривой блеска объекта периодически наблюдается минимум с амплитудой порядка $0^m.25$ и периодом $P=0^d.805078$. Существование этой переменности с вдвое большим периодом подтверждается и по более ранним данным Прадери и др. [6] (107 *BVRI* измерений в течение 5 ночей в 1985г.), а также по данным HIPPARCOS-фотометрии [7] в конце 90-х годов ($P=1^d.610137$).

В обзоре [1] были рассмотрены 3 возможных интерпретации этого явления:

1. Орбитальное движение двух компонентов двойной системы с очень близкими значениями радиуса и эффективной температуры с периодом $P=1^d.610$ с попеременным затмением друг друга через каждые пол-периода. Авторы [1] отвергли этот вариант, ссылаясь на то, что на спектрах HD 52721, полученных в 1991г. на основном звездном спектрографе на БТА-6м (САО РАН), лучевые скорости спектральных линий не показали высокоамплитудных изменений.

2. Такая же система, но один из ее компонентов - маломассивный и более холодный (предположительно, звезда класса K0). Период орбитального движения в такой системе вдвое меньше ($0^d.80$), холодный компонент периодически экранирует горячий, но сам фотометрически не проявляет себя из-за малой яркости. Авторы [1] считают такую интерпретацию наиболее вероятной, их версию подтверждают цветовые изменения объекта, который, согласно [6], становится краснее в моменты минимумов (см. также рис.9 в [1]).

3. Возможная пульсационная активность HD 52721, расположенного близко к зоне неустойчивости переменных типа β Cep. Однако эта гипотеза должна получить подтверждение по спектральным данным.

Мы не считаем достаточно убедительной аргументацию авторов [1] против модели двух звезд-близнецов класса B2V. Они не нашли сильных

позиционных изменений спектральных линий объекта, но использовали при этом линию HeI 5876. Хорошо известно, что эта линия подвержена сильному влиянию околозвездной среды и поэтому не может служить индикатором лучевой скорости самой звезды с достаточно развитой газовой оболочкой. Подобную же ошибку совершили в свое время Корпорон и Лагранж [8], пытаясь по линиям HeI 5876 и 6678 обнаружить двойственность у ряда Ae/Be-звезд Хербига, среди которых был и HD 52721. Эффект покраснения объекта в моменты минимумов блеска, обнаруженный по данным 1985г. [6], полностью отсутствует по данным более позднего майданакского исследования в 1987-1998гг. [5]. За такой короткий срок параметры звезд-компонентов системы не могли измениться. Но вполне могли измениться условия в околозвездном газе, который иногда может существенно влиять на фотометрические параметры. Пример такого влияния описан, в частности, в работе Погодина и др. [9], посвященной исследованию другой молодой массивной Be-звезды в CMa-комплексе - HD 53367 (B0IV-Ve). Поэтому в настоящий момент нет достаточных оснований изначально отвергать модель двух горячих Be-звезд-близнецов, образующих двойную систему с орбитальным периодом $P \sim 1^d.610$.

Задачей нашей работы было: а) получить новые спектроскопические данные для HD 52721 с использованием спектрографа высокого разрешения; б) определить тип объекта, являющегося, по-видимому, тесной двойной системой; в) оценить параметры системы и г) исследовать характер взаимодействия объекта с его околозвездной средой.

2.1. Фотометрия. В фотометрическом исследовании коллектива Майданакской обсерватории [5] период системы и моменты минимума блеска были вычислены с достаточно высокой точностью ($\sigma = \pm 0^d.0001$). Однако с момента их последних наблюдений прошло более 10-ти лет, что составляет несколько тысяч циклов орбитального движения. Понятно, что в настоящее время использовать их оценку моментов минимума уже невозможно. Поэтому нам было необходимо провести одновременно со спектральными наблюдениями новый фотометрический сет наблюдений HD 52721.

Фотометрические наблюдения проводились в марте 2010г. на Кисловодской горной астрономической станции ГАО РАН. ПЗС-камера ST-8 была установлена на телескопе Цейсса ($D=15$ см, $F=150$ см). Приемником излучения служила матрица KAF-1600 (1530 x 1020 пк, поле 21' x 14'). Так как в нашу задачу не входило исследование цветовых характеристик объекта, наблюдения проводились в интегральном свете (без фильтров). Кривая спектральной чувствительности матрицы в сравнении с кривыми пропускания стандартных джонсоновских фильтров UVBR приведена на рис.1. Максимум ее чувствительности близок к $\lambda_{эфф}$ полосы R (~ 0.70 мкм), но ширина полосы гораздо больше. Это обеспечило нам достаточно высокую точность

фотометрических измерений. В качестве звезды сравнения была использована звезда класса B8-B9 HD 52774 ($V=8^m.84$, $V-R=0^m.08$, $E_{B,V}=0^m.12$), отстоящая от HD 52721 на 9 угловых минут. Она была детально исследована в рамках майдаанакского фотометрического обзора (см. [10] и соответствующие ссылки).

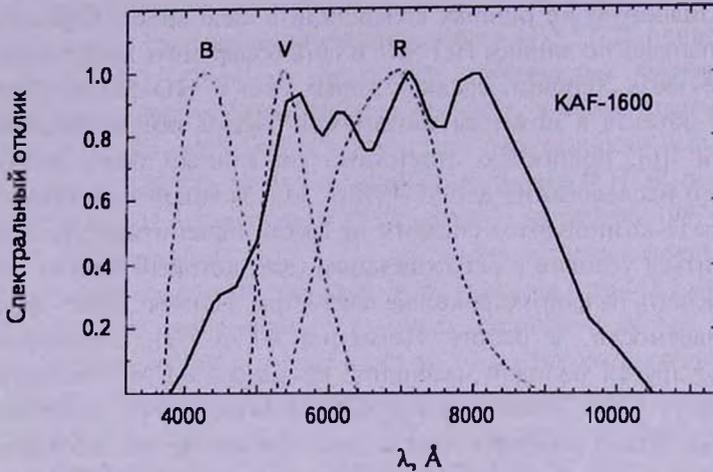


Рис.1. Спектральная кривая реакции ПЗС матрицы KAF-1600 в сравнении с кривыми пропускания фильтров BVR стандартной фотометрической системы Джонсона.

Всего с 7 по 28 марта 2010 г. в течение 11 наблюдательных ночей было сделано более 1100 измерений HD 52721 с временем экспозиции $t_{\text{эксп}} = 10^s$. Продолжительность фотометрического сета в течение каждой ночи составляла от 1 до 4 часов (в среднем 3 часа). Точность одного индивидуального измерения была в среднем $\pm 0^m.02$. Вся информация о фотометрических наблюдениях собрана в табл.1. На рис.2 показана кривая блеска объекта,

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Дата	Юлианская дата (JD2455200.0+...)		Число измерений
	Начало сета	Конец сета	
07.03.10	62.764	62.910	143
12.03.10	67.742	67.847	68
17.03.10	82.774	82.818	35
18.03.10	83.699	83.839	93
19.03.10	84.700	84.836	83
20.03.10	85.694	85.855	158
23.03.10	88.685	88.880	154
24.03.10	89.967	89.781	60
26.03.10	91.770	91.857	11
27.03.10	92.701	92.865	112
28.03.10	93.727	93.855	93

свернутая с $P = 1^d.610157$, соответствующим удвоенному $P = 0^d.805078$, взятому из работы [5]. Эпоха отсчета на данном этапе была выбрана произвольно. Результаты измерений, полученные в каждую наблюдательную ночь, отмечены на рисунке различными символами с соответствующими обозначениями даты наблюдений (например, "26" означает 26.03.2010). На рисунке ясно

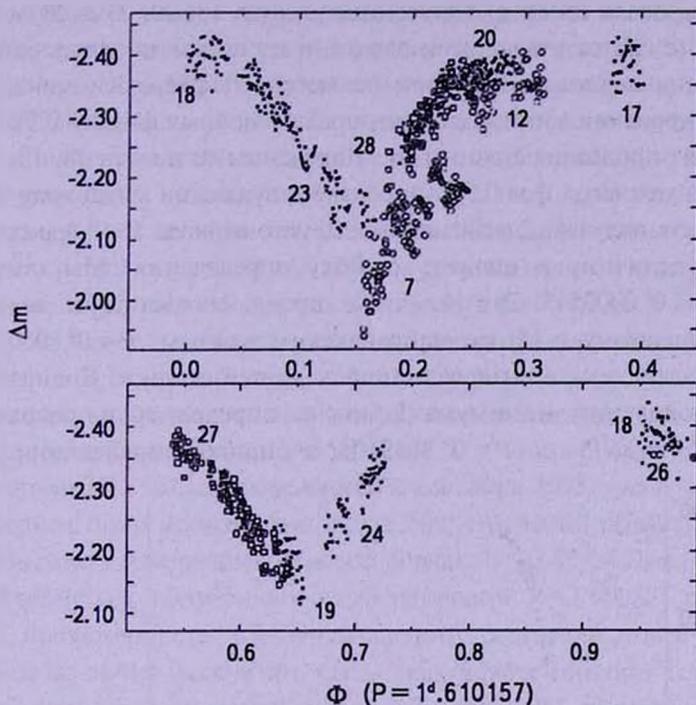


Рис.2. Фрагменты кривой блеска HD 52721, свернутой с фазой Φ периода $P = 1^d.610157$, опубликованного в [5]. Измерения, выполненные в разные ночи показаны разными символами, подписи к фрагментам обозначают дату в марте 2010г. Начальная дата при свертке была выбрана произвольно. Δm - это звездная величина объекта относительно звезды сравнения HD 52774.

видны два минимума блеска. Фрагменты кривой блеска, полученные в ночи 20, 23 и 28 марта, формируют профиль минимума на условной фазе 0.15 (называемой далее минимум I), в ночи 19, 24 и 27 - минимум II (на условной фазе 0.65), а в ночи 17, 18 и 26 марта - плато на уровне максимального блеска. Особняком выглядят фрагменты, соответствующие измерениям, сделанным в ночи 7 и 12. В ночь 7.03, фрагмент повторяет по наклону профиль восходящего крыла минимума I, но сдвинут на величину $0^m.145$ в сторону ослабления блеска. То же можно сказать и про ночь 12.03, но величина сдвига составляет $0^m.030$. Мы сделали предположение, что кроме циклических изменений блеска у объекта есть и более долгопериодическая (возможно, иррегулярная) переменность, которая и

проявила себя в ночи 7 и 12 марта в виде ослабления общего блеска. В пользу такого предположения свидетельствует большой разброс точек (до $0^m.10$) на фазовой кривой блеска HD 52721 из работы [5], построенной по майданакским данным, которые были получены за 10 лет. Этот разброс существенно превышает реальные ошибки измерений (до $0^m.01$).

Мы использовали данные, полученные в ночи 18, 20, 23 и 28, а также в ночи 7 и 12 (с соответствующими сдвигами по шкале звездных величин) для определения периода изменений по методу Лефлера-Кинмана [11] в области формирования минимума I (интервал условных фаз 0.0-0.5). Та же процедура была проделана с данными, полученными в ночи 18, 19, 24, 26 и 27 (интервал условных фаз 0.5-1.0), соответствующими минимуму II. Это дало возможность получить 2 значения ожидаемого периода $P \sim 0^d.8$, рассчитать его среднюю величину и оценить ошибку определения. Мы получили $P = 0^d.8049105 \pm 0^d.0002545$. Эта величина хорошо соответствует значению периода, полученному в [5] по майданакским данным: $P = 0^d.805079$, по величине попадающему в интервал ошибок нашей оценки. Сосчитанные нами даты появления минимума I можно определить из выражения $JD2455262.7459 \pm 2NP$, где $P = 0^d.8049105$, а ошибка определения эпохи

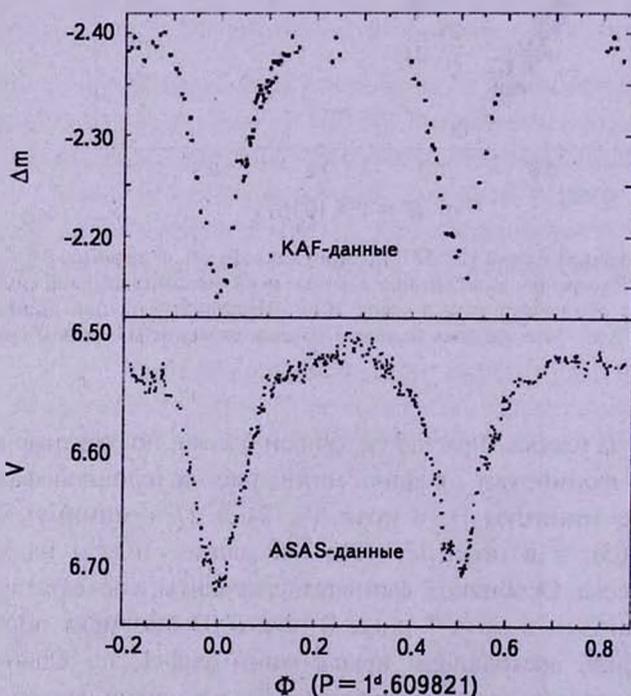


Рис.3. (вверху) Фазовая кривая блеска HD 52721, построенная по полученным нами фотометрическим данным. Фаза $\Phi=0$ соответствует моменту минимума I. Каждая точка на графике является результатом усреднения по 10 точкам с результирующей ошибкой $\sim \pm 0^m.007$. Внизу представлена та же кривая, построенная по данным ASAS, сглаженная по 10 точкам с ошибкой каждой точки $\sim \pm 0^m.01$.

составляет $\pm 0^d.0010$. Если в этом выражении заменить $2N$ на $2N+1$, то получится формула для расчета дат минимума II на кривой блеска.

Для того, чтобы сделать выбор между двумя моделями двойной системы, мы прежде всего попытались найти различия в профилях I-го и II-го минимумов на фазовой кривой. Если бы такие различия были обнаружены, то правильность модели двух горячих звезд-близнецов была бы доказана. На рис.3 (верхняя панель) представлена фазовая кривая блеска HD 52721, полученная из наших наблюдений и построенная в соответствии с нашей оценкой периода $P = 1^d.609821$ и начальной фазы. При ее построении был учтен систематический сдвиг данных по шкале звездных величин, наблюдавшийся в ночи 7 и 12. Чтобы уменьшить ширину шумовой дорожки было произведено усреднение всех измеренных величин по 10 точкам. Точность каждого усредненного значения составила в среднем $0^m.0007$. На рисунке видно, что точки на фазовой кривой не заполняют полностью всю область фаз от 0 до 1. Поэтому наших данных оказывается недостаточно для уверенного заключения об идентичности или различии профилей минимумов I и II.

Для того, чтобы решить этот принципиальный вопрос, мы дополнительно использовали базу данных ASAS [12]. Там мы обнаружили результаты фотометрии HD 52721, проведенной с сентября 2003г. по декабрь 2009г. За этот период было произведено около 500 измерений объекта в фильтре V, точность одного измерения составляла порядка $0^m.03-0^m.04$. Данные фотометрии были свернуты с полученным нами периодом $P = 1.609821$ суток. Так как общая протяженность ASAS-наблюдений составила более 6 лет, было невозможно точно рассчитать фазы всех измерений при той точности, с которой нами был определен период $P (\pm 0^d.0005)$, ошибка по фазе могла накопиться на уровне ± 0.10 . Поэтому весь временной интервал наблюдений был разбит на 6 последовательных этапов. Для каждого из них фазовая диаграмма была построена отдельно, а потом 6 диаграмм были совмещены, при этом ошибка привязки по фазе составила менее ± 0.01 . Для привязки даты минимумов ASAS данных к нашим, мы использовали ASAS данные, полученные на последнем этапе в 2009г.

На рис.3 (нижняя панель) приводится фазовая диаграмма, построенная на основе ASAS-фотометрии. Для уменьшения шумовой дорожки кривая была сглажена с окном в 10 точек. На ней хорошо видно, что минимумы I и II заметно отличаются как по глубине, так и по крыльям профиля, где в основном проявляется эффект эллипсоидальности компонент системы. Таким образом, можно сделать вывод, что именно $P \approx 1.610$ суток является орбитальным периодом системы. На последующих этапах нашего исследования HD 52721 мы предполагаем использовать полученные нами фотометрические данные, а также базу ASAS, для определения параметров системы. Однако предварительно мы хотели бы получить для этого объекта важную допол-

нительную информацию, которую может дать спектроскопия высокого разрешения. На данном этапе исследования мы использовали результаты нашей фотометрии только для точного вычисления моментов минимума блеска, необходимых для последующего анализа спектральных данных.

2.2. Спектроскопическое исследование. Спектральные наблюдения HD 52721 проводились с октября 2009г. по октябрь 2010г. на телескопе ЗТШ-2.6м в Крымской астрофизической обсерватории. Был использован кудэ-спектрограф ASP-14 и ПЗС-камера Andor IKON-L (2048 x 2048 пк). За 14 ночей было получено 54 спектра с разрешением $R \sim 25000$ в области линий $H\alpha$ ($\lambda 6562.82 \text{ \AA}$), HeI ($\lambda 6678.15 \text{ \AA}$) и дублета DNaI ($D_1: \lambda 5895.92 \text{ \AA}$ и $D_2: \lambda 5889.95 \text{ \AA}$). Ширина спектрального интервала для каждой линии составляла примерно 68 \AA .

Для первичной обработки данных наблюдений использовались пакеты программ CCDROCK и SPE, разработанные сотрудником КрАО С.Г.Сергеевым. Часть материала была также обработана с использованием программ ESO-MIDAS. Перечень всех полученных спектров HD 52721 приведен в табл.2.

Таблица 2

ПЕРЕЧЕНЬ ПОЛУЧЕННЫХ СПЕКТРОВ

Дата	Спектральная область	Юлианская дата на середину экспозиции (JD2455000+...)	Фаза фотометрического периода $P = 1^d.610$
1	2	3	4
24.10.09	HeI 6678	129.503	0.231
	$H\alpha$	129.535	0.251
	DNaI	129.558	0.265
	HeI 6678	129.590	0.285
	HeI 6678	129.611	0.298
	HeI 6678	129.632	0.311
25.10.09	HeI 6678	130.563	0.890
	$H\alpha$	130.585	0.903
	DNaI	130.614	0.921
	HeI 6678	130.632	0.933
29.10.09	HeI 6678	134.599	0.397
	HeI 6678	134.620	0.410
	HeI 6678	134.643	0.424
31.10.09	HeI 6678	136.527	0.595
	HeI 6678	136.548	0.608
	HeI 6678	136.574	0.624
	$H\alpha$	136.597	0.638
	DNaI	136.632	0.660
26.11.09	$H\alpha$	162.580	0.778
	HeI 6678	162.596	0.789

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4
01.12.09	HeI 6678	168.472	0.437
	HeI 6678	168.542	0.482
	HeI 6678	168.561	0.494
	HeI 6678	168.573	0.501
21.03.10	HeI 6678	277.235	0.000
	HeI 6678	277.256	0.014
	DNaI	277.319	0.053
22.03.10	HeI 6678	278.215	0.609
	HeI 6678	278.236	0.622
	DNaI	278.269	0.643
	H α	278.284	0.652
23.03.10	HeI 6678	279.219	0.233
	HeI 6678	279.242	0.247
	H α	279.262	0.260
	DNaI	279.289	0.276
25.03.10	H α	281.223	0.478
	HeI 6678	281.243	0.490
	HeI 6678	281.265	0.504
	DNaI	281.298	0.524
26.03.10	H α	282.218	0.096
	HeI 6678	282.235	0.106
	HeI 6678	282.256	0.120
	DNaI	282.285	0.138
28.03.10	H α	284.265	0.367
	HeI 6678	284.282	0.378
	HeI 6678	284.303	0.391
	DNaI	284.332	0.409
22.10.10	H α	492.521	0.734
	HeI 6678	492.544	0.748
	HeI 6678	492.563	0.760
	DNaI	492.583	0.791
23.10.10	H α	493.546	0.371
	HeI 6678	493.568	0.385
	HeI 6678	493.590	0.398

2.2.1. *Линии DNaI.* Спектры, содержащие линии дублета DNaI, были получены в разные сезоны наблюдений специально для того, чтобы проверить возможность перевода гелиоцентрических лучевых скоростей у всех остальных спектров в систему отсчета, связанную с самим объектом. Считается, что узкие абсорбционные компоненты дублета образуются в межзвездных (IS) облаках, расположенных в непосредственной близости от самой звезды и имеющих приблизительно ту же скорость собственного движения. Положения этих очень узких линий можно измерять с достаточно высокой точностью. Поэтому такой способ оценки скорости собственного

движения различных объектов применяется довольно часто.

Табл.3 содержит результаты наших измерений гелиоцентрических скоростей IS компонент DNaI. Ошибка измерения определялась из сравнения значений, полученных отдельно по линиям D_1 и D_2 . Мы получили величину $+31.1 \pm 0.5$ км/с, усредненную по всем данным, однако можно заметить ее

Таблица 3

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ УЗКИХ АБСОРБЦИОННЫХ (IS)
КОМПОНЕНТ ДУБЛЕТА DNaI

Дата	V_r (км/с)	$\pm \sigma$ (км/с)
24.10.09	+31.4	0.7
25.10.09	+32.6	0.9
31.10.09	+34.3	1.1
-----	-----	-----
21.03.10	+30.6	0.8
22.03.10	+30.3	0.5
23.03.10	+30.5	0.8
25.03.10	+29.6	0.3
26.03.10	+29.6	0.6
28.03.10	+29.1	0.6
-----	-----	-----
22.10.10	+32.6	0.6
Средняя величина	+31.1	0.5

изменения как от сезона к сезону, так и в пределах отдельных сезонов в X.09 и III.10 с амплитудой порядка 2-3 км/с. Так что, по всей видимости, этот метод определения скоростей собственного движения не является достаточно точным и может применяться только для приблизительных оценок. Это может быть связано с тем, что узкие DNaI линии формируются не только в IS среде, но и частично в облаках холодного газа в периферийных областях околозвездной оболочки.

2.2.2. *Линия Na*. Эмиссионная линия Na является самой яркой в спектре HD 52721. Она не такая интенсивная, как в спектрах других Ae/Be-звезд Хербига (не более $3F_5$ в максимуме интенсивности за весь полный сезон наблюдений), но при этом ее профиль имеет очень широкие крылья. Это создает определенные проблемы при построении ее нормированного профиля и, как следствие, при вычислении ее эквивалентной ширины. Обычно на спектрограммах до процедуры нормировки уровень континуума на участке спектра, содержащем линию, выглядит искривленным. Достаточно непросто отделить его кривую от влияния широких эмиссионных крыльев линии Na. В результате точность нормировки оказывается сниженной. В таких случаях часто проводят нормировку к так называемому квазиконтинууму, аппроксимируя уровень непрерывного спектра линейной функцией, проведенной через крайние

по длине волны точки спектрального участка, содержащего линию. Это, безусловно, снижает точность количественного анализа параметров $H\alpha$, но позволяет сделать некоторые заключения на качественном уровне.

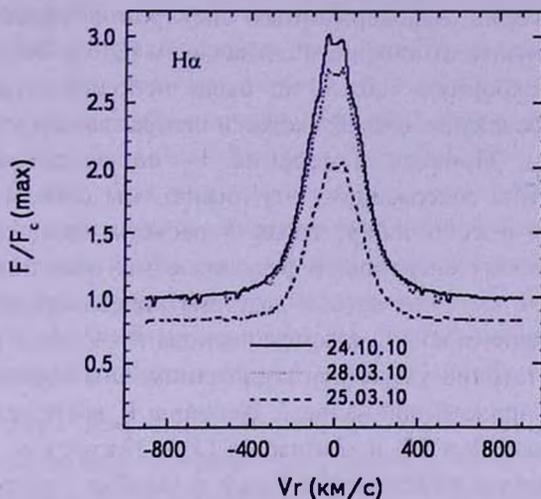


Рис.4. Типичные нормированные профили эмиссионной линии $H\alpha$, наблюдавшиеся в разные даты. При нормировке учитывался циклически изменяющийся уровень непрерывного спектра F_c . F_c (max) - это F_c в состоянии максимального блеска.

Именно такие профили приводятся на рис.4. На них учтены изменения уровня континуума, связанные с циклическим изменением блеска объекта. Линия имеет широкий одиночный профиль, слегка раздвоенный у самой вершины. Интересно отметить, что подобный профиль $H\alpha$ наблюдался и у другой массивной молодой звезды из того же комплекса звездообразования - HD 53367 [9] в моменты максимального блеска, когда ее газовая оболочка достаточно развита. Заметны сильные изменения интенсивности линии на временном масштабе в несколько дней. Нам не удалось найти значимой корреляции эквивалентной ширины эмиссионного профиля $H\alpha$ с фазой периода $P=1^d.610$, выявленного из фотометрических наблюдений.

Но есть один параметр наблюдаемого профиля $H\alpha$, который может быть вычислен достаточно точно. Это лучевая скорость центра тяжести эмиссионного профиля $H\alpha$, V_m , являющаяся одним из показателей асимметрии излучающей газовой оболочки. Мы измерили эти величины и даже смогли оценить точность измерений. Дело в том, что при наблюдениях объектов с эмиссионными линиями $H\alpha$ часто используется процедура, позволяющая убедиться, что наведение на нужный объект было произведено правильно. Для этого перед началом наблюдательного сета делается одна короткая экспозиция в области $H\alpha$ - примерно 5-10 мин (при длительности нормальной экспозиции 20-30 мин). При правильном наведении на недодер-

жанном спектре должны появиться следы $H\alpha$ -эмиссии. И уже после этого делается нормальная экспозиция. Такие пробные короткие экспозиции мы делали почти всегда, и поэтому в нашей коллекции полученных спектров есть и серия недодержанных спектров в области $H\alpha$ со сравнительно маленьким отношением сигнал/шум (S/N). Эти спектры не были включены в сборную табл.3, но были использованы нами для оценки точности определения лучевой скорости центра тяжести эмиссионного профиля $H\alpha$ (V_m). Проведя измерения V_m по недодержанному и нормальному спектру, содержащему эту линию, мы смогли рассчитать среднюю величину и ее ошибку, вводя в расчеты веса, связанные с уровнем S/N для обоих спектров. В результате мы получили среднюю ошибку $\sigma(V_m) = \pm 0.9$ км/с (от даты к дате она колебалась от 0.3 до 1.5 км/с), проверили зависимость V_m от фазы периода $P = 1^d.610$ и установили, что существует достаточно уверенная корреляция. Она хорошо видна на фазовой диаграмме, приведенной на рис.5. Величина V_m достигает максимума ($V_m = 29$ км/с) на фазе $\Phi = 0.7$ и минимума ($V_m = 22$ км/с) на фазе около $\Phi = 0.2$. При амплитуде изменений в 7 км/с и ошибке измерения одной точки 0.9 км/с результат может считаться вполне достоверным.

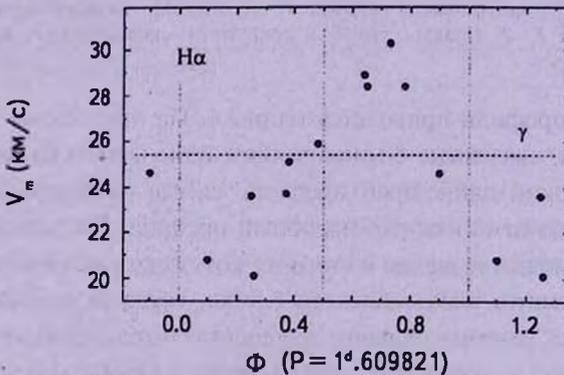


Рис.5. Корреляция скорости центра тяжести V_m эмиссионного профиля $H\alpha$ с фазой Φ фотометрического периода $P = 1^d.609821$. γ - скорость собственного движения центра масс системы. Средняя точность одного значения $V_m = \pm 0.9$ км/с.

Этот результат подтверждает вывод, сделанный нами на основе фотометрических данных, что именно период $P = 1^d.610$ должен быть принят как орбитальный период двойной системы. Но он оказывается также и достаточно неожиданным. Он свидетельствует о существовании осевой асимметрии околосредней оболочки, содержащей глобальную азимутальную неоднородность с единственной модой, вращающейся с периодом, совпадающим с орбитальным периодом системы. Но сама система, состоящая из двух близких по параметрам звезд, должна быть симметричной относительно плоскости, проходящей через внутреннюю

точку Лагранжа и перпендикулярной оси, соединяющей центры двух компонент системы. Наличие двух мод азимутальной неоднородности оболочки было бы более ожидаемым результатом.

По фазовой зависимости на рис.5 можно найти скорость центра тяжести оболочки, вращающейся вокруг системы с периодом $P = 1^d.610$ ($\gamma = 25.4$ км/с). Эту величину можно считать скоростью собственного движения центра тяжести системы. Интересно сопоставить ее с другими существующими оценками +31.1 км/с (по IS DNaI) и +21.7 км/с (база данных SIMBAD). Как мы уже отмечали, узкие линии DNaI могут формироваться не только в межзвездном пространстве, но и в удаленных частях околозвездной оболочки. Отсюда их наблюдаемая переменность и некоторое отличие от величины γ , определенной для центра масс системы. Наш результат, полученный по линии Na , нашел дальнейшее убедительное подтверждение при анализе спектров, включающих линию HeI 6678.

2.2.3. Линия HeI 6678. Линия HeI 6678 в спектрах обычных звезд является атмосферной абсорбционной линией, достигающей наибольшей глубины и эквивалентной ширины именно у звезд класса B2. У звезд с развитыми газовыми оболочками линия сильно искажена влиянием околозвездной среды, на ее профиле может появиться как эмиссия, заливающая атмосферный профиль, так и дополнительная глубокая абсорбционная компонента околозвездного происхождения.

На рис.6 и 7 представлены нормированные профили линии HeI 6678, наблюдавшиеся в разные даты на разных фазах фотометрического периода $P = 1^d.610$. Они были рассчитаны путем усреднения всех спектров в области этой линии, полученных в одну ночь. Уровень непрерывного спектра на рисунках проведен без учета его изменения вследствие циклической переменности блеска объекта. Благодаря тому, что в каждую ночь спектры в области HeI 6678 наблюдались по несколько раз (2-3 спектра), отношение S/N на усредненных профилях достигало величин от 150 до 300. Для сравнения на рисунках показаны также синтетические профили атмосферной линии HeI 6678, рассчитанные по программе Пискунова SYNTH+ROTATE [13] для модели: $T_{\text{эфф}} = 20000$ К и $\log g = 4.0$. Расчеты проводились для двух значений проекционной скорости вращения $v \sin i = 300$ и 400 км/с, охватывающих все опубликованные значения $v \sin i$ для этого объекта (см. обзор [1], а также базу данных SIMBAD).

На рис.6 и 7 все профили приводятся в порядке увеличения фазы периода $P = 1^d.610$. Вблизи фазы 0 (середины минимума I на кривой блеска) профили по ширине соответствуют теоретическому с $v \sin i = 400$ км/с. На них видны также два эмиссионных пика в области отрицательных и положительных скоростей, причем отношение $V/R > 1$. Профили разделяет узкое абсорбционное ядро, по глубине опускающееся ниже уровня

атмосферного синтетического профиля. На фазах 0.26–0.30 эмиссионные пики видны неотчетливо, профиль становится уже в крыльях (и соответствует модели атмосферы с $v \sin i = 300$ км/с), а абсорбционное центральное ядро увеличивается по глубине. На фазе около $\Phi = 0.40$ крылья профиля остаются такими же по ширине, снова появляются два эмиссионных пика, но уже примерно равные по интенсивности ($V/R \sim 1$). На фазе около $\Phi = 0.5 - 0.6$ крылья профиля опять становятся широкими (как на фазе $\Phi = 0.0 - 0.1$), но у эмиссионных профилей соотношение интенсивностей уже противоположное ($V/R < 1$). На фазе $\Phi = 0.75$ вид профилей такой же, как на $\Phi = 0.25$. Их крылья опять сужаются, эмиссионные пики уже мало заметны, а центральное ядро увеличивается по глубине.

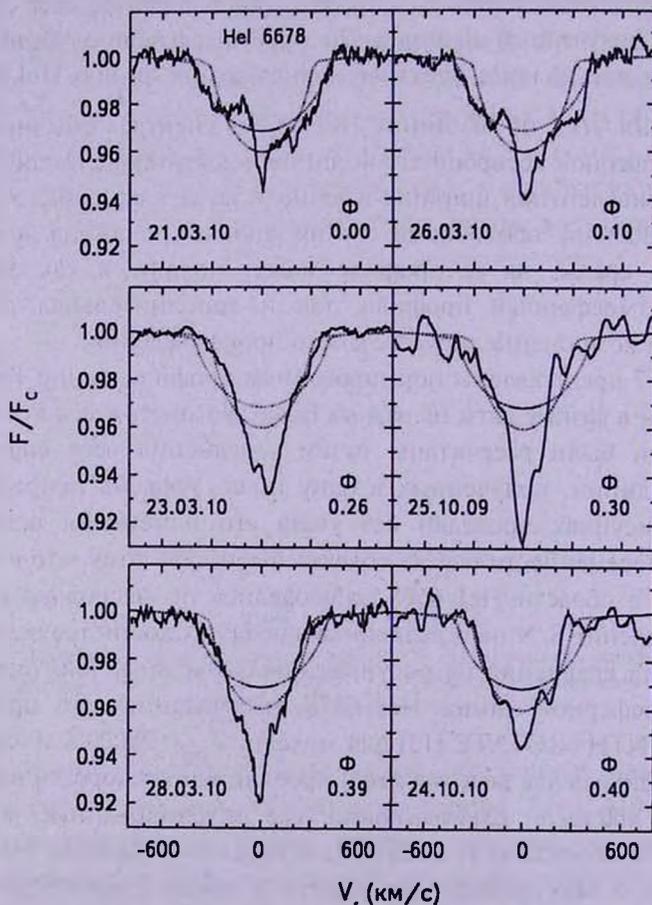


Рис.6. Изменения нормированного профиля линии Hel 6678, усредненного в каждую ночь наблюдений, с фазой Φ фотометрического периода $P = 1^d.609821$ в интервале фаз от 0 до 0.5 (область минимума I). Синтетические профили, рассчитанные для модели: $T_{\text{эфф}} = 20000$ К, $\log g = 4.0$ и $v \sin i = 300$ и 400 км/с, приведены для сравнения. Уровень F_c везде принят за 1 без учета его изменения при фотометрических затмениях. Отношение S/N для каждого усредненного профиля лежит в пределах от 150 до 300.

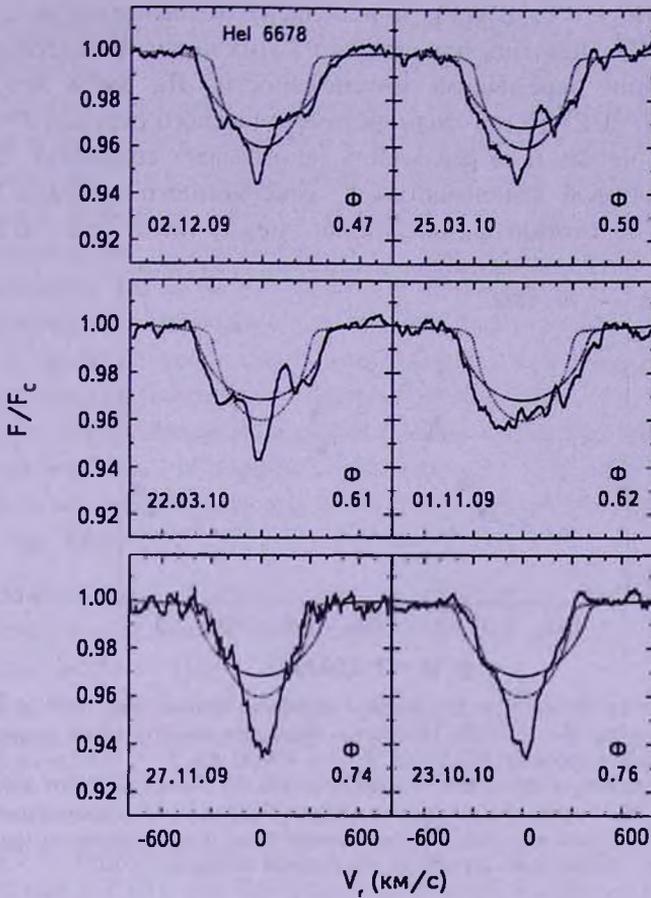


Рис.7. То же, что на рис.6, но для интервала фаз от 0.5 до 1.0 (область минимума II).

В целом всю наблюдающуюся переменность можно описать как комбинацию глубокой околозвездной абсорбционной компоненты (центральное ядро) и 2-х эмиссионных пиков переменной интенсивности и ширины. На фазах сразу после минимумов блеска ($\Phi = 0.00 - 0.10$ и $0.50 - 0.60$) оба эмиссионных пика интенсивные и узкие, а их положения сдвигаются к центру профиля. При этом крылья голубого и красного пиков пересекаются, и эмиссия заливает центральное ядро, оно становится мельче. На фазах максимума блеска ($\Phi = 0.26 - 0.30$ и около 0.75) ширины эмиссионных пиков увеличиваются, а их положения отодвигаются от центра профиля. Сами пики как бы размываются по голубому и красному крылу общего абсорбционного профиля, линия выглядит более узкой, зато центральное ядро становится глубже.

На количественном уровне наблюдаемая переменность, а именно, циклические изменения отношения V/R 2-х эмиссионных профилей, может быть описана в терминах отношения эквивалентной ширины половины

линии в области $V_r < 0$, $EW(V)$, и в области положительных лучевых скоростей, $EW(R)$. Понятно, что каждая из этих половин содержит свой эмиссионный пик переменной интенсивности. На рис.8 приведена зависимость $EW(V)/EW(R)$ от фазы фотометрического периода $P = 1^d.610$. Она достаточно четкая и ее реальность не вызывает сомнений. Если ее сопоставить с фазовой зависимостью $V_{\text{м}}$ эмиссионного профиля $\text{H}\alpha$, то можно увидеть некоторый фазовый сдвиг между ними ($\Delta\Phi \sim 0.20$).

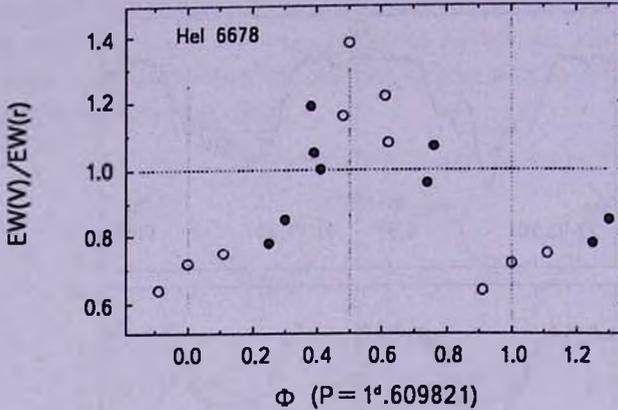


Рис.8. Корреляция показателя асимметрии профиля линии $\text{HeI } 6678$ с фазой Φ фотометрического периода $P = 1^d.609821$. Показатель определен как отношение эквивалентных ширин EW двух половин профиля: $EW(V)$ для $V_r < 0$ и $EW(R)$ для $V_r > 0$. Светлыми кружками помечены значения, соответствующие более широким профилям с менее глубоким центральным ядром, на которых четко видны два эмиссионных пика. Черные кружки соответствуют более узким и глубоким профилям, на которых эмиссионные пики плохо различимы (см. рис.6 и 7). Средняя точность определения показателя асимметрии составляет ± 0.02 .

3. *Обсуждение результатов.* Обнаруженная нами переменность параметров околозвездных линий и ее корреляция с фазой вращения двойной системы с предполагаемым периодом $P = 1^d.610$ свидетельствует о существовании взаимосвязи между системой и ее околозвездной оболочкой. В настоящее время преждевременно предлагать однозначную интерпретацию этого явления, полученных данных наблюдений пока для этого недостаточно. Мы можем только перечислить несколько возможных подходов, в рамках которых можно будет проводить дальнейшее исследование:

а) Модуляция параметров аккреционного потока из околозвездного диска вращением двойной системы. Возможность такого сценария должна быть подтверждена специальными теоретическими расчетами. Но даже если допустить, что параметры газа в основании аккреционного потока могут быть различными в зависимости от того, как по отношению к нему ориентирована вращающаяся система, трудно представить, чтобы два компонента системы, имеющие одинаковые параметры, влияли бы на аккрецируемый газ неодинаково. В случае этого сценария циклическая

переменность околозвездных линий с $P \sim 0^d.805$ была бы более вероятна.

б) Формирование глобальной азимутальной неоднородности оболочки, как результат локального истечения газа из системы в околозвездную среду. Это может быть проявлением магнитного поля особой асимметричной конфигурации. Такое локальное образование (типа струи), вращаясь вокруг системы с периодом, равным орбитальному, должно иметь изогнутую форму вследствие дифференциального вращения газа внутри струи. Если предположить, что во время первого затмения (фотометрический минимум I) истечение газа происходит из затмевающего компонента, то на фазе $\Phi = 0$ и сразу же после нее неоднородность будет двигаться в сторону наблюдателя, после второго затмения (минимум II) - в противоположную сторону, а в состоянии максимума блеска - поперек луча зрения.

Такая картина, в первом приближении, подтверждается данными спектральных наблюдений как в области эмиссионной линии $H\alpha$, так и линии HeI 6678.

4. *Заключение.* В этом разделе мы перечислим основные результаты, полученные в ходе нашего фотометрического и спектрального исследования Ве-звезды Хербига HD 52721.

- Фотометрия в интегральном свете, проведенная с использованием ПЗС-камеры с широкой полосой спектральной чувствительности, позволила построить с высокой точностью кривую блеска объекта, подтвердить наличие у него циклической переменности с периодом $P = 0^d.805$, обнаруженной ранее другими исследователями, и рассчитать моменты минимумов блеска с точностью $\pm 0^d.001$. Дополнительный анализ данных ASAS показал, что минимумы, повторяющиеся с этим периодом, отличаются друг от друга по форме, и что истинным периодом является удвоенный $P = 1.610$ суток.

- Анализ данных спектроскопии, проведенной с использованием спектрографа высокого разрешения ($R \sim 25000$) в области эмиссионных линий $H\alpha$ и HeI 6678, имеющей сильную околозвездную компоненту, позволил установить, что параметры этих линий показывают уверенную корреляцию с фазой фотометрического периода $P = 1^d.610$.

- Был сделан вывод, что наблюдаемая картина явлений может быть объяснена на качественном уровне, если предположить, что в оболочке объекта существует устойчивая азимутальная неоднородность, вращающаяся вокруг системы с периодом, совпадающим с орбитальным периодом системы. Такая неоднородность могла бы возникнуть при истечении вещества из системы в околозвездную оболочку в виде одной локальной струи. Природа подобного истечения будет предметом нашего дальнейшего исследования этого интересного объекта. Возможно, что причина появления осевой асимметрии оболочки связана с особенностями звездного магнетизма системы.

Хотелось бы подчеркнуть, что несмотря на то, что в ходе нашей

наблюдательной программы были получены новые интересные результаты, объект требует дальнейшего исследования. Во-первых, необходимо подтверждение того, что HD 52721 представляет собой двойную систему, состоящую из двух звезд-близнецов класса В2 на базе спектроскопии высокого разрешения в области атмосферных линий, свободных от околосредного искажения. Такие линии должны наблюдаться в области $\lambda\lambda 4000 - 5000 \text{ \AA}$. Тесные двойные системы, подобные HD 52721, должны быть синхронизованы, и мы можем ожидать циклических изменений профилей атмосферных линий, коррелирующих с фазой орбитального периода $P_{\text{орб}}$. На фазах максимального блеска, когда оба компонента системы расположены близко к картинной плоскости и движутся в разные стороны по отношению к наблюдателю, профиль атмосферной линии должен быть широким с искажениями в крыльях. При большем пространственном разнесении компонент он бы уже выглядел как профиль с двумя абсорбционными минимумами. На фазах затмения, когда обе звезды движутся ортогонально лучу зрения, ширина линии должна резко уменьшаться.

Кроме того, очень важным результатом было бы прямое измерение магнитного поля объекта, которое тоже может быть переменным с этим же периодом. Наконец, необходимо теоретическое исследование, которое смогло бы объяснить механизм возникновения глобальной азимутальной неоднородности в околосредной оболочке системы.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН №4 (проекты №2 и 3) и Программы "Ведущие научные школы" (грант № НШ-3645.2010.2). Авторы благодарят также сотрудников КРАО И.Ю.Алексеева, О.В.Козлову и Т.Н.Тарасову за помощь при наблюдениях на телескопе ЗТШ-2.6м, С.А.Ламзина и Н.Н.Самуся за полезные замечания.

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: pogodin@gao.spb.ru

² Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, e-mail: naum.rusomarov@gmail.ru

HD 52721 - A CLOSE BINARY SYSTEM AMONG HERBIG Ae/Be STARS

M.A. POGODIN¹, N.G. BESKROVNAYA¹, I.S. GUSEVA¹,
S.E. PAVLOVSKIY¹, N. RUSOMAROV²

We present results of photometric and high-resolution spectroscopic observations of the Herbig Be star HD 52721 obtained between October 2009

and October 2010. We confirm the cyclic character of photometric variability of HD 52721 with the period of $0^d.805$ revealed earlier by other investigators. Variability exhibits itself in a form of two minima on the light-curve, typical for eclipsing binaries and separated by $0^d.805$. ASAS data taken with a time span of 6 years (from September, 2003 till December, 2009) revealed a difference between two neighboring photometric minima thus showing that the real orbital period of the system should be twice this value ($1^d.610$). This is confirmed by our spectroscopic data. The gravity centre of the emission $H\alpha$ line and the profile of the HeI 6678 line with a developed circumstellar component demonstrate a clear correlation with the period of $1^d.610$. Apparently, HD 52721 is a close binary, containing two B2 stars with similar parameters. We assume that cyclic variations of circumstellar parameters can be connected with the presence of global azimuthal inhomogeneity rotating synchronously with system components.

Key words: *stars:binary system:circumstellar matter - individual: HD 52721*

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.R.E.Tjin A Djie, M.E. van den Ancker, P.F.C.Blondel et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc, **325**, 1441, 2001.
2. *U.Finkenzeller, R.Mundt*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **55**, 109, 1984.
3. *G.H.Herbig*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **4**, 337, 1960.
4. *J.J.Claria*, Astron. J., **79**, 1022, 1974.
5. *O.V.Ezhkova*, IBVS, **4693**, 1, 1999.
6. *F.Praderie, C.Catala, J.Czarny, H.R.E.Tjin A Djie*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **89**, 91, 1991.
7. ESA, the Hipparcos Catalogue, ESA SP-1200, 1997.
8. *P.Corporon, A.M.Lagrange*, Astron. Astrophys., **136**, 429, 1999.
9. *M.A.Pogodin, V.P.Malanushenko, O.V.Kozlova, T.N.Tarasova, G.A.P.Franco*, Astron. Astrophys., **452**, 551, 2006.
10. *O.V.Ежкова*, Исследование фотометрической и спектральной переменности избранных Ae/Be звезд Хербига. канд. дисс., Ташкент, 2000.
11. *J.Lafler, T.D.Kinman*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **11**, 216, 1965.
12. *G.Pojmanski*, Acta Astronomica, **52**, 397, 2002.
13. *N.E.Piskunov*, in: Stellar Magnetism, **92**, Nauka, St.Petersburg, 1992.

ПЕРИОДЫ ВРАЩЕНИЯ СР-ЗВЕЗД С РАЗНЫМИ
ВЕЛИЧИНАМИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ю. В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 28 декабря 2010

Принята к печати 16 марта 2011

На основании данных о средних поверхностных величинах магнитного поля B_s для химически пекулярных звезд исследована зависимость периодов вращения от магнитного поля. Для исключения влияния зависимости B_s от возраста звезд (за счет изменения радиуса) они были приведены к одинаковым относительным радиусам в полосе V класса светимости. Полученная зависимость с достаточной уверенностью описывается полиномом второй степени, причем она имеет максимум в районе периодов $P = 10$ дней. Сделано предположение, что зависимость отражает результаты сложения нескольких процессов, имевших место на ранних стадиях эволюции.

Ключевые слова: *звезды; магнитные звезды*

1. *Введение.* Проблема связи магнитного поля с вращением обсуждалась неоднократно. Например, в работах, поддерживающих механизм генерации магнитного поля у магнитных химически пекулярных звезд (СР), предполагается пропорциональность величины магнитного поля скорости вращения $B \propto \Omega$ [1,2]. Если поле имеет реликтовую природу, т.е. оно возникло при сжатии намагниченных межзвездных облаков во время образования звезды, то величины полей B и Ω не должны зависеть друг от друга. Известно, что магнитные СР-звезды имеют существенно меньшие скорости вращения, чем нормальные звезды и предложена гипотеза, предполагающая, что они потеряли момент вращения вследствие "магнитного" торможения. В таком случае должна наблюдаться зависимость $\Omega \propto 1/B$. Могут быть и другие эффекты, влияющие на магнитное поле и вращение. Зависимость между магнитным полем и вращением до конца не изучена.

2. *Предыдущие результаты.*

А. В работе [3] на основании измерений 16 звезд исследовалось соотношение между величиной среднего продольного эффективного магнитного поля B_e и скоростью вращения $\omega \sin i$. Вывод состоял в том, что быстро вращающиеся СР-звезды в среднем имеют меньшее поле, чем медленно вращающиеся. Таким образом, авторы предположили существование антикорреляции между величиной поля и скоростью вращения, что не

соответствует гипотезе динамо, реликта, но подходит гипотезе "магнитного" торможения. Однако надо отметить, что в данном случае использовался слишком скудный наблюдательный материал и брались величины среднего эффективного магнитного поля Be , хотя правильнее было бы использовать среднее поверхностное поле B_s .

В. В работах [4,5] для исследования аналогичных зависимостей использовались не Be , которые находятся под влиянием неопределенности угла наклона звезды i , а средние значения поверхностного магнитного поля B_s (70 звезд) и средние квадратические значения поля $\langle Be \rangle$ (200 звезд), которые точнее Be . Оказалось, что до $P=8^d$ поле растет, а затем уменьшается. Уменьшение поля прослежено до $P=40^d$. Такая форма зависимости противоречит гипотезе динамо, гипотезе реликтового поля, а также и гипотезе потери момента вращения с участием магнитного поля.

С. В работах [6,7] рассмотрены зависимости магнитного поля от периода вращения на основании модельных оценок B_s . К сожалению количество звезд невелико: для $P < 25^d$ было 19, а для $P > 25^d$ только 8. В первом случае линейная регрессия получилась с незначимым углом наклона

$$B_s = (9.52 \pm 3.64) - (0.18 \pm 0.32) \cdot P,$$

а во втором

$$B_s = (9.76 \pm 1.85) - (1.53 \pm 0.66) \cdot P.$$

Такая форма зависимости в левой части $P < 25^d$ не противоречит гипотезе реликта, но не соответствует гипотезе потери момента вращения с участием магнитного поля и гипотезе динамо в правой части $P > 25^d$. Таким образом не подтвердилась зависимость левой части графика варианта В для малых периодов, но подтвердилась правая часть [4,5] для больших периодов, хотя и недостаточно надежно. Не подтвердился также вывод работы А [3].

В работе [8] изучаемая зависимость уже была построена по данным, частично приведенным во втором столбце табл.1. Авторы этой работы предполагают наличие антикорреляции во всем диапазоне P , однако разброс точек велик и вывод ненадежен. Чтобы проверить, могло ли бы это следовать из возможной корреляции между эффективной температурой и периодом вращения, эти авторы отложили P против $(b - y)$ для звезд исследованной выборки. Из рассмотрения этого графика был сделан вывод, что период не зависит от температуры (такой же вывод был сделан в [8]).

Таким образом, в рассматриваемой работе [8] (рис.5) не подтверждается наличие прямой корреляции $B_s \propto P$ в диапазоне $P < 8^d$ (как в [6,7]), но подозревается обратная корреляция в диапазоне всех периодов.

Из всех звезд, которые приведены во втором столбце табл.1, только HD 208217 имеют двухволновую кривую изменения поля, в то время как все другие имеют только один минимум и один максимум за вращательный цикл. Это указывает на то, что поля всех этих звезд не соответствуют

центральному диполю. Действительно, при центральном диполе поле должно испытывать два максимума в моменты прохождения полюсов через центральный меридиан и два минимума при прохождении экваториальных областей. Это заключение такое же, какое получено в работе [9] при рассмотрении поля в других, более быстро вращающихся Ар-звезд. Это исследование подтверждает, что недостаток симметрии магнитного поля, который в прошлом подозревался только у некоторых, возможно исключительных объектов, на самом деле широко распространен [10]. Это еще раз подтверждает необходимость использования для статистических исследований средних величин B_s , выведенных из достаточно большого числа измерений, а также полученных из модельных расчетов. Именно такие данные мы попытались использовать в настоящем исследовании.

Д. В работе [11] зависимость $B_s - \log P$ была исправлена за влияние возрастного изменения поверхностного магнитного поля. Линия регрессии получилась следующей

$$B_s = (16526 \pm 3426) + (-2710 \pm 1220) \cdot \log P .$$

Таким образом, снова наметилась обратная корреляция во всем диапазоне периодов, но угол наклона недостаточно надежен, его величина находится в пределах 2σ . Полученная зависимость с значительной вероятностью противоречит гипотезам реликта и "магнитному" торможению СР-звезд.

3. *Новая зависимость $B_s - \log P$.* В табл.1 собраны все звезды, для которых известны периоды вращения и средние поверхностные (а не B_e) величины магнитного поля B_s . Во втором столбце приведены величины,

Таблица 1

ВЕЛИЧИНЫ СРЕДНЕГО ПОВЕРХНОСТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ B_s

HD	B_s , Гс[1]	B_s , Гс[2]	B_s , Гс [3]	Период, дней
1	2	3	4	5
2453	3737	3750		547
3360		294		5.4
4778		2600:		2.6
5737		3190:		21.6
9996	4831	5000:		8000
11503		1000:		1.6
12098		2450		5.5 [4]
12288	7879	8100		35
12447		782		1.5
14437	7665			13.4 [5]
18296		890:		29
19832		495:		0.7
21699		6150		2.5

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
22470		2350		1.9
24712		1250:		12.5
32633		12000		6.4
34452		1000:		2.5
35502		6500: [6]		1.7
37776		30000 [9]		1.5
40312		650		3.6
45583		16000:		1.2:
51684			6100	375 [3]
55719	6500			36.5
59435	3234			>1095 [8]
61468			6800	322 [3]
65339	12840	13250		8.0
70331	12312			2.0 [3]
75049		27430		4.0 [7]
81009	8301			34
93507	7154			550
94660	6175			6175:
110066	4095			4900/9800?
112185		330		5.1
112413		2600		5.5
115708		3850:		5.1
116114			5960	27.6 [3]
116458	4676	4650		148
119419		23000		2.6
124224		2200		0.5
126515	12322	13500		130
134214	3091			248
144897			9000	48.4 [3]
147010		12000:		3.9
166473			7000	4400 [3]
178892		17440		8.2[4]
137909	5499	5500		18.5
137949	4676			7.2
142070	4923			3.4
144897	9014			48
318107	13307			9.7 [6]
165474	6523			23.4?
166473	7649			4400 [6]
187474	5317	5500		2345:
188041	3663	3600		224
192678	4764	4700:		6.4
335238	8706			11.2
200311	8568	8500		52
201601	3845	3800:		25550:
208217	7957			8.4
215441	34000	34000		9.5
318107			15000	9.7 [6]

Примечания к таблице

1. *G.Mathys, S.Hubrig, J.D.Landstreet et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 123, 353, 1997.
2. Ю.В.Глаголевский, *Астрофиз. Бюлл.*, 2011 (в печати).
3. *J.D.Landstreet, G.Mathys*, *Astron. Astrophys.*, 359, 213, 2000.
4. *T.A.Ryabchikova, O.Kochukhov et al.*, *Astron. Astrophys.*, 445, L47, 2006.
5. *V.D.Bychkov, L.V.Bychkova, J.Madej*, *Astron. Astrophys.*, 430, 1143, 2005.
6. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, 53, 157, 2010.
7. *V.G.El'kin, G.Mathys, D.W.Kurtz et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 402, 1883, 2009.
8. *I.I.Romanyuk*, in "Magnetic fields of CP and related stars", ed. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, Moscow, 2000, p.18.
9. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, in *Magnetic fields across the HR diagram*, ASP Conf. Ser. V248, p.337, 2001.

Величины B_s из работы [3] сняты с графиков.

измеренные непосредственно из зеемановского расщепления спектральных линий. В третьем столбце находятся данные, полученные из моделей. Величины B_s с точками означают, что к звезде применялась модель центрального диполя вследствие малого числа измерений. Периоды вращения в четвертом столбце взяты в основном из каталога [12], они округлены до десятых долей. В тех случаях, когда B_s получены из непосредственных измерений, модельные величины не использовались. Приведенный список содержит больше объектов (56), чем в аналогичных работах, сделанных раньше, а модельные данные получены более надежным методом. Поэтому имеет смысл снова рассмотреть искомую зависимость. Она показана на

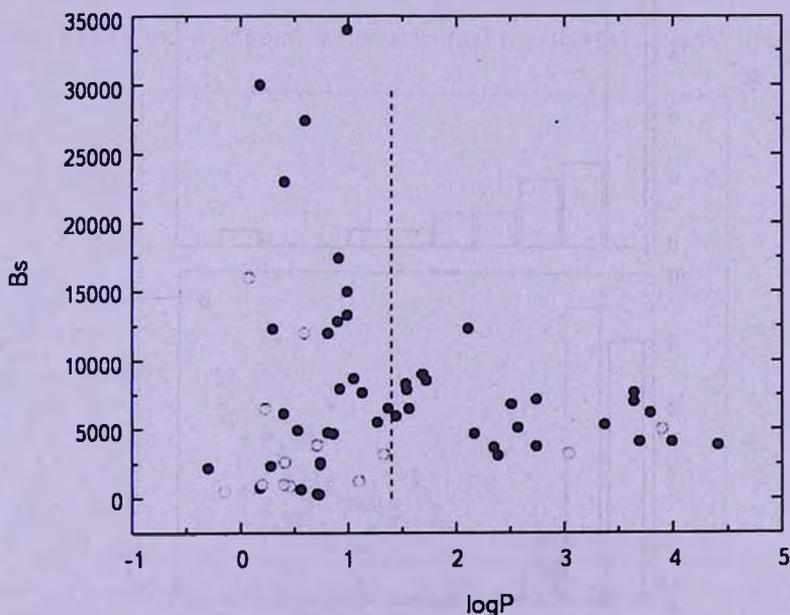


Рис.1. Связь между средним поверхностным магнитным полем B_s и периодом вращения. Черные точки - уверенные данные, белые - неточные данные. Вертикальная линия - граница между быстрыми ротаторами ($P < 25^d$) и медленными ротаторами ($P > 25^d$).

рис.1, где черными кружками обозначены надежные величины B_s , а белыми - приближенные (впрочем, не заметно, чтобы их положение как-то отличалось от остальных). Как и во всех предыдущих исследованиях заметна обратная корреляция, по крайней мере для звезд с $P > 25^d$ (граница - вертикальная линия), потому что она построена практически на основании прежних данных. Линейная регрессия

$$B_s = (10552 \pm 1695) - (1450 \pm 865) \cdot \log P$$

по-прежнему показывает не 100% уверенность угла наклона, величина его составляет около 2σ . Все величины B_s приняты равноточными. Левая часть зависимости, построенной в значительной мере по новым данным ($P < 25^d$), показывает отсутствие корреляции. Линейная регрессия для этой части зависимости получается следующей

$$B_s = (4614 \pm 221) - (4805 \pm 3625) \cdot \log P.$$

Этот результат подтвердил наш предыдущий вывод в [3]. На рис.2а и б показано распределение звезд по величине поля для быстрых и медленных ротаторов, соответственно. Очевидно, что различие в распределениях для рассматриваемой проблемы существенно. Недосток медленных ротаторов на рис.2б с величинами магнитного поля в диапазоне $B_s < 5$ кГс скорее

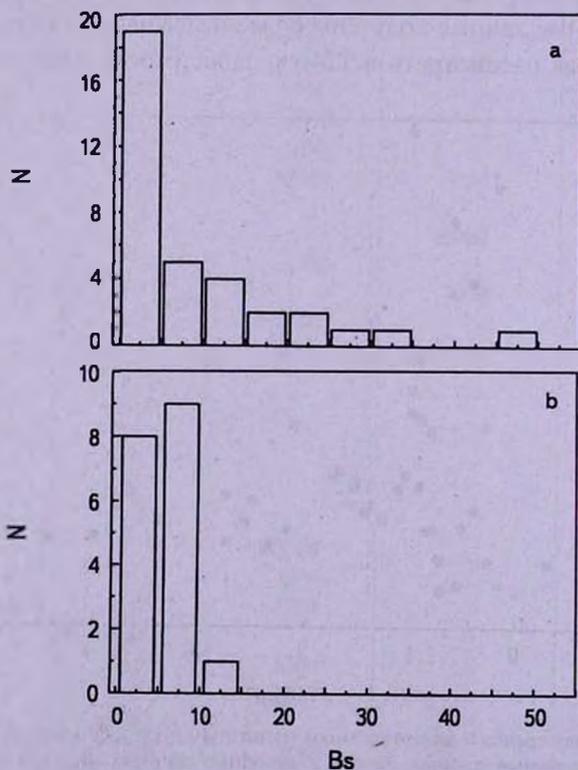


Рис.2. Распределение звезд по величине B_s . а) быстрые ротаторы, б) медленные ротаторы.

всего связан не с физикой магнитных звезд, а с недостаточной чувствительностью метода измерений, т.е. сказывается наблюдательная селекция. Если это так, то добавление звезд с малыми полями должно увеличить наклон зависимости $B_s - \log P$ на рис.1. Тогда обратная зависимость может оказаться более надежной.

Следует особо отметить, что магнитное поле B_s по мере эволюционного движения поперек полосы Главной последовательности уменьшается вследствие увеличения радиуса [13] по кубической зависимости. На рис.3 приведена зависимость $B_s - R/R_z$, где R/R_z - радиус звезды по отношению к ее радиусу на ZAMS. На верхней границе полосы Главной последовательности звезды имеют радиус в ~ 3 раза больше, чем на ZAMS. Однако полный магнитный поток сохраняется в течение всего времени жизни на Главной последовательности, как было показано в [13]. (На рис.3 кривой проведена средняя кубическая зависимость). Поэтому изучаемая зависимость на рис.1 искажена возрастными изменениями. Для учета этого эффекта измеренные величины B_s были приведены к одинаковому относительному радиусу $R/R_z = 1.3$, соответствующему последовательности V класса светимости, где звезды проводят значительную часть своей жизни, по методике, описанной в работе [14]. Оказалось (рис.4а), что линейная регрессия в случае исправленной зависимости имеет нулевой угол наклона

$$B_s = (8046 \pm 1377) - (9 \pm 726) \cdot \log P.$$

Хорошо видно, что в результате проведенной процедуры исчезло преобладание

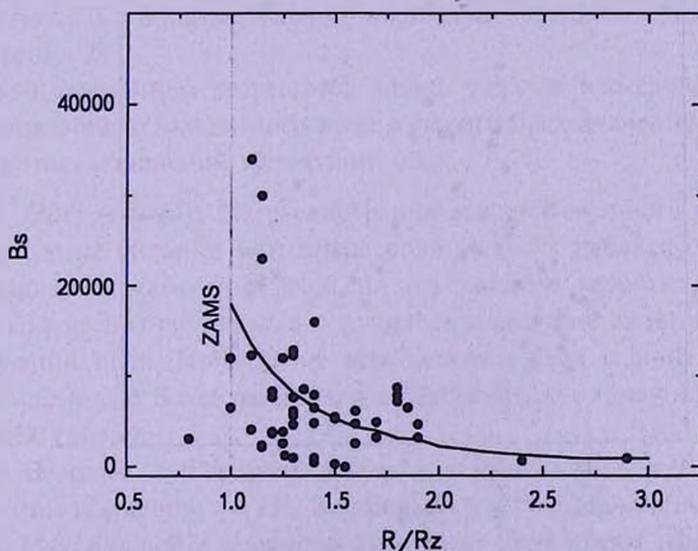


Рис.3. Зависимость величин поверхностного магнитного поля от относительного радиуса звезды R/R_z (R - радиус звезды в настоящее время, R_z - ее радиус на ZAMS)

звезд с экстремальными магнитными полями в левой части рис.1. Зависимость $B_s - \log P$ стала более равномерной, что не противоречит гипотезе реликта. Однако форма зависимости выглядит явно дугообразной. Это хорошо видно на рис.4b, где показана та же зависимость, но проведенная по скользящим средним величинам. Описание ее в виде полинома второй степени дает наименьшие ошибки коэффициентов. Такая зависимость приведена на рис.4a штриховой линией, а параметры полинома даны в табл.2.

$$B_s = A + B_1 \cdot \log P + B_2 \cdot (\log P)^2 .$$

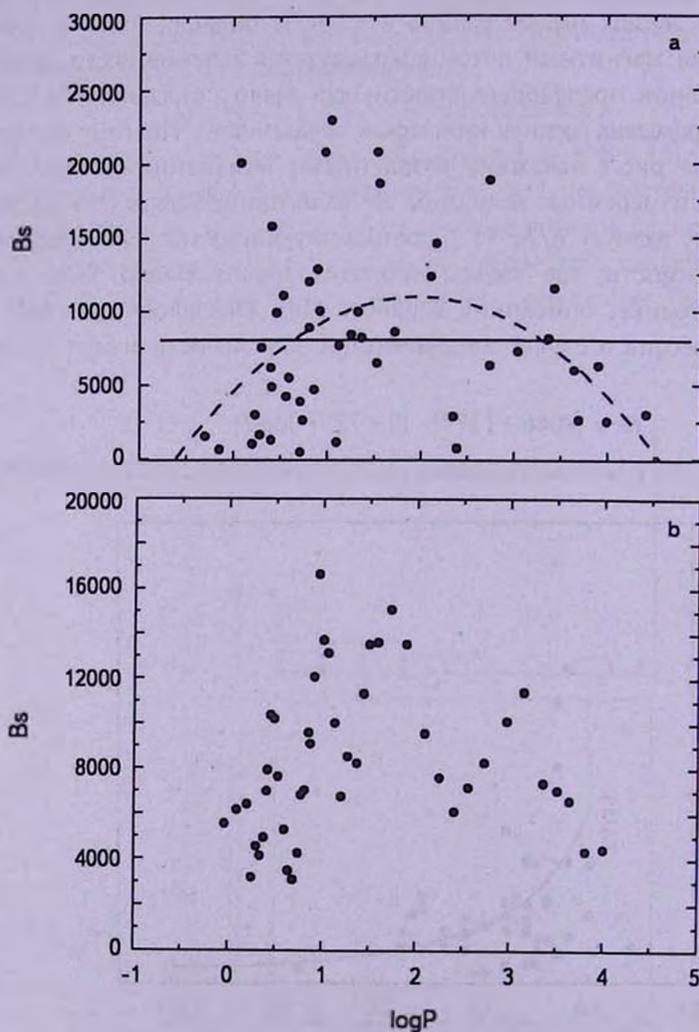


Рис.4. а - Связь между средним поверхностным магнитным полем B_s и периодом вращения после приведения B_s к моменту V класса светимости ($R/R_z = 1.3$). Прямая линия - линейная регрессия, штриховая линия - аппроксимация в виде полинома. б - то же, но точки получены методом скользящего среднего.

Ошибки параметров приближаются к 3σ , что показывает, что зависимость может быть реальной. Разброс точек вызван не только неточностью использованных данных, но и большим реальным разбросом величин магнитного поля.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ПОЛИНОМА

	Коэффициент	Ошибка
A	4578	1792 (2.56 σ)
B1	6480	2432 (2.66 σ)
B2	-1645	592 (2.79 σ)

Интересно изучить отдельно левую часть ($\log P < 1$) и правую часть ($\log P > 1$) исследуемой зависимости. Линейные регрессии левой и правой части, соответственно, получаются следующими

$$B_s = (4614 \pm 2214) + (4804 \pm 3629) \cdot \log P \quad (1.3\sigma),$$

$$B_s = (14431 \pm 3013) - (2269 \pm 1152) \cdot \log P \quad (1.97\sigma).$$

Ошибки выросли, вероятно, потому, что зависимости на самом деле не линейные и в каждой из них участвует меньшее количество точек. Результат подтверждает зависимость, описанную в пункте В, а максимум на $P = 10^d$ приходится на близкое полученное там значение. Можно предположить, что эта зависимость состоит из двух, направленных в противоположные стороны: одна соответствует прямой корреляции, другая обратной. Для подтверждения крайне необходимы дополнительные измерения B_s .

Из приведенных результатов видно, что при исследованиях разных зависимостей от магнитного поля в некоторых случаях необходим учет возрастных изменений магнитного поля.

4. *Обсуждение.* Из рассмотрения вышеизложенного следует:

1) Самые сильные магнитные поля на рис.1 наблюдаются у быстро вращающихся магнитных звезд, но это свойство, вероятно, не связано с физикой магнитных звезд, а получилось вследствие влияния возрастных изменений поля. Приведение всех величин поля к моменту V класса светимости дает более равномерное распределение точек на зависимости $B_s - \log P$ (рис.4).

2) Вероятно существуют заметные корреляции $B_s \propto P$ в диапазоне периодов вращения $P < 25^d$, а также $B_s \propto 1/P$ в диапазоне $P > 25^d$.

3) Максимальные величины магнитного поля имеют звезды в среднем $P = 10^d$, что примерно совпадает с максимумом на $P = 8^d$, найденным в [5,13].

4) Исправленная за возраст зависимость $B_s - \log P$, возможно, состоит из суммы, по крайней мере, двух: $B_s \propto P$ и $B_s \propto 1/P$, что приводит к появлению упомянутого максимума.

5) Использование новых более точных данных привело к более определенному представлению о взаимозависимости поля и вращения, однако для окончательного решения проблемы необходимы дополнительные измерения средних поверхностных величин магнитного поля B_s и более точные их коррекции за возраст.

Приведенные данные в принципе согласуются с гипотезой магнитного динамо, которая требует заметной обратной корреляции величины поля и периода вращения ($P > 6^d - 8^d$), но которая кажется слишком слабой. Кроме того, гипотеза динамо в настоящее время не поддерживается. Прямая корреляция между B_s и P может быть связана только с единственной в настоящее время гипотезой "магнитного" торможения ($P < 6^d - 8^c$). Если на самом деле природа магнитного поля реликтовая, то необходимо объяснить причину дугообразной формы зависимости $B_s - \log P$.

В работах [6,7] показано, что вероятность стать магнитной звездой больше у медленных ротаторов. Очевидно, что у медленных ротаторов больше вероятность сохранить начальное магнитное поле вследствие более стабильных атмосфер. В таком случае у звезд с большими периодами поле должно было быть больше, чем у звезд с малыми периодами. В работе [7] сделан вывод, что особенности формирования магнитных звезд и их свойств следует искать в начальных фазах их образования в зависимости от свойств протозвездных облаков. Следовательно, надо учитывать и этот фактор влияния на изучаемую зависимость. Наблюдаемая форма зависимости может быть суммой наложения нескольких факторов.

Наблюдаемая произвольность углов β между осью диполя и осью вращения противоречит динамо, но подтверждает преимущественное количество звезд с $\beta \sim 90^\circ$ [10].

Приведенные противоречия требуют дальнейших исследований, особенно связанных с уточнением рассмотренных зависимостей.

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

ROTATIONAL PERIODS OF CP-STARS WITH DIFFERENT MAGNETIC FIELD VALUES

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

The relation between rotational periods and magnetic fields has been investigated on the basis of the data on average surface magnetic field values for chemically peculiar stars. To exclude the influence of the dependence between the surface magnetic field B_s and the age of stars (due to the radius changing) they were reduced to equal relative radii in the V luminosity class band. With a sufficient confidence the obtained relation is described by a second degree polynom, and it has the maximum near period of 10 days. It has been made the assumption, that the relation is a result of combination of several processes, having a place at early stages of evolution.

Key words: *stars:magnetic stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *F.Krause, K.-H.Raedler*, in: *Solar Magnetic Fields*, ed. R.Hovard, Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, p.770, 1971.
2. *L.Mestel*, in: *IAU Coll. N 32 "Physics of Ap-stars"*, ed. W.Weiss, H.Jenker and C.Jaschek, Vienna Univ., p.1, 1975.
3. *J.D.Landstreet, E.F.Borra, I.R.D.Angel et al.*, *Astrophys. J.*, 201, 624, 1975.
4. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрофизика*, 22, 545, 1985.
5. *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, N.M.Chunakova*, in: *Upper main seq. stars with anomalous spectra*, Reidel Comp., p.33, 1986.
6. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрофизика*, 46, 399, 2003.
7. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрофизика*, 48, 229, 2005.
8. *G.Mathys, S.Hubrig, J.D.Landstreet et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 123, 353, 1997.
9. *G.Mathys*, in: *IAU Coll. No 138, Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*, 44, 232, 1993.
10. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрофиз. Бюлл.*, 2011 (в печати).
11. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрофизика*, 49, 251, 2006.
12. *F.A.Catalano, P.Renson*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 127, 421, 1998.
13. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрофизика*, 22, 545, 1985.
14. *Ю.В.Глаголевский, Е.Герт*, *Бюлл. САО*, 58, 17, 2005.
15. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрофизика*, 46, 399, 2003.

БИЛИНЕЙНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ УРАВНЕНИЯ
ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 7 февраля 2011

Показывается, что группа задач теории переноса излучения, сводящихся к задаче без источников, допускает класс интегралов, включающих квадратичные моменты интенсивности произвольно высоких порядков. На основе вариационного принципа делается вывод, что данные интегралы, к числу которых относится R -интеграл, являются следствием соответствующих законов сохранения. Некоторые результаты обобщаются на случай анизотропного рассеяния.

Ключевые слова: *теория переноса излучения; вариационный формализм, квадратичные, билинейные интегралы*

1. *Введение.* В работе Райбики [1] было показано, что уравнение переноса для монохроматического изотропного рассеяния в плоскопараллельной среде допускает класс интегралов, квадратичных по отношению к полю излучения. Интегралы, названные им Q - и R -интегралами, включали квадратичные моменты интенсивности соответственно нулевого и второго порядка. В дальнейшем в работах [2,3] были получены более общие, так называемые, билинейные интегралы, которые можно интерпретировать как соотношения, связывающие между собой поля излучения в двух различных задачах переноса. В последней из указанных работ было продемонстрировано, что билинейные интегралы можно вывести для данной задачи непосредственно, на основе несложных физических рассуждений. Единственным условием при этом является отсутствие зависимости коэффициента рассеяния λ от глубины в атмосфере. Там же была установлена связь существования подобных интегралов с принципом инвариантности Амбарцумяна [4,5]. Следует отметить, что аналогичные нелинейные интегралы допускают также задачи об определении статистических средних величин, описывающих процесс рассеяния, таких как, например, среднее число рассеяний и среднее время пребывания кванта в среде [6].

Для рассмотрения задач переноса излучения в работе [7] применялся вариационный формализм. Было показано, что наличие Q -интегралов отражает факт инвариантности уравнений переноса и соответствующих лагранжианов по отношению к трансляционному преобразованию

оптической глубины. По сути дела они представляют собой законы сохранения, аналогичные закону сохранения импульса в механике, получаемого при трансляционном преобразовании осей.

Вопрос о том, каким образом R -интегралы связаны с законами сохранения, до сих пор остается в тени. В данной работе мы покажем, что, как эти интегралы, так и целый ряд других нелинейных интегралов, включающих квадратичные моменты высоких порядков, могут быть получены из Q -интегралов в результате несложных, но часто громоздких преобразований. Помимо того, будут приведены некоторые более общие результаты, касающиеся применения вариационного принципа в случае анизотропного рассеяния.

2. *Вариационный принцип.* Здесь мы приведем некоторые необходимые сведения о вариационном формализме, развитом в [7] (см. также [8]). Для простоты ограничимся рассмотрением изотропного рассеяния монохроматического излучения в полубесконечной атмосфере. Для наглядности уравнения переноса запишем в терминах величины $P(\tau, \eta, \mu)$, представляющей собой вероятность того, что фотон, движущийся на глубине τ в направлении η , выйдет из среды под углом $\arccos \mu$ (углы отсчитываются от внешней нормали). Они имеют вид

$$\pm \eta \frac{dP(\tau, \pm \eta, \mu)}{d\tau} = -P(\tau, \pm \eta, \mu) + \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 P(\tau, \eta', \mu) d\eta'. \quad (1)$$

Совершенно очевидно, что при необходимости от величин P нетрудно перейти к соответствующим интенсивностям.

Из уравнений (1) получаем

$$\eta^2 \frac{d^2 \Phi}{d\tau^2} = \Phi(\tau, \eta, \mu) - \lambda \int_0^1 \Phi(\tau, \eta', \mu) d\eta', \quad (2)$$

где введено обозначение $\Phi(\tau, \eta, \mu) = P(\tau, +\eta, \mu) + P(\tau, -\eta, \mu)$.

Для плотности Лагранжиана L , соответствующего уравнению (2), имеем

$$L(\Phi, \Phi', \eta) = \Phi^2 + (\eta \Phi')^2 - 2\Phi U, \quad (3)$$

где

$$U(\tau, \mu) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \Phi(\tau, \eta', \mu) d\eta'. \quad (4)$$

Поскольку плотность Лагранжиана (3) не зависит явным образом от τ , то трансляция оптической глубины является преобразованием симметрии для системы (1) и потому допускает закон сохранения вида

$$\int_0^1 \left[L - \frac{\partial L}{\partial \Phi} \Phi' \right] d\eta = \text{const}, \quad (5)$$

который ввиду (3) принимает вид

$$\int_0^1 [\Phi^2(\tau, \eta, \mu) - \eta^2 \Phi'^2(\tau, \eta, \mu) - 2U(\tau, \mu)\Phi(\tau, \eta, \mu)] d\eta = \text{const} \quad (6)$$

или

$$\int_0^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau, -\zeta, \mu) d\zeta = \frac{\lambda}{4} \left(\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) d\zeta \right)^2 + \text{const} . \quad (7)$$

Для полубесконечной атмосферы $P(\tau, \pm \zeta, \mu) \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow \infty$, так что $\text{const} = 0$. Это соотношение, содержащее интеграл, квадратичный по отношению к полю излучения, является, по сути дела, аналогом Q -интеграла, полученного в [1]. Для этого же случая легко вывести более общее соотношение, если рассмотреть две проблемы, различающиеся друг от друга лишь значением параметра μ

$$\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau, -\zeta, \mu') d\zeta = \frac{\lambda}{2} \left(\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) d\zeta \right) \left(\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu') d\zeta \right). \quad (8)$$

Данное билинейное соотношение впервые было получено в [3] двумя путями, в частности, на основе несложных физических рассуждений. Наконец, к более общему результату можно прийти, если рассматривать две различные глубины ([2,7])

$$\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau', -\zeta, \mu') d\zeta = \frac{\lambda}{2} \left(\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) d\zeta \right) \left(\int_{-1}^1 P(\tau', \zeta, \mu') d\zeta \right). \quad (9)$$

Билинейные соотношения такого типа называются двуточечными. Соответственно, интегралы в левых частях (8) и (9) можно рассматривать как билинейные нулевые моменты функции P .

3. R - интеграл и интегралы, содержащие билинейные моменты высших порядков. В настоящем разделе мы покажем, что билинейные интегралы (8), (9) могут быть использованы для получения целого класса интегралов, содержащих моменты высших порядков, к которому принадлежит и R -интеграл.

Если положить в (9) $\tau = \tau' = 0$, то придем к уравнению, полученному Амбарцумяном для коэффициента отражения $\rho(\eta, \zeta)$ (ζ и η - косинусы углов падения и отражения, соответственно) на основе сформулированного им принципа инвариантности. Оно имеет вид

$$(\eta + \zeta)\rho(\eta, \zeta) = \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta)\varphi(\zeta), \quad (10)$$

где функция

$$\varphi(\eta) = 1 + \eta \int_0^1 \rho(\eta, \eta') d\eta' \quad (11)$$

есть функция Амбарцумяна. При написании (10) было учтено, что

$$P(0, \zeta, \mu) = \mu \rho(\zeta, \mu), \quad P(0, -\zeta, \mu) = \delta(\mu - \zeta), \quad (12)$$

где через δ обозначена δ -функция Дирака. Из соотношений (10) и (11) следует, что функция φ удовлетворяет следующему функциональному уравнению Амбарцумяна

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) \varphi(\eta')}{\eta + \eta'} d\eta'. \quad (13)$$

Из (13) для нулевого момента функцию φ нетрудно получить

$$\alpha_0 = \int_0^1 \varphi(\eta) d\eta = 2(1 - \sqrt{1 - \lambda})/\lambda. \quad (14)$$

Покажем теперь, что для получения двуточечного билинейного R -интеграла достаточно умножить обе части соотношения (10) на произведение $\eta \zeta P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau', \eta, \mu')$ и проинтегрировать по ζ и η в пределах от 0 до 1. Тогда, с учетом того, что

$$P(\tau, -\eta, \mu) = \int_0^1 P(\tau, \eta', \mu) \rho(\eta', \eta) \eta' d\eta', \quad (15)$$

слева будем иметь

$$\int_0^1 P(\tau, \zeta, \mu) \zeta d\zeta \int_0^1 (\eta + \zeta) \rho(\eta, \zeta) P(\tau', \zeta, \mu') \eta d\eta = \int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau', -\zeta, \mu') \zeta^2 d\zeta. \quad (16)$$

Для преобразования интегралов, получаемых справа, необходимо учесть соотношения (11), (14), (15). Тогда, например, для одного из указанных интегралов находим

$$\int_0^1 P(\tau, \zeta, \mu) \varphi(\zeta) \zeta d\zeta = \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda}} \int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) \zeta d\zeta, \quad (17)$$

с помощью которого приходим к требуемому результату

$$(1 - \lambda) \int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau', -\zeta, \mu') \zeta^2 d\zeta = \frac{\lambda}{2} \left(\int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) \zeta d\zeta \right) \left(\int_{-1}^1 P(\tau', \zeta, \mu') \zeta d\zeta \right). \quad (18)$$

При консервативном рассеянии, как и следовало ожидать, интегралы в правой части, характеризующие поток излучения, равны нулю.

Способ получения R -интеграла показывает, что его можно использовать и для нахождения целого ряда более общих интегралов, содержащих билинейные моменты более высоких порядков. Для этого необходимо умножить обе части соотношения (10) на $\eta^n \zeta^n P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau', \eta, \mu')$ ($n = 2, 3, \dots$) и произвести выкладки, аналогичные проделанным выше. Для иллюстрации приведем здесь окончательный результат для $n = 2$.

$$\begin{aligned} & (1 - \lambda) \int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) P(\tau', -\zeta, \mu') \zeta^4 d\zeta = \\ & = \frac{\lambda}{2} [U_1(\tau, \mu) U_3(\tau', \mu') + U_1(\tau', \mu') U_3(\tau, \mu) - U_2(\tau, \mu) U_2(\tau', \mu')], \end{aligned} \quad (19)$$

где введены следующие обозначения

$$U_1(\tau, \mu) = P_1(\tau, \mu), \quad U_2(\tau, \mu) = P_2(\tau, \mu) - \frac{\lambda}{2} \frac{\alpha_1}{\sqrt{1-\lambda}} P_1(\tau, \mu),$$

$$U_3(\tau, \mu) = P_3(\tau, \mu) - \frac{\lambda}{2} \frac{\alpha_1}{\sqrt{1-\lambda}} P_2(\tau, \mu) + \frac{\lambda}{2} \frac{1}{\sqrt{1-\lambda}} \left(\alpha_2 + \frac{\alpha_1^2}{\sqrt{1-\lambda}} \right) P_2(\tau, \mu), \quad (20)$$

$$P_n(\tau, \mu) = \int_{-1}^1 P(\tau, \zeta, \mu) \zeta^n d\zeta, \quad \text{и } \alpha_n - \text{ моменты функции } \varphi(\eta).$$

Таким образом, при отличном от нуля коэффициенте рассеяния данная задача допускает класс квадратичных и билинейных интегралов, вытекающих из закона сохранения (7). Вместе с тем, в работе [7] была определена группа так называемых RSF (reducible to the source-free) задач, решения которых, будучи связанными между собой, могут быть сведены к рассмотренной здесь задаче без источников. К данной группе относятся часто встречаемые в астрофизических приложениях задачи, в том числе, задача о диффузном отражении (и пропускании, в случае среды конечной толщины), задача Милна, а также задачи переноса излучения при экспоненциальном и полиномиальном законах распределения внутренних источников энергии. Для всех перечисленных задач применение вариационного принципа приводит к соответствующим квадратичным и билинейным интегралам, в том числе к интегралам, содержащим моменты высоких порядков. Например, для рассмотрения задачи о диффузном отражении следует лишь воспользоваться принципом обратимости оптических явлений и ввести величину $P^*(\tau, \mu, \eta)$ так, чтобы $P^* d\eta$ описывал вероятность того, что фотон, падающий на полубесконечную рассеивающую и поглощающую атмосферу в направлении μ , будет двигаться на глубине τ в интервале направлений $(\eta, \eta + d\eta)$ (углы здесь отсчитываются от внутренней нормали к границе среды). Закон симметрии для функции $P(\tau, \eta, \mu)$ позволяет написать

$$|\eta| P(\tau, \eta, \mu) = |\mu| P(\tau, -\eta, -\mu) = |\mu| P^*(\tau, \mu, \eta), \quad (21)$$

откуда для интенсивностей излучения в восходящем и нисходящем направлениях I^+ и I^- имеем

$$I^+(\tau, \eta, \mu) = P^*(\tau, \mu, -\eta)/\eta, \quad I^-(\tau, \eta, \mu) = P^*(\tau, \mu, \eta)/\eta. \quad (22)$$

Тогда, с учетом (18), (21) и (22), например, двуточечный R -интеграл для этой задачи запишется в виде

$$\begin{aligned} (1-\lambda) \int_0^1 [I^+(\tau, \eta, \mu) I^-(\tau', \eta, \mu') + I^+(\tau', \eta, \mu') I^-(\tau, \eta, \mu)] \eta^2 d\eta = \\ = 2\lambda H(\tau, \mu) H(\tau', \mu'), \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$H(\tau, \mu) = \frac{1}{2} \int_0^1 [I^+(\tau, \eta, \mu) - I^-(\tau, \eta, \mu)] \eta d\eta. \quad (24)$$

4. *Анизотропное рассеяние.* Учитывая условия существования закона сохранения (5), нетрудно заключить, что законы аналогичной формы можно написать и при других механизмах рассеяния. Для иллюстрации здесь мы рассмотрим общий случай анизотропного рассеяния. Обозначим через $\gamma(\eta, \eta')$ индикатрису рассеяния, осредненную по азимуту. Тогда, как несложно убедиться, уравнение (2) переписывается в виде

$$\eta^2 \frac{d^2 \Phi}{d\tau^2} = \Phi(\tau, \eta, \mu) - \lambda \int_0^1 \gamma(\eta, \eta') \Phi(\tau, \eta', \mu) d\eta'. \quad (25)$$

Очевидно, что соответствующий Лагранжиан будет иметь ту же форму (3) с той разницей, что теперь

$$U(\tau, \eta, \mu) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \gamma(\eta, \eta') \Phi(\tau, \eta', \mu) d\eta'. \quad (26)$$

С учетом этого сохраняет форму и формула (6), и потому в качестве аналога квадратичного интеграла (7) для полубесконечной атмосферы будем иметь

$$\int_0^1 P(\tau, \varsigma, \mu) P(\tau, -\varsigma, \mu) d\varsigma = \frac{\lambda}{4} \int_{-1}^1 P(\tau, \varsigma, \mu) d\varsigma \int_{-1}^1 \gamma(\varsigma, \varsigma') P(\tau, \varsigma', \mu) d\varsigma'. \quad (27)$$

Как это часто делается, разложим величины $\gamma(\eta, \eta')$ и $P(\tau, \eta, \mu)$ по полиномам Лежандра, обозначая последние через $\tilde{P}_k(\eta)$

$$\gamma(\eta, \eta') = \sum_{k=0}^{\infty} x_k \tilde{P}_k(\eta) \tilde{P}_k(\eta'), \quad P(\tau, \eta, \mu) = \sum_{k=0}^{\infty} P_k(\tau, \mu) \tilde{P}_k(\eta), \quad (28)$$

где

$$P_k(\tau, \mu) = \frac{2k+1}{2} \int_{-1}^1 P(\tau, \eta, \mu) \tilde{P}_k(\eta) d\eta, \quad (29)$$

а x_k совпадают с коэффициентами в разложении индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра. С учетом ортонормированности полиномов Лежандра из (27) получаем

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{P_k^2(\tau, \mu)}{2k+1} \left[(-1)^k - \frac{\lambda x_k}{2k+1} \right] = 0. \quad (30)$$

В случае изотропного рассеяния $x_k = \delta_{0k}$, где δ - символ Кронеккера, и вместо (26) имеем

$$(1-\lambda) P_0^2(\tau, \mu) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{2k+1} P_k^2(\tau, \mu) = 0. \quad (31)$$

Последние формулы могут представить интерес для численных расчетов. Наконец, выкладки, аналогичные проведенным при получении формулы (18), позволяют вывести R -интеграл и для данной задачи

$$(1-\lambda) \int_0^1 P(\tau, \varsigma, \mu) P(\tau, -\varsigma, \mu) \varsigma^2 d\varsigma = \frac{\lambda}{4} \int_{-1}^1 P(\tau, \varsigma, \mu) \varsigma d\varsigma \int_{-1}^1 \gamma(\varsigma, \varsigma') P(\tau, \varsigma', \mu) \varsigma' d\varsigma'. \quad (32)$$

В заключение остается заметить, что результаты работы без труда могут быть обобщены на случай рассеяния с перераспределением излучения по частотам.

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

BILINEAR INTEGRALS OF THE RADIATIVE TRANSFER EQUATION

A.G.NIKOGHOSSIAN

It is shown that the group of the problems of radiation transfer reducible to the source-free problem admits a class of integrals involving the arbitrarily high-order quadratic moments of intensity. On the base of variational principle, we concluded that these integrals including R -integral follow from the proper conservation laws. Some results are generalized to the case of non-isotropic scattering.

Key words: *radiative transfer theory:variational formalism:quadratic, bilinear integrals*

ЛИТЕРАТУРА

1. G.B.Rybicky, *Astrophys. J.*, **213**, 165, 1977.
2. В.В.Иванов, *Астрон. ж.*, **22**, 612, 1978.
3. A.G.Nikoghossian, *Astrophys. J.*, **483**, 849, 1997.
4. В.А.Амбарцумян, *ДАН СССР*, **38**, 257, 1943.
5. В.А.Амбарцумян, *Научные труды*, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
6. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **43**, 463, 2000.
7. A.G.Nikoghossian, *J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **61**, 345, 1999.
8. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **52**, 5, 2009.

О НАХОЖДЕНИИ ФУНКЦИЙ АМБАРЦУМЯНА
И ИХ НЕКОТОРЫХ АНАЛОГОВ

Э.Х.ДАНИЕЛЯН

Поступила 28 июля 2010

Принята к печати 16 марта 2011

Предлагаются новые способы нахождения функций Амбарцумяна для полупространства $-\varphi(\eta)$ и для конечного слоя $-\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$, а также для их аналогов при полном перераспределении по частотам $-X(z, \tau)$, $Y(z, \tau)$. При монохроматическом консервативном рассеянии достигнуты существенные упрощения. Помимо функций Амбарцумяна, получены также выражения для некоторых их угловых моментов непосредственно через базисные величины u^{\pm} . Для базисных функций получена система дифференциальных уравнений. Вместо классической системы нелинейных уравнений, для $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$, получена система уравнений, в которой отсутствуют характерные псевдосингулярности. Обсуждаются также некоторые аспекты численной реализации предлагаемого метода.

Ключевые слова: *теория переноса излучения; функции Амбарцумяна*

1. *Введение.* Хорошо известно, что фундаментальные функции $\varphi(\eta)$ - для полубесконечной среды и $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$ - для конечного слоя первоначально были введены Амбарцумяном в теорию переноса излучения более чем 60 лет назад [1]. Им было показано, что при изотропном рассеянии монохроматического излучения, решение задач диффузного отражения от полубесконечной среды и диффузного отражения-пропускания слоем конечной оптической толщины удается выразить, соответственно, через эти функции в виде простых алгебраических соотношений. Впоследствии, при рассмотрении задач с анизотропным рассеянием Чандрасекаром [2] были введены аналоги этих функций, удовлетворяющие уравнениям идентичной структуры и обозначенные им, соответственно, через H и X , Y . С тех пор в научной литературе, в особенности западной, последние начали называться "функциями Чандрасекара"; а обозначения H и X , Y - были распространены также на другие области теории, в частности, для задач с учетом частотного перераспределения, трехмерности геометрии и др. Последующие исследования выявили фундаментальную роль функций Амбарцумяна в различных задачах теории переноса, например, таких, как задачи с равномерно, полиномиально, или экспоненциально распределенными первичными источниками энергии, равно как и их комбинациями [3]. Более того, поскольку сами эти функции являются решением классической задачи о свечении среды под воздействием плоского

изотропно-излучающего источника на ее границе, то из сказанного следует, что поиск более эффективного определения функций Амбарцумяна и их аналогов и поныне является актуальной задачей. В связи с затрагиваемой темой невозможно не отметить большой вклад в разработку теории переноса и, в частности, в разрешение рассматриваемой проблемы Малликиным (см., напр., [4]). Именно ему в соавторстве с Карлстедом [5] удалось разработать замечательный алгоритм для нахождения X , Y - функций Чандрасекара (являющихся аналогами функций Амбарцумяна). Этот алгоритм был реализован для случая изотропного рассеяния, в результате чего были получены обширные шестизначные таблицы $\varphi(\eta, \tau)$ и $\psi(\eta, \tau)$ функций.

В работах автора [6-10] была разработана единая методика для непосредственного нахождения в явной замкнутой форме всех характеристик диффузного поля излучения в слое конечной оптической толщины посредством использования некоторых исходных функций $a(\eta, \tau)$ и $b(\eta, \tau)$. Эти функции, в известном смысле, являются альтернативой по отношению к вспомогательным функциям Амбарцумяна $\varphi(\eta, \tau)$ и $\psi(\eta, \tau)$ и тесно связаны с ними. Именно их применение при нахождении практически всех характеристик поля диффузного излучения (в том числе и самих функций φ и ψ) из явных выражений - вплоть до функции Грина - позволяет обходиться минимальным количеством интегрирований по угловой переменной (один-два). Альтернативные, они же исходные функции $a(\eta, \tau)$, $b(\eta, \tau)$, были определены в [6] посредством соотношений:

$$a(\eta, \tau) = 1 - \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\mu, \tau)}{\mu + \eta} d\mu \quad \text{и} \quad b(\eta, \tau) = \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\psi(\mu, \tau)}{\mu + \eta} d\mu, \quad (1)$$

для которых там же сначала была получена система линейных интегральных уравнений; затем их нахождение было сведено к численному решению двух отдельных, несингулярных быстросходящихся линейных интегральных уравнений для неких базисных универсальных функций $u^\pm(\eta, \tau)$ [7,8].

Основной целью настоящей работы является нахождение аналитических выражений для функций Амбарцумяна $\varphi(\eta, \tau)$ и $\psi(\eta, \tau)$ непосредственно через универсальные базисные величины u^\pm , численное нахождение которых не представляет затруднений. Показано, что при монохроматическом рассеянии для важного (с точки зрения астрофизических приложений) случая консервативного рассеяния ($\lambda = 1$) эти выражения особенно просты. Приводятся также явные выражения для неконсервативного рассеяния ($0 < \lambda < 1$), а также выражения для их некоторых угловых моментов. В конце статьи для аналогов функций Амбарцумяна, при учете так называемого полного перераспределения по частотам - $X(z, \tau)$ и $Y(z, \tau)$ - получены относительно простые аналитические выражения посредством, соответствующих рассматриваемому случаю, базисных функций $u^\pm(z, \tau)$. Причем, это упрощение имеет место для всех значений параметра λ , а не только при консервативном

рассеянии как в случае монохроматического излучения.

В наших исследованиях мы неоднократно затрагивали также тему, связанную с нахождением функции Амбарцумяна для полубесконечной среды - $\varphi(\eta)$ и ее аналогов. При этом были найдены новые уравнения, а также некоторые алгоритмы для ее численного нахождения. В свете последних исследований дальнейшее изучение этой темы представляется более актуальным, поскольку не только характеристики поля излучения в полубесконечной среде явным образом выражаются через нее (или ее аналоги), но и потому, что она входит в ядро интегрального уравнения для базисных функций u^\pm , посредством которых и можно относительно просто найти функции $a(\eta, \tau)$ и $b(\eta, \tau)$, а, следовательно, и любую характеристику поля излучения в конечном слое. Таким образом, ввиду важной роли функции Амбарцумяна для полубесконечной среды - $\varphi(\eta)$ в теории переноса излучения, считаем не лишним привести ниже некоторые известные, а также, полученные сравнительно недавно, сведения о ней.

2. Функция Амбарцумяна для полубесконечной среды - $\varphi(\eta)$.

Как известно, решение задачи диффузного отражения от полубесконечной среды, зависящее от двух угловых переменных, Амбарцумяном [1] было сведено к определению введенной им некой функции $\varphi(\eta)$, зависящей лишь от одной угловой переменной и параметра λ - вероятности выживания кванта при элементарном акте рассеяния. Эта функция оказалась весьма полезной при решении многих задач теории переноса излучения и удовлетворяет нелинейному интегральному уравнению Амбарцумяна:

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \varphi(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi(\mu)}{\mu + \eta} d\mu. \quad (2)$$

С использованием известного выражения для ее нулевого углового момента:

$$\varphi_0 = 2(1 - \sqrt{1 - \lambda})/\lambda,$$

уравнение (2) иногда удобно представить в следующем виде:

$$\sqrt{1 - \lambda} \varphi(\eta) = 1 - \frac{\lambda}{2} \varphi(\eta) \int_0^1 \frac{\mu \varphi(\mu)}{\mu + \eta} d\mu. \quad (3)$$

Из (2) легко также получить линейное интегральное уравнение Соболева (см., напр., [3]):

$$T(\eta) \varphi(\eta) - \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\mu)}{\mu - \eta} d\mu = 1, \quad (4)$$

откуда, с учетом (2), следует хорошо известное факторизационное соотношение:

$$T(\eta) = 1/\varphi(\eta)\varphi(-\eta) \quad \text{или} \quad T(\eta) = a(\eta)a(-\eta), \quad (5)$$

где величина $a(\eta) = a(\eta, \infty)$ - исходная функция для полубесконечной среды, которая в силу (1) и (2), очевидно, равна обратной величине от функции Амбарцумяна, т.е. $a(\eta) = 1/\varphi(\eta)$. Напомним, что функция $T(\eta)$ определена

всюду на действительной оси, кроме $|\eta| \leq 1$, четна, имеет два простых корня в $\pm 1/k$, $|k| \leq 1$ и определяется как:

$$T(\eta) = 1 - \frac{\lambda}{2} \eta \ln \frac{\eta+1}{\eta-1}. \quad (6)$$

В силу четности, ее, в частности, можно представить в виде:

$$2T(\eta) = h(\eta) + h(-\eta), \quad \text{где} \quad h(\eta) = 1 - \lambda \eta \ln \left(1 + \frac{1}{\eta} \right). \quad (7)$$

Функция $h(\eta)$, в отличие от $T(\eta)$, определена также на полуотрезке $[0; 1]$. Она имеет лишь один простой корень в $-1/k_1$ (в отрицательной области), $|k_1| \leq 1$ и будет еще встречаться нам в дальнейшем.

Для φ - функции известны также явные интегральные представления, полученные Фоком [11] и Малликиным [4], которые, однако, не совсем удобны для практических вычислений.

В работе [8] приводятся следующие два уравнения, первое из которых ранее другим способом было получено нами совместно с Андреасяном [12], а для частного случая $\lambda = 1$, - Буславским [13]:

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{C\eta}{\varphi(1/k)(1+k\eta)} + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{d\mu}{(\mu+\eta)R(\mu)\varphi(\mu)}, \quad (8)$$

$$h(\eta)\varphi(\eta) = 1 - \frac{C\eta}{\varphi(1/k)(1+k\eta)} h\left(\frac{1}{k}\right) - \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{h(\mu)d\mu}{(\mu+\eta)R(\mu)\varphi(\mu)}. \quad (9)$$

Здесь и ниже, как обычно, обозначено:

$$C = \frac{k(1-k^2)}{k^2-1+\lambda} \quad \text{и} \quad R(\mu) = \left(\frac{\lambda\pi\mu}{2} \right)^2 + \left(1 - \frac{\lambda}{2} \mu \ln \frac{1+\mu}{1-\mu} \right)^2, \quad (10)$$

а k - корень характеристического уравнения $\frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-k} = 1$.

При численном решении уравнений (8) и (9), методом последовательных приближений, скорость сходимости очень большая, если величина $\varphi(1/k)$, входящая в правые части этих уравнений, заранее известна. Если же ее вычислять параллельно с $\varphi(\eta)$, то скорость сходимости заметно падает. Поэтому ее целесообразно исключить, умножив (8) на $h(1/k)$ и складывая с (9). В результате приходим к следующему уравнению, свободному от этого недостатка:

$$\left[h\left(\frac{1}{k}\right) + h(\eta) \right] \varphi(\eta) = 1 + h\left(\frac{1}{k}\right) - \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{[h(\mu) - h(1/k)]d\mu}{(\mu+\eta)R(\mu)\varphi(\mu)}, \quad (11)$$

но значительно уступающему уравнению (2) в простоте, ввиду наличия функций $h(\eta)$ и $R(\mu)$. Что касается вычисления φ -функции непосредственно из уравнения (2), то в свое время выяснилось [1], что оно эффективно лишь для малых значений параметра λ . Для значений же близких к единице, итерационный процесс существенно замедляется, а при $\lambda = 1$

скорость сходимости практически равна нулю. Эта проблема была принципиально решена Амбарцумяном с помощью ряда изящных искусственных приемов. Однако процесс сходимости можно существенно ускорить, преобразуя уравнение Амбарцумяна следующим образом. Для этого умножим уравнение (3) на $\alpha\eta$ и сложим с (2). В результате получим уравнение:

$$(1 + \alpha\eta\sqrt{1 - \lambda})\varphi(\eta) = 1 + \alpha\eta + \frac{\lambda}{2}\eta\varphi(\eta)\int_0^1 \frac{(1 - \alpha\mu)}{(\mu + \eta)}\varphi(\mu)d\mu \quad (12)$$

и следующий алгоритм для конкретных расчетов:

$$\varphi^{(n+1)}(\eta) = \frac{\varphi^{(0)}(\eta)}{1 - \frac{\lambda}{2} \frac{\eta}{(1 + \alpha\eta\sqrt{1 - \lambda})} \int_0^1 \frac{(1 - \alpha\mu)}{(\mu + \eta)} \varphi^{(n)}(\mu) d\mu} \quad (13)$$

Здесь обозначено: $\varphi^{(n)}(\eta)$ - последовательные приближения к φ -функции, а нулевое приближение

$$\varphi^{(0)}(\eta) = \frac{1 + \alpha\eta}{1 + \alpha\eta\sqrt{1 - \lambda}} \quad (14)$$

Величина же α может быть как произвольной постоянной, так и функцией от λ и (или) η .

Из уравнения (12), в частности, при $\alpha = 0$ следует (естественно) уравнение Амбарцумяна (2), а при $\alpha = \alpha_c \equiv k/\sqrt{1 - \lambda}$ - модифицированное и переобозначенное уравнение, приводимое в [14] (см. формулу (31), с.152). Действительно, это уравнение в наших обозначениях можно записать в виде:

$$\varphi(\eta) = \frac{1 + \alpha_c\eta}{1 + k\eta} + \frac{\lambda}{2}\eta\varphi(\eta)\int_0^1 \frac{(1 - a_c\mu)}{(1 - k\mu)(\mu + \eta)}\varphi(\mu)d\mu, \quad (15)$$

которое после разложения подынтегрального выражения на простые дроби и использования легко доказуемого тождества:

$$\frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{(1 - a_c\mu)}{(1 - k\mu)} \varphi(\mu) d\mu \equiv 0,$$

совпадает с (12) при $\alpha = \alpha_c$, а потому уравнение (12) с большим основанием можно назвать "обобщенным уравнением Амбарцумяна-Кейза". Любопытно заметить, что для численного нахождения φ -функции из "обобщенного" уравнения (12), в отличие от (15), нет необходимости в предварительном знании величины $k = k(\lambda)$ - корня характеристического уравнения. Вместо величины α можно подставить конкретное число, что, вообще говоря, сказывается на скорости сходимости итерационного процесса. Расчеты, проведенные нами различными способами, показали, что при нахождении численных значений φ -функции с большой точностью и для всех значений параметра λ , лучшим из них является способ, основанный на использовании алгоритма (13). При этом, для параметра α необязательно брать значение α_c . Достигаемая точность не зависит от выбора значения параметра α , однако следует иметь в виду, что при этом число необходимых итераций

растет с его отклонением от α_c . Для конкретных расчетов можно брать любое число из области $1 \leq \alpha \leq 2$.

3. *Функции Амбарцумяна конечного слоя* - $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$ и *альтернативные к ним функции* - $a(\eta, \tau)$, $b(\eta, \tau)$. Как уже упоминалось выше, решения задач о нахождении коэффициентов отражения и пропускания конечным слоем, зависящих от двух угловых переменных, были сведены Амбарцумяном [1] к нахождению введенных им функций $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$, зависящих уже лишь от одной угловой переменной. Они удовлетворяют следующей системе нелинейных интегральных уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} \varphi(\eta, \tau) &= 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta, \tau)\varphi(\mu, \tau) - \psi(\eta, \tau)\psi(\mu, \tau)}{\mu + \eta} d\mu \end{aligned} \right. \quad (16)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \psi(\eta, \tau) &= e^{-\tau/\eta} + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta, \tau)\psi(\mu, \tau) - \psi(\eta, \tau)\varphi(\mu, \tau)}{\mu - \eta} d\mu, \end{aligned} \right. \quad (16a)$$

численное решение которой представляется затруднительным ввиду наличия так называемой "псевдосингулярности" в (16a), где под интегралом, при $\mu \rightarrow \eta$, появляется неопределенность типа 0:0, которую можно раскрыть лишь численно, что неизбежно приводит к потере точности вычислений. Впоследствии для этих функций Соболевым [15] была найдена система линейных сингулярных интегральных уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} T(\eta)\varphi(\eta, \tau) &= 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\mu, \tau)}{\mu - \eta} d\mu - e^{-\tau/\eta} \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\psi(\mu, \tau)}{\mu + \eta} d\mu \end{aligned} \right. \quad (17)$$

$$\left\{ \begin{aligned} T(\eta)\psi(\eta, \tau) &= e^{-\tau/\eta} \left(1 - \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\mu, \tau)}{\mu + \eta} d\mu \right) + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\psi(\mu, \tau)}{\mu - \eta} d\mu, \end{aligned} \right. \quad (17a)$$

численное решение (при этом аргумент под знаком логарифма в (6) следует брать по модулю, а интегралы Коши понимать в смысле их главных значений) которой вообще проблематично. В связи с этим, следует заметить, что вместо (16a) можно использовать уравнение, свободное от указанного выше недостатка, найденное нами в 90-х годах и, к сожалению, до сих пор не опубликованное:

$$\psi(\eta, \tau) = F(\tau, \eta) - \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta, \tau)\varphi(\mu, \tau) - \psi(\eta, \tau)\psi(\mu, \tau)}{\mu + \eta} \tilde{F}(\tau, \mu) d\mu. \quad (18)$$

Это уравнение можно получить из второго соотношения инвариантности Чандрасекара [2] или непосредственно из физических соображений, учитывая смысл функций F и \tilde{F} , обсуждаемый в [16]. Оно следует также из результатов работы [17], где впервые вводятся функции F и \tilde{F} . Их явные выражения посредством функции Амбарцумяна для полубесконечной среды - $\varphi(\eta)$ даются в [16], а в [18] - подробные таблицы этих функций. Итак, свободный член F и весовая функция \tilde{F} в (18) имеют вид:

$$F(\tau, \eta) = e^{-\tau/\eta} + \frac{C\eta(e^{-k\tau} - e^{-\tau/\eta})}{\varphi(1/k)(1 - k\eta)} + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{(e^{-\nu\mu} - e^{-\tau/\eta})}{R(\mu)\varphi(\mu)(\mu - \eta)} d\mu, \quad (19)$$

$$\tilde{F}(\tau, \eta) = \frac{C \eta e^{-k\tau}}{\varphi(1/k)(1+k\eta)} + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{e^{-\nu\mu}}{R(\mu)\varphi(\mu)(\mu+\eta)} d\mu. \quad (20)$$

Таким образом, уравнения (16) и (18) составляют систему несингулярных интегральных уравнений и позволяют в принципе численно находить функции Амбарцумяна. Следует особо подчеркнуть, что подынтегральные выражения в обоих уравнениях совпадают с точностью до множителя весовой функции \tilde{F} . На наш взгляд устранение псевдосингулярности в (16а), хотя бы ценой усложнения свободного члена (F вместо $e^{-\nu\eta}$) и появления весовой функции \tilde{F} в (18), все-таки представляет большой интерес с эвристической и математической точек зрения. Однако с прагматической точки зрения практическое использование несингулярной системы (16), (18) для расчета функций $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$ вряд ли можно рекомендовать по следующим причинам. Во-первых, приходится все-таки решать систему интегральных уравнений, причем, кроме $\varphi(\eta)$ -функции необходимо также предварительное нахождение функций F и \tilde{F} . И, наконец, для функций $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$ имеются интегральные представления посредством функций $a(\eta, \tau)$ и $b(\eta, \tau)$, нахождение которых не составляет особого труда. Прежде чем привести эти выражения, рассмотрим некоторые аналитические свойства рассматриваемых функций. Так, воспользовавшись определениями (1), уравнения (16), (16а) и (17), (17а) можно записать в компактной форме:

$$a(\eta, \tau)\varphi(\eta, \tau) + b(\eta, \tau)\psi(\eta, \tau) = 1, \quad (21)$$

$$a(-\eta, \tau)\psi(\eta, \tau) + b(-\eta, \tau)\varphi(\eta, \tau) = e^{-\nu\eta}, \quad (21a)$$

$$T(\eta)\varphi(\eta, \tau) = a(-\eta, \tau) - e^{-\nu\eta}b(\eta, \tau), \quad (22)$$

$$T(\eta)\psi(\eta, \tau) = e^{-\nu\eta}a(\eta, \tau) - b(-\eta, \tau). \quad (22a)$$

Теперь, исключая функции Амбарцумяна из этих соотношений, получим обобщение факторизационного соотношения (5) для полубесконечной среды на случай рассеяния излучения в среде конечной оптической толщины (см. также [19])

$$T(\eta) = a(\eta, \tau)a(-\eta, \tau) - b(\eta, \tau)b(-\eta, \tau), \quad (23)$$

свидетельствующее также об удачном выборе вспомогательных функций $a(\eta, \tau)$ и $b(\eta, \tau)$. Из последних равенств можно получить ряд полезных соотношений и связей между частными значениями и угловыми моментами исследуемых функций. Так, из (1), при $\eta \rightarrow \pm\infty$, получим:

$$a(\infty, \tau) = a(-\infty, \tau) = 1 - \frac{\lambda}{2} \varphi_0(\tau), \quad (24)$$

и

$$b(\infty, \tau) = b(-\infty, \tau) = \frac{\lambda}{2} \psi_0(\tau), \quad (25)$$

где $\varphi_0(\tau)$ и $\psi_0(\tau)$ - соответственно, нулевые угловые моменты функций $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$. Что касается значений φ и ψ - функций на минус бесконечности, то, воспользовавшись хорошо известными соотношениями, однозначно связывающие эти функции с резольвентной функцией Соболева:

$$\varphi(\eta, \tau) = 1 + \int_0^\tau e^{-t/\eta} \phi(t, \tau) dt \quad \text{и} \quad \psi(\eta, \tau) = e^{-\tau/\eta} + \int_0^\tau e^{-(\tau-t)/\eta} \phi(t, \tau) dt, \quad (26)$$

легко видеть, что:

$$\varphi(\infty, \tau) = \varphi(-\infty, \tau) = \psi(\infty, \tau) = \psi(-\infty, \tau). \quad (27)$$

Далее, из (21) или (21a), следует:

$$a(\infty, \tau) + b(\infty, \tau) = 1/\varphi(\infty, \tau), \quad (28)$$

а из "обобщенного факторизационного" соотношения (23), с учетом того, что $T(\infty) = 1 - \lambda$:

$$a^2(\infty, \tau) - b^2(\infty, \tau) = 1 - \lambda, \quad (29)$$

поэтому, очевидно, что:

$$a(\infty, \tau) - b(\infty, \tau) = (1 - \lambda)\varphi(\infty, \tau). \quad (30)$$

Таким образом, для пяти величин: $a(\infty, \tau)$, $b(\infty, \tau)$, $\varphi(\infty, \tau)$ и $\varphi_0(\tau)$, $\psi_0(\tau)$ - мы имеем четыре независимых соотношения: (24), (25) и (28), (30). На практике это означает, что достаточно каким-то образом найти лишь одну из них, поскольку остальные можно элементарно выразить через уже найденную величину.

Интегральные представления для функций φ и ψ посредством альтернативных функций, $a(\eta, \tau)$ и $b(\eta, \tau)$, приводимые нами в [7], можно также записать в виде:

$$\begin{aligned} \varphi(\eta, \tau) = & 1 + \frac{2}{\lambda k} C \left[a\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \rho_1\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) - b\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \sigma_1\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) \right] + \\ & + \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau) \rho_1(\tau, \eta, \mu) - b(\mu, \tau) \sigma_1(\tau, \eta, \mu)}{R(\mu)} d\mu, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \psi(\eta, \tau) = & e^{-\tau/\eta} + \frac{2}{\lambda k} C \left[a\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \sigma_1\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) - b\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \rho_1\left(\tau, \eta, \frac{1}{k}\right) \right] + \\ & + \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau) \sigma_1(\tau, \eta, \mu) - b(\mu, \tau) \rho_1(\tau, \eta, \mu)}{R(\mu)} d\mu, \end{aligned} \quad (32)$$

где величины $\rho_1(\tau, \eta, \mu) d\eta$ и $\sigma_1(\tau, \eta, \mu) d\eta$ имеют, соответственно, смысл вероятностей выхода кванта, падающего в направлении $\cos^{-1}\mu$ на рассеивающую среду оптической толщины τ , из верхней (отражение) или нижней (пропускание) границы слоя в направлении $\cos^{-1}\eta$ в телесном угле $2\pi d\eta$, совершив при этом точно одно рассеяние, т.е.:

$$\rho_1(\tau, \eta, \mu) = \frac{\lambda}{2} \eta \frac{1 - e^{-\tau(\mu+\eta)}}{\mu + \eta} \quad \text{и} \quad \sigma_1(\tau, \eta, \mu) = \frac{\lambda}{2} \eta \frac{e^{-\tau\mu} - e^{-\tau\eta}}{\mu - \eta}. \quad (33)$$

Заметим, что эти, а поэтому и выражения (31) и (32) с очевидностью удовлетворяют характерному соотношению, связывающему φ и ψ -функции для положительных и отрицательных значений углового аргумента:

$$\varphi(\eta, \tau) = e^{-\tau\eta} \psi(-\eta, \tau). \quad (34)$$

Функции $a(\eta, \tau)$ и $b(\eta, \tau)$ можно находить (см. [7]) посредством базисных функций $u^\pm(\eta, \tau)$ из следующих выражений:

$$\varphi(\eta) a(\eta, \tau) = \frac{u^+(\eta, \tau) + u^-(\eta, \tau)}{2} + C_1 \frac{|\beta^+(\tau)v^+(\eta, \tau) - \beta^-(\tau)v^-(\eta, \tau)|}{2}, \quad (35)$$

$$\varphi(\eta) b(\eta, \tau) = \frac{u^+(\eta, \tau) - u^-(\eta, \tau)}{2} + C_1 \frac{|\beta^+(\tau)v^+(\eta, \tau) + \beta^-(\tau)v^-(\eta, \tau)|}{2}, \quad (36)$$

в которых обозначено:

$$C_1 = \frac{C e^{-k\tau}}{\varphi(1/k)}, \quad \beta^\pm(\tau) = u^\pm\left(\frac{1}{k}, \tau\right) / \left[\varphi\left(\frac{1}{k}\right) \mp C_1 v^\pm\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \right]. \quad (37)$$

Базисные функции $u^\pm(\eta, \tau)$, являющиеся основой нашего рассмотрения, удовлетворяют (см. [7]) следующим линейным несингулярным интегральным уравнениям:

$$u^+(\eta, \tau) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{g(\mu, \tau) u^+(\mu, \tau)}{\mu + \eta} d\mu \quad \text{и} \quad u^-(\eta, \tau) = 1 - \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{g(\mu, \tau) u^-(\mu, \tau)}{\mu + \eta} d\mu, \quad (38)$$

где весовая функция

$$g(\mu, \tau) = e^{-\tau/\mu} / R(\mu) \varphi^2(\mu). \quad (39)$$

Что касается функций $v^\pm(\eta, \tau)$, входящих в (35)-(37), то они удовлетворяют уравнениям, аналогичным (38), но со свободным членом $-\eta/(1+k\eta)$ вместо единицы. Однако их удается найти, как это было показано в [8], посредством функций u^\pm из следующих простых алгебраических соотношений:

$$v^\pm(\eta, \tau) = \frac{\eta}{1 - k^2 \eta^2} \left[u^\mp(\eta, \tau) u^\pm\left(\frac{1}{k}, \tau\right) - k \eta u^\pm(\eta, \tau) u^\mp\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \right]. \quad (40)$$

Здесь очень важно заметить, что пара уравнений (38) - единственные интегральные уравнения, которые приходится решать численно; после чего нахождение не только функций Амбарцумяна, но и любой характеристики поля излучения в конечном слое, содержащем произвольные первичные источники (или освещенные извне), сводится к простым квадратурам и алгебраическим операциям (см. [10]).

Для базисных функций u^\pm можно получить также систему дифференциальных уравнений. Для этого продифференцируем (38) по τ и умножим на η . Далее, вычитая от u^\pm полученные равенства, после некоторых упрощений и с учетом того (см. [8]), что

$$u^+(\infty, \tau) u^-(\infty, \tau) = 1, \quad (41)$$

получим следующую систему дифференциальных уравнений для u^\pm :

$$\begin{cases} \eta \frac{du^+(\eta, \tau)}{d\tau} = \frac{u^+(\eta, \tau) - u^-(\eta, \tau)}{2} - \eta \alpha(\tau) u^+(\eta, \tau) \\ -\eta \frac{du^-(\eta, \tau)}{d\tau} = \frac{u^+(\eta, \tau) - u^-(\eta, \tau)}{2} - \eta \alpha(\tau) u^-(\eta, \tau) \end{cases}, \quad (42)$$

где:

$$\alpha(\tau) = \frac{\lambda}{4} \int_0^1 \frac{g(\mu, \tau)}{\mu} [u^+(\mu, \tau) + u^-(\mu, \tau)] d\mu. \quad (43)$$

Интегральные представления для функций Амбарцумяна в консервативном случае следуют из (31) и (32), после совершения в них предельного перехода $\lambda \rightarrow 1$ ($k \rightarrow 0$). Раскрывая неопределенность типа $\infty * 0$, возникшую во внеинтегральном члене, получим выражения:

$$\begin{aligned} \varphi(\eta, \tau) = 1 + \frac{3}{2} \eta \{ [1 - e^{-\tau/\eta}] [\varphi_1(\tau) - (\tau + \eta) \psi_0(\tau)] + \tau \psi_0(\tau) \} + \\ + \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau) \rho_1 - b(\mu, \tau) \sigma_1}{R(\mu)} d\mu, \end{aligned} \quad (44)$$

и

$$\begin{aligned} \psi(\eta, \tau) = e^{-\tau/\eta} + \frac{3}{2} \eta \{ [1 - e^{-\tau/\eta}] [\psi_1(\tau) + (\tau + \eta) \psi_0(\tau)] - \tau \psi_0(\tau) \} + \\ + \int_0^1 \frac{a(\mu, \tau) \sigma_1 - b(\mu, \tau) \rho_1}{R(\mu)} d\mu, \end{aligned} \quad (45)$$

в которые входят некоторые угловые моменты функций Амбарцумяна, определяемые в общем случае, как:

$$\varphi_n(\tau) = \int_0^1 \eta^n \varphi(\eta, \tau) d\eta \quad \text{и} \quad \psi_n(\tau) = \int_0^1 \eta^n \psi(\eta, \tau) d\eta, \quad (46)$$

а также величины ρ_1 и σ_1 , даваемые формулой (33) при $\lambda = 1$.

Выражения для a и b при чистом рассеянии, найденные в [7], особенно просты, а именно:

$$\varphi(\eta) a(\eta, \tau) = \frac{u^+(\eta, \tau) + u^-(\eta, \tau)}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} \eta \psi_0(\tau) \frac{u^-(\eta, \tau)}{u^-(\infty, \tau)}, \quad (47)$$

$$\varphi(\eta) b(\eta, \tau) = \frac{u^+(\eta, \tau) - u^-(\eta, \tau)}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} \eta \psi_0(\tau) \frac{u^-(\eta, \tau)}{u^-(\infty, \tau)}. \quad (48)$$

Там же приводилось соотношение для нулевого момента ψ_0 , посредством базисных функций. С учетом (41) (для любых $\tau \geq 0$), его можно записать в виде:

$$\frac{2}{\sqrt{3} \psi_0(\tau)} = u^-(\infty, \tau) [2q(\infty) + \tau] - \int_0^1 g(\mu, \tau) u^-(\mu, \tau) \mu d\mu. \quad (49)$$

Здесь $q(\infty)$ - значение функции Хопфа на бесконечности ($=0.710446089598763...$).

Из формул (47) и (48) следует, в частности, что равенство

$$\varphi(\eta)[a(\eta, \tau) - b(\eta, \tau)] = u^-(\eta, \tau) \quad (50)$$

(при $\lambda = 1$) имеет место для любых $\tau > 0$ (в работе [8] этот результат приводится лишь для $\tau = 0$). Теперь, складывая выражения (44) и (45) и, воспользовавшись последним результатом, для суммы функций Амбарцумяна, обозначенной через $\Omega(\eta, \tau)$, получим:

$$\Omega(\eta, \tau) = 1 + e^{-\nu/\eta} + \frac{3}{2}\eta(1 - e^{-\nu/\eta})[\varphi_1(\tau) + \psi_1(\tau)] + \int_0^1 \frac{(\rho_1 + \sigma_1)}{R(\mu)\varphi(\mu)} u^-(\mu, \tau) d\mu. \quad (51)$$

Сумму первых моментов функций Амбарцумяна, необходимую для расчета самих функций, можно сразу найти из (50), совершив в нем предельный переход $\eta \rightarrow \infty$. Опуская несложные выкладки, приведем окончательный результат:

$$\varphi_1(\tau) + \psi_1(\tau) = \frac{2}{\sqrt{3}} u^-(\infty, \tau). \quad (52)$$

Итак, функции Амбарцумяна можно найти из следующей системы линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} \varphi + \psi = \Omega \\ a\varphi + b\psi = 1. \end{cases} \quad (53)$$

Определитель этой системы $\Delta = a(\eta, \tau) - b(\eta, \tau)$, при конечных значениях аргументов, отличен от нуля, поэтому для функций Амбарцумяна окончательно получим следующие явные выражения посредством базисных функций:

$$u^-(\eta, \tau)\varphi(\eta, \tau) = \varphi(\eta) - \Omega(\eta, \tau) \left[\frac{u^+(\eta, \tau) - u^-(\eta, \tau)}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} \eta \psi_0(\tau) \frac{u^-(\eta, \tau)}{u^-(\infty, \tau)} \right], \quad (54)$$

и

$$u^-(\eta, \tau)\psi(\eta, \tau) = \Omega(\eta, \tau) \left[\frac{u^+(\eta, \tau) + u^-(\eta, \tau)}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2} \eta \psi_0(\tau) \frac{u^-(\eta, \tau)}{u^-(\infty, \tau)} \right] - \varphi(\eta). \quad (55)$$

4. *Угловые моменты функций Амбарцумяна.* Нахождение угловых моментов функций Амбарцумяна $\varphi_n(\tau)$ и $\psi_n(\tau)$ несомненно представляет большой самостоятельный интерес, поскольку с их помощью, в частности, можно находить такие интегральные характеристики поля излучения, как планетное альbedo и др. Тривиальный способ их нахождения состоит в использовании формул (46), если известны сами функции $\varphi(\eta, \tau)$ и $\psi(\eta, \tau)$. Однако поскольку нахождение базисных функций $u^+(\eta, \tau)$ и $u^-(\eta, \tau)$, по сравнению с нахождением функций Амбарцумяна, намного легче, то имеет смысл и угловые моменты последних попытаться каким-то образом выразить через базисные величины. Для этого воспользуемся формулами (35) и (36), устремив в них η к бесконечности. Тогда, с учетом того, что $\varphi(\infty) = 1/\sqrt{1-\lambda}$ и, группируя относительно величин $u^+(\infty, \tau)$ и $u^-(\infty, \tau)$, получим:

$$\frac{2}{\sqrt{1-\lambda}} a(\infty, \tau) = u^+(\infty, \tau) \left[1 + \frac{C_1}{k} \beta^+(\tau) u^-\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \right] + u^-(\infty, \tau) \left[1 - \frac{C_1}{k} \beta^-(\tau) u^+\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \right] \quad (56)$$

и

$$\frac{2}{\sqrt{1-\lambda}} b(\infty, \tau) = u^+(\infty, \tau) \left[1 + \frac{C_1}{k} \beta^+(\tau) u^-\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \right] - u^-(\infty, \tau) \left[1 - \frac{C_1}{k} \beta^-(\tau) u^+\left(\frac{1}{k}, \tau\right) \right]. \quad (57)$$

Здесь мы использовали также, следующее из (40), соотношение:

$$k v^{\pm}(\infty, \tau) = u^{\pm}(\infty, \tau) u^{\mp}\left(\frac{1}{k}, \tau\right). \quad (58)$$

Выражения для величин $v^{\pm}(1/k, \tau)$ (см. формулы (18) и (19) работы [8]), входящие в (37), можно записать в виде:

$$2k v^{\pm}\left(\frac{1}{k}, \tau\right) = u^{\pm}\left(\frac{1}{k}, \tau\right) u^{\mp}\left(\frac{1}{k}, \tau\right) [1 \pm k \delta(\tau)], \quad (59)$$

где обозначено:

$$\delta(\tau) = \frac{u_k^+(\tau)}{u^+(1/k, \tau)} + \frac{u_k^-(\tau)}{u^-(1/k, \tau)}, \quad \text{а} \quad u_k^{\pm}(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{g(\mu, \tau) u^{\pm}(\mu, \tau)}{(1+k\mu)^2} \mu d\mu. \quad (60)$$

Далее, после некоторых упрощений и с учетом (41), вместо (56) и (57), получим:

$$2a(\infty, \tau) = \sqrt{1-\lambda} \left[\varepsilon(\tau) + \frac{1}{\varepsilon(\tau)} \right], \quad (61)$$

и

$$2b(\infty, \tau) = \sqrt{1-\lambda} \left[\varepsilon(\tau) - \frac{1}{\varepsilon(\tau)} \right], \quad (62)$$

где обозначено:

$$\varepsilon(\tau) = u^+(\infty, \tau) \frac{1 + \gamma(\tau) [1 - k \delta(\tau)]}{1 - \gamma(\tau) [1 + k \delta(\tau)]} \quad \text{и} \quad \gamma(\tau) = \frac{C e^{-k\tau}}{2k\varphi^2(1/k)} u^+\left(\frac{1}{k}, \tau\right) u^-\left(\frac{1}{k}, \tau\right). \quad (63)$$

С учетом же (24) и (25), для нулевых моментов функций Амбарцумяна, получим:

$$\lambda\varphi_0(\tau) = 2 - \sqrt{1-\lambda} \left[\varepsilon(\tau) + \frac{1}{\varepsilon(\tau)} \right], \quad (64)$$

и

$$\lambda\psi_0(\tau) = \sqrt{1-\lambda} \left[\varepsilon(\tau) - \frac{1}{\varepsilon(\tau)} \right]. \quad (65)$$

С другой стороны их, с помощью (28) и (30), можно выразить через значение функции Амбарцумяна на бесконечности:

$$\lambda\varphi_0(\tau) = 2 - \frac{1}{\varphi(\infty, \tau)} - (1-\lambda)\varphi(\infty, \tau), \quad (66)$$

и

$$\lambda \psi_0(\tau) = \frac{1}{\varphi(\infty, \tau)} - (1 - \lambda) \varphi(\infty, \tau). \quad (67)$$

Из сравнения последних пар формул следует, что:

$$\varphi(\infty, \tau) = 1/\sqrt{1 - \lambda} \varepsilon(\tau). \quad (68)$$

Для первых моментов в общем случае ($0 < \lambda < 1$), к сожалению, не удается найти компактные выражения посредством базисных величин, хотя, как мы видели выше, при консервативном рассеянии удается найти их сумму (см. формулу (52)). С учетом же хорошо известного из теории соотношения: $\varphi_1(\tau) - \psi_1(\tau) = \tau \psi_0(\tau)$, их можно находить также и по отдельности:

$$\varphi_1(\tau) = \frac{1}{\sqrt{3}} u^-(\infty, \tau) + \frac{\tau}{2} \psi_0(\tau), \quad \psi_1(\tau) = \frac{1}{\sqrt{3}} u^-(\infty, \tau) - \frac{\tau}{2} \psi_0(\tau); \quad (\lambda = 1). \quad (69)$$

5. *О численных расчетах.* При всех численных расчетах, проведенных нами, была использована Гауссова квадратура для интервала $[0; 1]$ в 20-ти узлах. При расчете функции $\varphi(\eta)$ методом последовательных приближений с помощью алгоритма (13) достигается очень высокая точность. Контрольные вычисления нулевого и первого угловых моментов этой функции совпадают с теоретическими с 15-ю значащими цифрами, т.е. на пределе машинной точности. При этом число итераций, необходимое для совпадения последовательных приближений с 15-ю знаками, составляло порядка $8-11$ в зависимости от λ . Примерно такое же число итераций требуется и при вычислении $u^\pm(\eta, \tau)$ из интегральных уравнений (38). В качестве критерия для ориентировочной оценки точности было использовано соотношение (см. [8]):

$$u^+(\eta, \tau)u^-(-\eta, \tau) + u^+(-\eta, \tau)u^-(\eta, \tau) = 2, \quad (70)$$

для чего были вычислены значения этих функций также и для некоторых отрицательных значений аргументов ($\eta = -1, -2, -5, -10, -\infty$). Выяснилось, что равенство (70) выполняется с машинной точностью для разных параметров ($\tau = 0, 0.1, 0.5, 1, 5$ и $\lambda = 0.75, 0.9, 1$), за исключением $\eta = -1$ (здесь оно выполняется с точностью до 6-7 знаков), что впрочем неудивительно, поскольку функции $u^+(\eta, \tau)$ и $u^-(\eta, \tau)$ на отрицательном полуотрезке $(-1; 0]$ не существуют (на множестве действительных чисел), хотя существуют их левосторонние пределы в точке $\eta = -1$. Для нахождения функций Амбарцумяна $\varphi(\eta, \tau)$ и $\psi(\eta, \tau)$ (при чистом рассеянии) по формулам (54) и (55) необходимо сначала найти величины $\Omega(\eta, \tau)$, $\psi_0(\tau)$ и $u^-(\infty, \tau)$. При численном интегрировании по формуле (51), точность вычислений заметно падает, что на наш взгляд во многом обусловлено поведением функции $1/R(\mu)$ вблизи точки $\mu = 1$, в которой ее производные обращаются в бесконечность. В итоге это приводит к тому, что окончательная точность составляет 6-8 значащих цифр. Такого результата, разумеется, можно было ожидать, поскольку замена интеграла гауссовой суммой эффективна, если

подынтегральные функции и их производные во всей области интегрирования ограничены. Так, типичным контрпримером (не) эффективности гауссовой квадратуры является функция $y = \sqrt{x}$, все производные которой в нуле равны бесконечности. Интеграл от этой функции на отрезке $[0; 1]$, вычисленный методом гауссовой квадратуры в 20-ти узлах, дает точность лишь в четыре (!) знака. Для достижения больших точностей, по-видимому, следует применять подходящие специальные квадратуры, например, адаптивную, с помощью которой, кстати, нами было вычислено, приведенное в разделе 3, значение функции Хопфа на бесконечности с 15-ю знаками. В настоящей работе мы такой цели не преследовали, считая, что достигаемая точность вполне достаточна для приложений.

6. Функции Амбарцумяна с учетом полного перераспределения по частотам. Для астрофизических приложений, таких как образование спектральных линий, учет частотного перераспределения играет решающую роль. Учет многочисленных физических факторов, влияющих на переизлучение фотона при отдельном акте рассеяния, приводит к специфическим осложнениям ялач теории переноса. С целью преодоления этих трудностей, иногда оказывается достаточным приближение о, так называемом, полном перераспределении по частотам (ППЧ) - когда возбужденный атом переизлучает с определенной вероятностью в некоторой частоте, независимо от частоты поглощенного им до этого фотона. В работах Иванова [20,21] было показано, что исходные уравнения теории переноса при ППЧ, являются прямым обобщением уравнений, описывающих монохроматическое рассеяние (хотя решения в этих двух случаях радикально отличаются). В связи с этим, естественно, некоторые из полученных выше результатов перенести на этот случай.

Как мы видели выше, поэтапное нахождение функций Амбарцумяна $\varphi(\eta, \tau)$ и $\psi(\eta, \tau)$ - сводится к следующему: сначала находится функция $\varphi(\eta)$, необходимая для построения ядра интегральных уравнений (38), далее из них находят базисные функции $u^\pm(\eta, \tau)$, после чего, альтернативные функции $a(\eta, \tau)$ и $b(\eta, \tau)$ и, наконец, из соотношений (31) и (32) - функции Амбарцумяна. Символически этот процесс выглядит так:

$$\varphi(\eta) \Rightarrow u^\pm(\eta, \tau) \Rightarrow a(\eta, \tau), b(\eta, \tau) \Rightarrow \varphi(\eta, \tau), \psi(\eta, \tau). \quad (71)$$

В случае монохроматического рассеяния некоторое неудобство возникает при переходе от u^\pm к a и b функциям. Это обусловлено тем, что характеристическое уравнение (6) имеет корни, вследствие чего в выражении для резольвентной функции появляется внеинтегральное (полюсное) слагаемое (см. [6]). В итоге это приводит к появлению функций $v^\pm(\eta, \tau)$, которые хоть и удается элементарно выразить через базисные величины (см. формулу (40)), но при этом приходится дополнительно вычислять интегралы (60). В задачах, с учетом ППЧ, указанное неудобство не имеет

места, поскольку, как это было показано Нагирным, соответствующее данному случаю характеристическое уравнение корней не имеет. Этот замечательный факт в свое время не был опубликован, однако с соответствующей ссылкой приводился в [21] и приводится в относительно недавно опубликованной монографии Нагирнера [22] (с.111 и 169). Тем самым одно звено в цепочке (71) выпадает, т.е., в задачах, с учетом ППЧ, уже имеем:

$$H(z) \Rightarrow u^{\pm}(z, \tau) \Rightarrow X(z, \tau), Y(z, \tau). \quad (72)$$

Здесь: H и X , Y - соответственно аналоги функций Амбарцумяна $\phi(\eta)$ и $\phi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$, а величины $u^{\pm}(z, \tau)$ - удовлетворяют (см. [7]) уравнениям:

$$u^{\pm}(z, \tau) = 1 \pm \frac{\lambda}{2} z \int_0^{1/\beta} \frac{g(y, \tau) u^{\pm}(y, \tau)}{y+z} dy, \quad (73)$$

в которых:

$$g(y, \tau) = \frac{G\left(\frac{y}{1-\beta y}\right)}{R(y)H^2(y)} e^{-\tau/y}, \quad R(y) = T^2(y, \beta) + \left[\frac{\lambda \pi y}{2} G\left(\frac{y}{1-\beta y}\right) \right]^2; \quad (74)$$

остальные же обозначения идентичны обозначениям в [21].

Выражения для функций X и Y получаются после подстановки интегрального представления для резольвентной функции $\phi(t, \tau)$, полученного в [7], в общеизвестные соотношения:

$$X(z, \tau) = 1 + \int_0^z e^{-t/z} \phi(t, \tau) dt \quad \text{и} \quad Y(z, \tau) = e^{-\tau/z} + \int_0^z e^{-(t-1)/z} \phi(t, \tau) dt, \quad (75)$$

с последующим интегрированием по оптической глубине t . В результате получим:

$$X(z, \tau) = 1 + \int_0^{1/\beta} [\rho_1 a(y, \tau) - \sigma_1 b(y, \tau)] G\left(\frac{y}{1-\beta y}\right) \frac{dy}{R(y)}, \quad (76)$$

$$Y(z, \tau) = e^{-\tau/z} + \int_0^{1/\beta} [\sigma_1 a(y, \tau) - \rho_1 b(y, \tau)] G\left(\frac{y}{1-\beta y}\right) \frac{dy}{R(y)}, \quad (77)$$

где коэффициенты $\rho_1(\tau, z, y)$ и $\sigma_1(\tau, z, y)$ даются формулами (33) с заменой аргументов η на z и μ на y . Функции $a(z, \tau)$ и $b(z, \tau)$ даются формулой (1) с той же заменой, кроме того, следует заменить дифференциал $d\mu$ на $G\left(\frac{y}{1-\beta y}\right) dy$ и верхний предел интегрирования на $1/\beta$, а функции ϕ , ψ , соответственно, на X , Y .

Из формулы (6.8) работы [7] следует, что:

$$Ha = \frac{u^+ + u^-}{2} \quad \text{и} \quad Hb = \frac{u^+ - u^-}{2}, \quad (78)$$

т.е., в задачах с учетом ППЧ, в отличие от задач с монохроматическим рассеянием, переход от функций u^{\pm} к a , b осуществляется намного проще.

Таким образом, соотношения (76)-(78) решают задачу, поставленную в этом разделе - выразить аналоги функций Амбарцумяна при ППЧ

непосредственно через соответствующие базисные функции.

Существенно более эффективное решение поставленной задачи удается получить с привлечением дополнительной информации о том, что функции X и Y удовлетворяют нелинейному уравнению типа (16), которое в наших обозначениях можно записать в виде:

$$a(z, \tau)X(z, \tau) + b(z, \tau)Y(z, \tau) = 1. \quad (79)$$

Для этого, обозначим как выше $X + Y = \Omega$ и после аналогичных преобразований получим выражения, справедливые для любых λ из области ($0 \leq \lambda \leq 1$):

$$u^-(z, \tau)X(z, \tau) = H(z) - \frac{u^+(z, \tau) - u^-(z, \tau)}{2} \Omega(z, \tau), \quad (80)$$

$$u^-(z, \tau)Y(z, \tau) = \frac{u^+(z, \tau) + u^-(z, \tau)}{2} \Omega(z, \tau) - H(z), \quad (81)$$

где

$$\Omega(z, \tau) = 1 + e^{-\nu z} + \int_0^{1/\beta} \frac{(\rho_1 + \sigma_1)u^-(y, \tau)}{R(y)H(y)} G\left(\frac{y}{1 - \beta y}\right) dy. \quad (82)$$

Понятно, что вычисления по последним формулам намного проще по сравнению с (76)-(78), так как для различных значений параметров вычисляется лишь одно семейство интегралов (вместо двух семейств), к тому же более простое.

7. *Заключение.* Остановимся вкратце на основных результатах, полученных выше:

1. Для фундаментальной функции Амбарцумяна полубесконечной среды $\varphi(\eta)$ получено "обобщенное" уравнение (12). Алгоритм (13), построенный на его основе, по-видимому, является одним из лучших, для нахождения ее численных значений с большой точностью. Интересно, что в отличие от аналогичного метода Кейза, здесь нет необходимости в предварительном знании корня характеристического уравнения - $k(\lambda)$. При этом очень быстрая сходимость, практически не зависящая от значения параметра λ , сохраняется.

2. В классической системе интегральных уравнений (16)-(16а), замена (16а) на (18) позволяет обойти неудобства, связанные с устремлением знаменателя в (16а) к нулю при $\mu \rightarrow \eta$. Это достигается ценой введения характеристик полубесконечной среды в качестве свободного члена и подынтегральной весовой функции.

3. В практически важном для астрофизических приложений - случае консервативного рассеяния ($\lambda = 1$) - формулы, предложенные нами для вычисления функций Амбарцумяна, имеют особенно простой вид.

4. Для базисных функций $u^\pm(\eta, \tau)$ - получена также система дифференциальных уравнений.

5. Нулевые угловые моменты функций Амбарцумяна - $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$ - для всех λ удается найти независимым образом (без знания самих

функций) с помощью базисных величин u^{\pm} . Для первых моментов это удается лишь в консервативном случае. Это ассоциируется с аналогичным фактом, имеющим место для полупространства ($\tau \rightarrow \infty$, $u^{\pm}(\eta, \infty) = 1$), когда без знания функции $\varphi(\eta)$, удается найти ее нулевой угловой момент для всех λ , а первый момент лишь при $\lambda = 1$.

6. Получены новые аналитические выражения для аналогов функций Амбарцумяна с учетом полного перераспределения по частоте.

Blasewitzer Ring 50-13593, Berlin,
e-mail: edanieljan@yahoo.de

FINDING AMBARTSUMYAN FUNCTIONS AND SOME ANALOGUES

E.Kh.DANIELIAN

New ways of finding Ambartsumian functions $\varphi(\eta)$ - for semi-space and $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$ - finite layer, as well as for their analogues with complete frequency redistribution - $X(z, \tau)$, $Y(z, \tau)$ are offered. With monochromatic conservative scattering significant simplifications are obtained. Except for Ambartsumyan functions, expressions for some of their angular moments directly through basic quantities u^{\pm} are also obtained. For basic functions a system of differential equations is also obtained. Instead of the classical system of nonlinear equations for $\varphi(\eta, \tau)$, $\psi(\eta, \tau)$, a system of equations without specific pseudosingularity is obtained. Some aspects of the numerical realisation of the proposed method are also discussed.

Key words: *radiative transfer theory: Ambartsumian's functions*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.1. Ереван, 1960.
2. С.Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
3. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., 1956.
4. Т.В.Мулликін, Proc. Interdisciplinary Conference on Electromagnetic Scattering, Univ. Massachusetts, 1965, p.697.

5. *J.L. Carlstedt, T.W. Mullikin*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **12**, 113, 1966.
6. *Э.Х.Даниелян*, *Астрофизика*, **19**, 335, 1983.
7. *Э.Х.Даниелян*, *Астрофизика*, **36**, 225, 1993.
8. *Э.Х.Даниелян*, *Астрофизика*, **37**, 129, 1994.
9. *Э.Х.Даниелян*, *Астрофизика*, **19**, 711, 1983.
10. *Э.Х.Даниелян*. *Астрофизика*, **53**, 301, 2010.
11. *В.А.Фок*, *Матем. сб.*, **14** (56), №1-2, 3, 1944.
12. *Р.Р.Андреасян, Э.Х.Даниелян*, *Сообш. БАО*, **50**, 114, 1978.
13. *В.Г.Буславский*, *Изв. Крым. Обсерв.*, **35**, 81, 1966.
14. *К.М.Кейз, П.Ф.Цвайфель*, *Линейная теория переноса*, Мир, М., 1972.
15. *В.В.Соболев*, *Докл. АН СССР*, **61**, №5, 803, 1948.
16. *Э.Х.Даниелян, О.В.Пикичян*, *Астрофизика*, **13**, 275, 1977.
17. *Э.Х.Даниелян, М.А.Мнацаканян*, *Сообш. БАО*, **46**, 101, 1975.
18. *Р.Р.Андреасян*, *Сообш. БАО*, **50**, 79, 1978.
19. *I.W. Busbridge*, *The Mathematics of Radiative Transver*, Cambridge Tracts, **50**, 1960.
20. *В.В.Иванов*, *Астрон. ж.*, **41**, 44, 1964.
21. *В.В.Иванов*, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
22. *Д.И.Нагирнер*, *Лекции по теории переноса излучения*, С.Пб. Унив., 2001.

О НЕКОТОРЫХ МОДЕЛЯХ С ТРЕМЯ
ИЗОЛИРУЮЩИМИ ИНТЕГРАЛАМИ ДВИЖЕНИЯГ.А.МАЛАСИДЗЕ¹, Г.Н.САЛУКВАДЗЕ², Р.А.ЧИГЛАДЗЕ¹

Поступила 7 февраля 2011

Проблема существования третьего изолирующего (неклассического) интеграла движения в определенном смысле связана с негауссовской формой распределения скоростей в звездных системах. На базе найденной ранее серии моделей со штеккеловскими формами потенциала, путем линейной суперпозиции были обобщены некоторые характеристики этих моделей для описания наблюдаемых свойств галактических систем. Найденны соответствующие выражения для круговой скорости вращения и поверхностной плотности. Построены графики изменения этих характеристик для интересных двух случаев.

Ключевые слова: *Галактика: модель: динамика*

1. *Введение.* Одной из важной проблемой звездной динамики продолжает оставаться вопрос существования третьего неклассического изолирующего интеграла движения. Численные эксперименты свидетельствуют, что для большинства объектов Галактики, наряду с интегралами энергии и углового момента относительно оси симметрии, может существовать и третий, изолирующий интеграл движения. Всякие двуинтегральные представления в динамике стационарной Галактики сильно расходятся от наблюдений. Существует еще третий интеграл Оорта-Линдблада, характеризующий движения только вблизи плоскости симметрии Галактики. С физической точки зрения весьма желательно было бы иметь даже неточное аналитическое выражение настоящего изолирующего интеграла движения, удобного для такого математического преобразования, каким является известная оортовская подстановка. По результатам некоторых исследований [1], условием существования указанного типа выражения для третьего изолирующего интеграла движения является негауссовская форма распределения скоростей. Освобождение от ограничений, налагаемых гауссовой формой распределения, согласно Кингу [2], помогает вывести приближенную аналитическую форму третьего интеграла движения, приводящую естественным образом к потенциалам Штеккеля.

2. *Основные признаки изолирующих интегралов движения.*

Для динамической системы со многими степенями свободы имеем

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (1)$$

где (q_1, q_2, \dots, q_n) - обобщенные координаты, а (p_1, p_2, \dots, p_n) - соответствующие им обобщенные импульсы, H - известная функция Гамильтона, которую просто называют гамильтониан. Если выполняются условия:

$$\frac{\partial H}{\partial p_i} = f(q_i), \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (2)$$

тогда каждое уравнение системы (1) будет решаться в квадратурах. В общем же случае необходимо искать решение системы дифференциальных уравнений (1) совместно. Если кроме гамильтониана H имеются и другие интегралы движения, тогда число уравнений в решаемой системе для каждого дополнительного изолирующего интеграла движения уменьшится на единицу.

Следует подчеркнуть, что изолирующим является тот интеграл движения, который в некоторых канонических переменных сводится к уравнению вида $\partial H / \partial p_i = f(q_i)$.

Преобразования, приводящие к переменным действия-угол удовлетворяют более жестким требованиям: $\partial H / \partial p_i = \text{const}$. Хотя само преобразование зависит от существования изолирующего интеграла, который, возможно будет настолько глубоко скрыт в динамике системы, что обнаружить его будет непросто.

Изолирующие интегралы связаны с определенными типами симметрии динамической системы, которые могут быть очевидными. Тогда нужные преобразования переменных, обеспечивающие решение системы в квадратурах, определяются непосредственно. В других ситуациях, когда не так просто обнаружить свойство симметричности, отыскание изолирующего интеграла затруднено.

В настоящее время не только не найден общий метод обнаружения всех изолирующих интегралов движения динамической системы, но даже невозможно установить хотя бы их общую численность. Если у гамильтоновой системы отсутствует явная симметрия, тогда прогнозирование существования и отыскание скрытого изолирующего интеграла движения часто возможно только численными экспериментами.

3. Модели с потенциалами Штеккеля. Согласно известной теореме Джинса, в динамике стационарной ротационно-симметричной Галактики зависимость функции фазовой плотности $f(\vec{r}, \vec{v})$ от компонента скорости V_θ (в случае цилиндрической геометрии) может быть совершенно произвольной. Роль остальных двух компонентов скорости V_R и V_z должна быть совершенно симметричной, т.е. их распределение должно быть совершенно идентичным. Это не подтверждается наблюдениями; и дисперсии скоростей по этим двум направлениям отличаются почти вдвое.

Очевидно, что здесь не все идет так, как задумано. Галактика пока еще не достигла своего состояния равновесия. Так как Галактика успела совершить

почти 50 оборотов, такая точка зрения не должна была быть вполне убедительной. По всей вероятности, возможное объяснение следует связать с существованием третьего (неклассического) изолирующего интеграла движения или, с какой-то неизменной величиной за все время существования Галактики.

На наш взгляд интересно аппроксимировать потенциал регулярного гравитационного поля Галактики выражением Штеккеля

$$\Phi(\xi_1, \xi_2) = \frac{\varphi(\xi_1) - \varphi(\xi_2)}{\xi_1^2 - \xi_2^2}, \quad (3)$$

согласно которому возможно достичь разделения переменных в так называемых софокусных эллиптических координатах. Следует отметить, что многочисленные современные исследования проводились именно на базе этого выражения потенциала. Здесь $\varphi(\xi)$ - произвольная функция своего аргумента, при этом $\varphi(\xi_1)$ и $\varphi(\xi_2)$ можно считать частями одной функции, поскольку $1 \leq \xi_1 < \infty$ и $-1 \leq \xi_2 \leq 1$. Эти переменные представляют собой эллиптические конфокальные координаты, связанные с цилиндрическими координатами R и z такими преобразованиями:

$$R = z_0 \sqrt{(\xi_1^2 - 1)(1 - \xi_2^2)}, \quad (4)$$

$$|z| = z_0 \xi_1 |\xi_2|, \quad (5)$$

где z_0 - параметр, имеющий размерность длины, который фиксирует положения фокусов выбранной ортогональной криволинейной системы координат на оси симметрии модели ($0; \pm z_0$). Обобщенные координаты резонно было бы здесь выбрать следующим образом:

$$\xi_1 = q_1, \quad \xi_2 = q_2, \quad \theta = q_3, \quad (6)$$

соответствующие обобщенные импульсы которых будут иметь вид:

$$P_1 = z_0 \frac{W_1}{q_1^2 - 1}, \quad P_2 = z_0 \frac{W_2}{1 - q_2^2}, \quad P_3 = z_0 I_2. \quad (7)$$

Для функции W_1 и W_2 имеем выражение

$$W_i^2 = 2[I_1 q_i^2 - I_3 + \varphi(q_i)](q_i^2 - 1) - I_2^2 q_i^2, \quad (i = 1, 2), \quad (8)$$

где I_1 - интеграл энергии, I_2 - интеграл углового момента относительно оси симметрии модели, а I_3 - третий квадратичный относительно компонентов скорости звезды, изолирующий интеграл движения.

Без ограничения общности можно считать, что $\varphi(0) = 0$. В центре модели $q_1 = 1$ и $q_2 = 0$, где $\Phi_0 = \varphi(1)$ - значение потенциала в самом центре модели. Функция $\varphi(q)$ довольно просто связана с потенциалом в плоскости симметрии ($z=0$) и на оси симметрии ($R=0$), где один из обобщенных координат равен единице (или минус единице). Соответственно имеем

$$\Phi_{z=0} = \frac{\varphi(q)}{q^2}, \quad q = \sqrt{1 + \frac{R^2}{z_0^2}}, \quad (9)$$

$$\Phi_{R=0} = \frac{\varphi(q) - \varphi(1)}{q^2 - 1}, \quad \bar{q} = \frac{z}{z_0}. \quad (10)$$

Здесь уместно было бы вспомнить обнаруженную ранее [3] серию линзообразных моделей со следующими выражениями произвольной функции $\varphi(\xi)$ и гравитационного потенциала:

$$\varphi(\xi) = \frac{GM}{z_0} \frac{\xi^2}{b + |\xi|}, \quad (11)$$

$$\Phi(R, z) = \frac{GM}{s} \frac{bs + |z|}{b^2 z_0 + bs + |z|}, \quad (12)$$

где

$$s = z_0(\xi_1 + |\xi_2|) = \sqrt{R^2 + (z_0 + |z|)^2}, \quad (13)$$

G - гравитационная постоянная, M - полная масса, b - структурный параметр модели.

В плоскости симметрии моделей ($z=0$) получаем, что

$$\Phi(R) = GM \left(bz_0 + \sqrt{R^2 + z_0^2} \right)^{-1}, \quad (14)$$

которому будет соответствовать напряженность гравитационного поля:

$$F(R) = -\frac{\partial \Phi}{\partial R} = \frac{GM}{\sqrt{R^2 + z_0^2} \left(bz_0 + \sqrt{R^2 + z_0^2} \right)}. \quad (15)$$

На основе такой серии элементарных моделей с учетом дифференциального элемента

$$M = \frac{\alpha^2 z_0}{G \sqrt{z_0^2 - \beta^2}} dz_0, \quad (16)$$

предполагаемого в работе [4], где α и β постоянные величины, причем $z_0 > \beta$, находим путем линейной суперпозиции, что

$$F(R) = \alpha^3 R \int_0^\infty \frac{z_0 dz_0}{\left(bz_0 + \sqrt{R^2 + z_0^2} \right)^2 \sqrt{(R^2 + z_0^2)(z_0^2 - \beta^2)}}. \quad (17)$$

Выполняя интегрирование, получаем выражение

$$F(R) = \frac{\alpha^2}{(b+1)\sqrt{R^2 + (1-b^2)\beta^2}} \left[\frac{R}{\sqrt{R^2 + (1-b^2)\beta^2}} - \frac{b(b+1)\beta^2}{R^2 + (1-b^2)\beta^2} \ln \frac{R^2 + (b+1)\beta^2 + R\sqrt{R^2 + (1-b^2)\beta^2}}{\beta(b+1)\sqrt{R^2 + \beta^2}} \right], \quad (18)$$

из которого следует, что при $b=0$

$$F(R) = \alpha^2 R(R^2 + \beta^2)^{-1}, \quad (19)$$

а для круговой скорости будем иметь

$$V(R) = \alpha R(R^2 + \beta^2)^{-1/2}. \quad (20)$$

Эти выражения впервые были найдены авторами работы [4] путем линейной суперпозиции элементарных плоских моделей [5].

В случае $b = 1$ базовые элементарные модели раньше были названы квазиизохронными, поскольку соответствующие потенциал и плотность в плоскости симметрии в точности идентичны их выражениям для изохронной модели Энона [6]. По общему выражению (18) результаты линейной суперпозиции имеют вид:

$$F(R) = \frac{\alpha^2 \beta^2}{2 R^3} \left(\frac{R^2}{\beta^2} - \ln \frac{R^2 + \beta^2}{\beta^2} \right), \quad (21)$$

$$V(R) = \frac{\alpha \beta}{\sqrt{2} R} \left[\frac{R^2}{\beta^2} - \ln \left(1 + \frac{R^2}{\beta^2} \right) \right]^{1/2}. \quad (22)$$

Также можно найти, что при всех $0 \leq b \leq 1$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} V(R) = \lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R F(R)} = \alpha(1 + b)^{-1/2}, \quad (23)$$

т.е. общий закон изменения круговой скорости в зависимости от переменной R схематически вполне удовлетворительно может описать наблюдаемую форму кривой вращения галактик.

Для поверхностной плотности модели при $b = 0$ нашли выражение

$$\delta(R) = \frac{\alpha^2}{2\pi G} (R^2 + \beta^2)^{-1/2}, \quad (24)$$

где $E(k)$ - полный эллиптический интеграл Лежандра второго рода, модуль которого имеет вид:

$$k = R(R^2 + \beta^2)^{-1/2}. \quad (25)$$

Аналогичным образом при $b = 1$ нашли

$$\delta(R) = \frac{\alpha^2 (\beta + \sqrt{R^2 + \beta^2})}{3\pi G R^4} \left[(R^2 - 4\beta^2) E(k) - 2\beta (3\beta - \sqrt{R^2 + \beta^2}) F(k) \right], \quad (26)$$

где $F(k)$ - полный эллиптический интеграл Лежандра первого рода. Модуль k в этом случае принимает вид:

$$k = R^2 (\beta + \sqrt{R^2 + \beta^2})^{-2}. \quad (27)$$

На рис.1 представлены графики зависимостей (20) и (22), которые наглядно показывают для круговой скорости $V(R)$ ход параллельной оси R , а на рис.2 построены графики изменения поверхностных плотностей

(24) и (26) при $b=0$ и $b=1$. При этом величина

$$\delta_0 = \frac{\alpha}{3\pi G\beta} \quad (28)$$

принята за единицу поверхностной плотности модели.

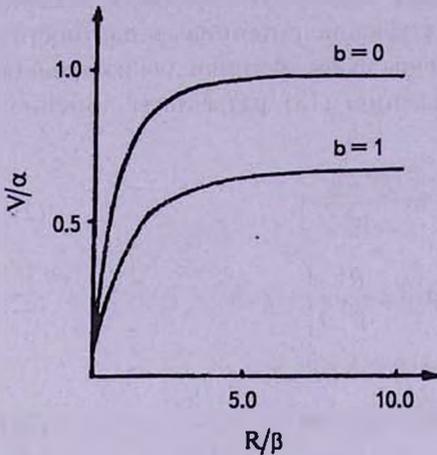


Рис.1. Кривые изменения круговой скорости по R для $b=0$ и $b=1$, согласно (20) и (22).

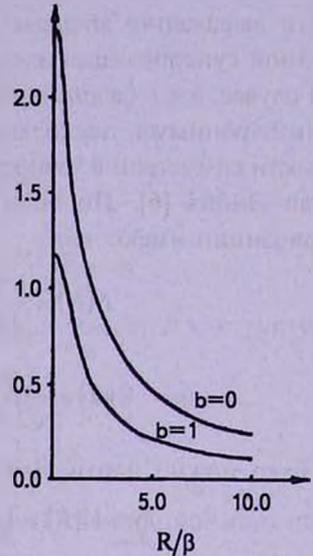


Рис.2. Кривые изменения поверхностной плотности по R для моделей $b=0$ и $b=1$, согласно (24) и (26).

В заключение можно сказать, что на базе некоторых моделей, характеризующейся потенциалами Штеккеля, успешно можно построить модели с бесконечными массами и плоскими кривыми круговой скорости.

4. *Выводы.* Отдельные факты, свидетельствующие о существовании третьего неклассического изолирующего интеграла движения, стали исключительно важными факторами развития динамической теории Галактики.

На разных этапах развития теории, с учетом наблюдательных предпосылок с разными соображениями и подходами, неоднократно предпринимались попытки построить модели звездных систем с тремя изолирующими интегралами [7-11].

Для гамильтоновых систем с несколькими степенями свободы, существование изолирующего интеграла движения связано с некоторыми видами симметрии системы, которые иногда настолько глубоко скрыты в самой динамике этой системы, что не всегда так просто их прогнозирование. В таких случаях необходимы численные эксперименты.

Особое внимание здесь нами уделено потенциалам Штеккеля, выполнявшим исключительно важную роль в развитии стационарной

динамики Галактики.

Методом линейной суперпозиции напряженности элементарных штеккеловских силовых полей была найдена серия интересных моделей с плоскими кривыми круговой скорости (рис.1). Так же были установлены законы изменения поверхностной плотности этих моделей и построены соответствующие графики для двух конкретных моделей серии (рис.2).

¹ Ахалцихский государственный учебный университет,
Грузия, e-mail: gmalasi@yahoo.com revazchigladze@yahoo.com

² Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Грузия

ON SOME MODELS IN THE THEORY OF THE THIRD ISOLATING INTEGRAL OF MOTION

G.A.MALASIDZE¹, G.N.SALUKVADZE², R.A.CHIGLADZE¹

The problem of existence of the third isolated (non-classical) integral of motion from the certain point of view is related with non-Gaussian form of velocity distribution in the star systems. On the basis of series of models with Stackel potentials found out earlier, by means of linear superposition are constructed modified models, that are appropriate for description of some observed characteristics of galactic systems. Appropriated expressions are obtained for circular velocity and surface density. Diagrams of these characteristics' change in the two most interesting cases are constructed.

Key words: *Galaxy:model:dynamics*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.H.Oort, Bull. Astron. Inst. Netherl., 4, 269 (№159), 1928.
2. А.Р.Кинг, Введение в классическую звездную динамику, М., 286, 2002.
3. Г.Г.Кузмин, Г.А.Маласидзе, Публикац. Тартуск. астроф. обсерв., 52, 48, 1987.
4. В.А.Антонов, О.А.Железняк, Астрон. ж., 65, 461, 1988.
5. Г.Г.Кузмин, Астрон. ж., 33, 27, 1956.
6. М.Непон, Ann d'Ap, 22, 126, 491, 1959.
7. A.S.Eddington, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 76, 37, 1915.
8. G.I.Clark, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 97, 182, 1937.
9. G. Van Albada, Proc. kon. Ned. Akad. Wetensch., series B., 55, №5, 620, 1952.
10. Г.Г.Кузмин, Publ. Tartu Astron. obs., 32, 332, 1953.
11. G.Hori, Publ. Astron. Soc. Japan, 14, 353, 1962.

FINITE TEMPERATURE CALCULATIONS FOR THE BULK PROPERTIES OF STRANGE STAR USING A MANY-BODY APPROACH

G.H.BORDBAR^{1,2}, A.POOSTFORUSH¹, A.ZAMANI¹

Received 14 September 2010

Accepted 16 March 2011

We have considered a hot strange star matter, just after the collapse of a supernova, as a composition of strange, up and down quarks to calculate the bulk properties of this system at finite temperature with the density dependent bag constant. To parameterize the density dependent bag constant, we use our results for the lowest order constrained variational (LOCV) calculations of asymmetric nuclear matter. Our calculations for the structure properties of the strange star at different temperatures indicate that its maximum mass decreases by increasing the temperature. We have also compared our results with those of a fixed value of the bag constant. It can be seen that the density dependent bag constant leads to higher values of the maximum mass and radius for the strange star.

Key words: *strange star:equation of state.structure*

1. *Introduction.* Strange stars are those which are built mainly from self bound quark matter. The surface density of strange star is equal to the density of strange quark matter at zero pressure ($\sim 10^{15}$ g/cm³), which is fourteen orders of magnitude greater than the surface density of a normal neutron star. The central density of these stars is about five times greater than the surface density [1-3]. The existence of strange stars which are made of strange quark matter was first proposed by Itoh [4] even before the full developments of QCD. Later Bodmer [5] discussed the fate of an astronomical object collapsing to such a state of matter. In 1970s, after the formulation of QCD, the perturbative calculations of the equation of state of the strange quark matter was developed, but the region of validity of these calculations was restricted to very high densities [6]. The existence of strange stars was also discussed by Witten [7]. He conjectured that a first order QCD phase transition in the early universe could concentrate most of the quark excess in dense quark nuggets. He suggested that the true state of matter was strange quark matter. Based on theoretical works of Witten on cosmic separation of phases, the transition temperature is approximately 100 MeV, an acceptable QCD temperature [7]. Witten proposal was that the strange quark matter composed of light quarks is more stable than nuclei, therefore strange quark matter can be considered as the ground state of matter. The strange quark matter would be the bulk quark matter phase

consisting of almost equal numbers of up, down and strange quarks plus a small number of electrons to ensure the charge neutrality. A typical electron fraction is less than 10^{-3} and it decreases from the surface to the center of strange star [1-3]. Strange quark matter would have a lower charge to baryon ratio compared to the nuclear matter and can show itself in the form of strange stars [7-10].

Just after the collapse of a supernova, a hot strange star may be formed. A strange star may be also formed from a neutron star and is denser than the neutron star. If sufficient additional matter is added to a strange star, it will collapse into a black hole. Neutron stars with masses of $1.5 - 1.8 M_{\odot}$ with rapid spins are theoretically the best candidates for conversion to the strange stars. An extrapolation based on this indicates that up to two quark-novae occur in the observable universe each day. Besides, recent Chandra observations indicate that objects RX J185635-3754 and 3C58 may be bare strange stars [11].

In this article, we consider a hot strange star born just after the collapse of a supernova. Here we ignore the effects of the presence of electrons, and consider a strange star purely made up of the quark matter consisting of the up, down and strange quarks. The energy of quark matter is calculated at finite temperature, and then its equation of state is derived. Finally using the equation of state of quark matter, the structure of strange star at different temperatures is computed by integrating the Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) equations.

2. Calculation of Quark Matter Equation of State.

2.1. *Density Dependent Bag Constant.* Different models have been used for deriving the equation of state of quark matter. Therefore there is a great variety of the equations of state for this system. The model which we use is the MIT bag model which was developed to take into account the non perturbative effects of quark confinement by introducing the bag constant. In this model, the energy per volume for the quark matter is equal to the kinetic energy of the free quarks plus a bag constant \mathcal{B} [12]. The bag constant \mathcal{B} can be interpreted as the difference between the energy densities of the noninteracting quarks and the interacting ones. Dynamically it acts as a pressure that keeps the quark gas in constant density and potential. This constant is shown to have different values which are 55 and 90 MeV/fm³ in the initial MIT bag model. Since the density of strange quark matter increases from surface to the core of the strange star, it is more appropriate to use a density dependent bag constant rather than a fixed bag constant.

According to the analysis of the experimental data obtained at CERN, the quark-hadron transition takes place at about seven times the normal nuclear matter energy density (156 MeV/fm³) [13,14]. Recently, a density dependent form has been also considered for \mathcal{B} [15-18]. The density dependence of \mathcal{B} is highly model dependent. In this article, the density dependence of \mathcal{B} will

be parameterized, and we make the asymptotic value of \mathcal{B} approach a finite value \mathcal{B}_∞ [18],

$$\mathcal{B}(n) = \mathcal{B}_\infty + (\mathcal{B}_0 - \mathcal{B}_\infty) e^{-\gamma(n/n_0)^2}. \quad (1)$$

The parameter $\mathcal{B}_0 = \mathcal{B}$ ($n=0$) has constant value which is assumed to be $\mathcal{B}_0 = 400 \text{ MeV/fm}^3$ in this work, and γ is the numerical parameter which is usually equal to $n_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$, the normal nuclear matter density. \mathcal{B}_∞ depends only on the free parameter \mathcal{B}_0 . We know that the value of the bag constant \mathcal{B} should be compatible with experimental data. The experimental results at CERN-SPS confirms a proton fraction $x_p = 0.4$ (data is from experiment on accelerated Pb nuclei) [13,18]. Therefore, in order to evaluate \mathcal{B}_∞ , we use the equation of state of the asymmetric nuclear matter. The calculations regarding this can be found in the next section.

2.2. Computation of \mathcal{B}_∞ using the asymmetric nuclear matter calculations. We use the equation of state of the asymmetric nuclear matter to calculate \mathcal{B}_∞ . For calculating the equation of state of asymmetric nuclear matter, we employ the lowest order constrained variational many-body method based on the cluster expansion of the energy as follows [19-27].

The asymmetric nuclear matter is defined as a system consisting of Z protons (pt) and N neutrons (nt) with the total number density $n = n_p + n_n$ and proton fraction $x_p = n_p/n$, where n_p and n_n are the number densities of protons and neutrons, respectively. For this system we consider a trial wave function as follows,

$$\psi = F \phi, \quad (2)$$

where ϕ is the Slater determinant of the single-particle wave functions and F is the A -body correlation operator ($A = Z + N$) which is taken to be

$$F = S \prod_{i>j} f(ij) \quad (3)$$

and S is a symmetrizing operator. For the asymmetric nuclear matter, the energy per nucleon up to the two-body term in the cluster expansion is

$$E(\mathcal{f}) = \frac{1}{A} \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = E_1 + E_2. \quad (4)$$

The one-body energy, E_1 , is

$$E_1 = \sum_{i=1}^2 \sum_{k_i} \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m}, \quad (5)$$

where labels 1 and 2 are used for proton and neutron respectively, and k_i is the momentum of particle i . The two-body energy, E_2 , is

$$E_2 = \frac{1}{2A} \sum_{ij} \langle ij | v(12) | ij - ji \rangle, \quad (6)$$

where

$$v(12) = -\frac{\hbar^2}{2m} \left[f(12) \left[\nabla_{12}^2 f(12) \right] \right] + f(12) V(12) f(12). \quad (7)$$

In the above equation, $f(12)$ and $V(12)$ are the two-body correlation and nucleon-nucleon potential, respectively. In our calculations, we use $UV_{14} + TN1$ nucleon-nucleon potential [28]. Now, we minimize the two-body energy with respect to the variations in the correlation functions subject to the normalization constraint. From the minimization of the two-body energy, we obtain a set of differential equations. We can calculate the correlation functions by numerically solving these differential equations. Using these correlation functions, the two-body energy is obtained and then we can compute the energy of asymmetric nuclear matter. The procedure of these calculations has been fully discussed in reference [20].

As it was mentioned in the previous section, the experimental results at CERN-SPS confirms a proton fraction $x_p = 0.4$ [13,18], therefore to compute \mathcal{B}_∞ , we proceed in the following manner:

- Firstly, we use our results of the previous section for the asymmetric nuclear matter characterized by a proton fraction $x_p = 0.4$. By assuming that the hadron-quark transition takes place at the energy density equal to 1100 MeV/fm^3 [13,18], we find that the baryonic density of the nuclear matter is $n_B = 0.98 \text{ fm}^{-3}$ (transition density). At densities lower than this value the energy density of the quark matter is higher than that of the nuclear matter. With increasing the baryonic density these two energy densities become equal at the transition density and above this value the nuclear matter energy density remains always higher.

- Secondly, we determine $\mathcal{B}_\infty = 8.99 \text{ MeV/fm}^3$ by putting the energy density of the quark matter and that of the nuclear matter equal to each other.

2.3. Calculations for the energy of quark matter at finite temperature. To calculate the energy of quark matter, we need to know the density of quarks in terms of the baryonic density. We do this by considering two conditions of beta equilibrium and charge neutrality. This leads to the following relations

$$\mu_d = \mu_u - \mu_e, \quad (8)$$

$$\mu_s = \mu_u - \mu_e, \quad (9)$$

$$\mu_s = \mu_d, \quad (10)$$

$$2/3 n_u - 1/3 n_s - 1/3 n_d - n_e = 0, \quad (11)$$

where μ_i and n_i are the chemical potential and the number density of particle i , respectively. As mentioned, we consider the system as pure quark matter ($n_e = 0$) [8,29-31]. Thus according to relation (11), we have

$$n_u = 1/2(n_s + n_d). \quad (12)$$

The chemical potential, μ_i , at any adopted values of the temperature T and the number density n_i is determined by applying the following constraint,

$$n_i = \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty f(n_i, k, T) k^2 dk, \quad (13)$$

where

$$f(n_i, k, T) = \frac{1}{\exp\left\{\beta\left[\left(m_i^2 c^4 + \hbar^2 k^2 c^2\right)^{1/2} - \mu_i\right]\right\} + 1} \quad (14)$$

is the Fermi-Dirac distribution function [32]. In the above equation, $\beta = 1/k_B T$ and g is the degeneracy number of the system.

As it is previously mentioned, we consider the total energy of the quark matter as the sum of the kinetic energy of the free quarks and the bag constant \mathcal{B} . Therefore, the total energy per volume of the quark matter ε_{tot} can be obtained using the following relation,

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_u + \varepsilon_d + \varepsilon_s + \mathcal{B}, \quad (15)$$

where ε_i is the kinetic energy per volume of particle i ,

$$\varepsilon_i = \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty \left(m_i^2 c^4 + \hbar^2 k^2 c^2\right)^{1/2} f(n_i, k, T) k^2 dk. \quad (16)$$

After calculating the energy, we can determine the other thermodynamic properties of the system. The entropy of the quark matter S_{tot} can be derived as follows

$$S_{tot} = S_u + S_d + S_s, \quad (17)$$

where S_i is the entropy of particle i ,

$$S_i(n_i, T) = -\frac{3}{\pi^2} k_B \int_0^\infty [f(n_i, k, T) \ln(f(n_i, k, T)) + (1 - f(n_i, k, T)) \ln(1 - f(n_i, k, T))] k^2 dk. \quad (18)$$

The Helmholtz free energy per volume \mathcal{F} is given by

$$\mathcal{F} = \varepsilon_{tot} - TS_{tot}. \quad (19)$$

The entropy per particle of the quark matter as a function of the baryonic density for two cases of the constant and density dependent \mathcal{B} at different temperatures are plotted in Figs.1 and 2. For a fixed temperature, we see that the entropy per particle decreases by increasing the baryonic density and for all relevant densities, it is seen that the entropy increases by increasing the temperature.

In Figs.3 and 4, the free energy per volume of the quark matter versus the baryonic density for two cases of the constant and density dependent \mathcal{B} are presented at different temperatures. We can see that the free energy of the

quark matter has positive values for all densities and temperatures. For all densities, it is seen that the free energy decreases by increasing the temperature.

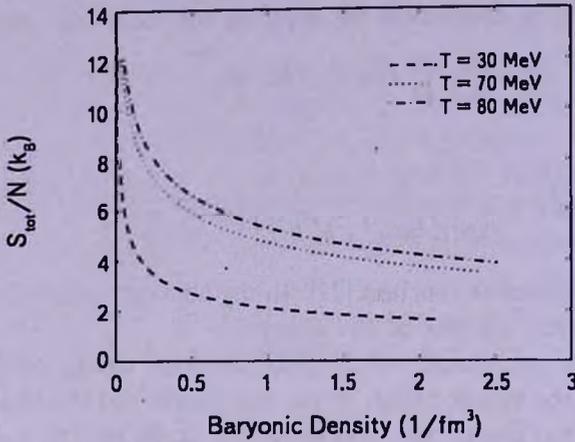


Fig.1. The entropy per particle of the quark matter versus the baryonic density at different temperatures for $\mathcal{B} = 90 \text{ MeV/fm}^3$.

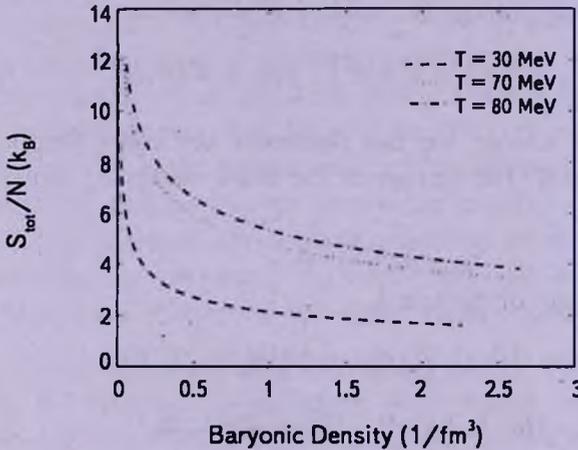


Fig.2. As Fig.1 but for the density dependent \mathcal{B} .

To obtain the structure of the strange star, the equation of state of the quark matter is needed. For deriving the equation of state, the following equation is used,

$$P(n, T) = \sum_i n_i \frac{\partial \mathcal{F}_i}{\partial n_i} - \mathcal{F}_i, \quad (20)$$

where P is the pressure. The pressure of the quark matter versus the baryonic density for two cases of the constant and density dependent \mathcal{B} are plotted in Figs.5 and 6. It is seen that by increasing both density and temperature, the

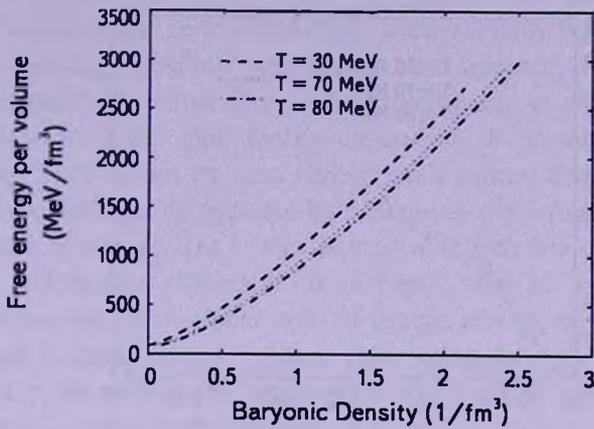


Fig.3. The free energy per volume of the quark matter versus the baryonic density at different temperatures for $\beta = 90 \text{ MeV/fm}^3$.

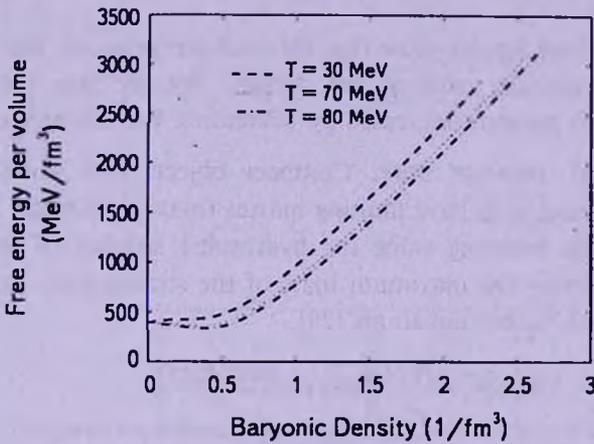


Fig.4. As Fig.3 but for the density dependent β .

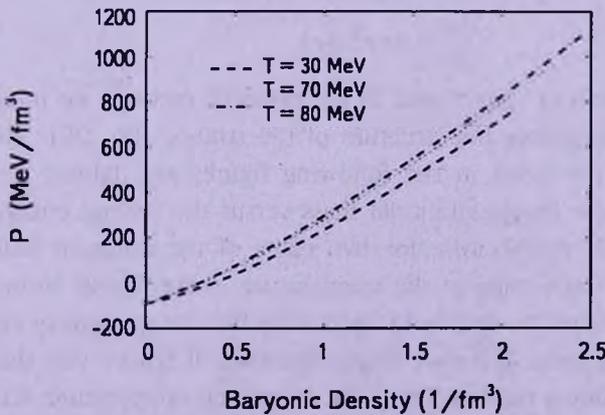


Fig.5. The pressure of the quark matter as a function of the baryonic density at different temperatures for $\beta = 90 \text{ MeV/fm}^3$.

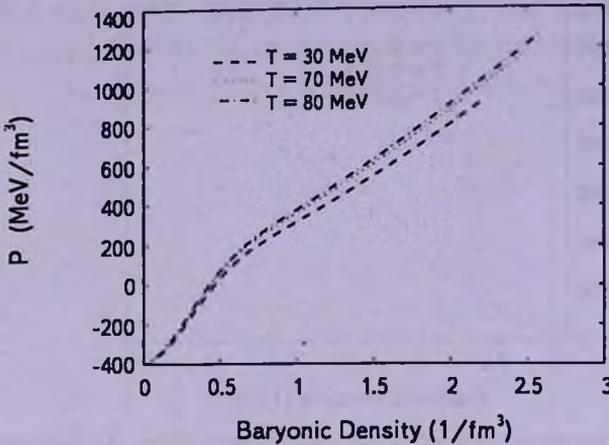


Fig.6. As Fig.5 but for the density dependent \mathcal{B} .

pressure increases. These figures show that for each temperature, the pressure becomes zero at a specific value of the density. We see that the density corresponding to zero pressure increases by decreasing the temperature.

3. *Structure of strange star.* Compact objects like white dwarfs, neutron stars and strange stars have limiting masses (maximum mass) and with a mass more than the limiting value the hydrostatic stability of the star is impossible. For obtaining the maximum mass of the strange star, we use the Tolman-Oppenheimer-Volkov equations [29],

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G \left[\epsilon(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right] \left[m(r) + \frac{4\pi r^3 P(r)}{c^2} \right]}{r^2 \left[1 - \frac{2Gm(r)}{rc^2} \right]}, \quad (21)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon(r). \quad (22)$$

By using the equation of state found in the previous section, we integrate the TOV equations to calculate the structure of the strange star [29]. The results of this calculation are given in the following figures and tables.

Figs.7 and 8 show the gravitational mass versus the central energy density at different values of temperature for two cases of the constant and density dependent \mathcal{B} . For each value of the temperature, these figures show that the gravitational mass increases rapidly by increasing the energy density and finally reaches to a limiting value at higher energy densities. It is seen that the limiting value of the gravitational mass increases by decreasing temperature. Comparing Figs.7 and 8, one concludes that at all temperatures, for the density dependent bag constant, the rate of increasing mass with increasing the central density,

at lower values of the central densities, is substantially higher than that of the case for fixed bag constant, especially at zero temperature. In Figs.9 and 10, we have plotted the radius of strange star versus the central energy density for both $\mathcal{B} = 90 \text{ MeV/fm}^3$ and density dependent \mathcal{B} at different temperatures. From Figs.7-10, it can be seen that at each central density, both mass and the corresponding radius increase by decreasing the temperature. The gravitational mass of strange star is also plotted as a function of the radius for the constant and density dependent \mathcal{B} in Figs.11 and 12. It is seen that for all temperatures, the gravitational mass of strange star increases by increasing the radius and it approaches a limiting value (maximum mass). Figs.11 and 12 show that by decreasing the temperature, the limiting values of mass and the corresponding radius both increase.

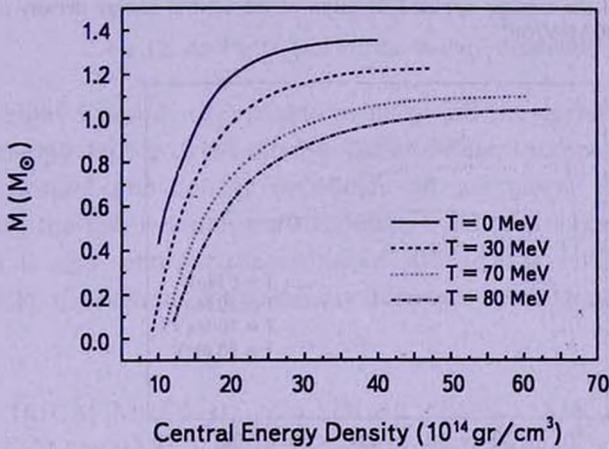


Fig.7. The gravitational mass of the strange star as a function of the central energy density at different temperatures for $\mathcal{B} = 90 \text{ MeV/fm}^3$.

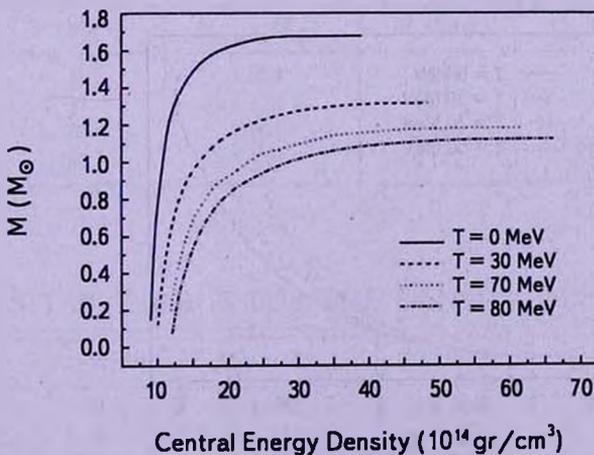


Fig.8. As Fig.7 but for the density dependent \mathcal{B} .

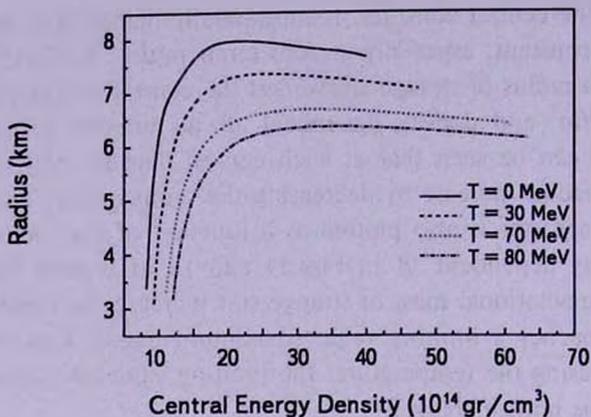


Fig.9. The radius of the strange star as a function of the central energy density at different temperatures for $B = 90 \text{ MeV/fm}^3$.

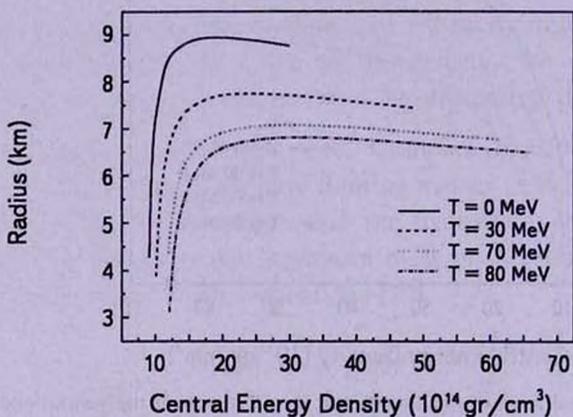


Fig.10. As Fig.9 but for the density dependent B .

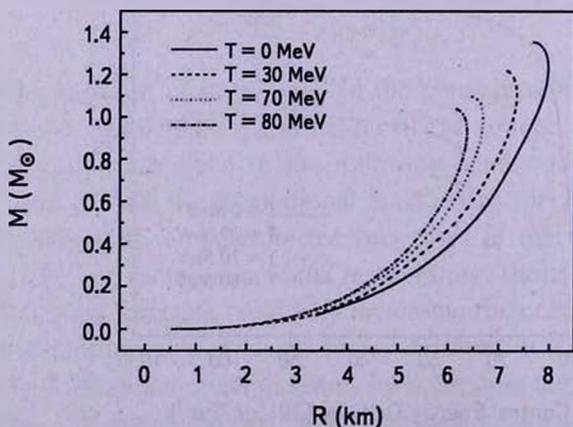
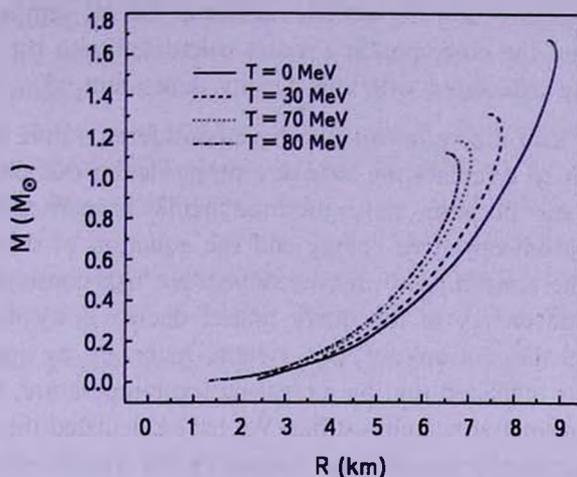


Fig.11. The gravitational mass of the strange star as a function of the radius at different temperatures for $B = 90 \text{ MeV/fm}^3$.

Fig.12. As Fig.11 but for the density dependent \mathcal{B} .

In Tables 1 and 2, the maximum mass and the corresponding radius and central energy density of the strange star at different temperatures for two cases of the constant and density dependent \mathcal{B} are given. It is shown that by decreasing the temperature, the maximum mass of strange star increases. This behavior is also seen for the radius of strange star versus the temperature. Meanwhile, the central energy density decreases by decreasing the temperature.

Table 1

MAXIMUM MASS M_{MAX} IN SOLAR MASS UNIT M_{\odot} AND THE CORRESPONDING RADIUS R AND CENTRAL ENERGY DENSITY ϵ_c OF THE STRANGE STAR AT DIFFERENT TEMPERATURES T FOR $\mathcal{B} = 90 \text{ MeV}/\text{fm}^3$

T (MeV)	$M_{\text{MAX}} (M_{\odot})$	R (km)	$\epsilon_c (10^{14} \text{ gr}/\text{cm}^3)$
0	1.354	7.698	38.24
30	1.228	7.073	47.54
70	1.101	6.416	60.60
80	1.039	6.142	63.65

Table 2

AS TABLE 1 BUT FOR THE DENSITY DEPENDENT \mathcal{B}

T (MeV)	$M_{\text{MAX}} (M_{\odot})$	R (km)	$\epsilon_c (10^{14} \text{ gr}/\text{cm}^3)$
0	1.676	8.761	39.11
30	1.341	7.442	48.47
70	1.181	6.768	61.56
80	1.122	6.567	64.21

By comparing Tables 1 and 2, we can see that for all temperatures, the maximum mass and the corresponding radius calculated with the constant \mathcal{B} are less than those calculated with the density dependent \mathcal{B} .

4. *Summary and Conclusion.* We have considered a pure quark matter for the strange star to calculate the structure properties of this object at finite temperature. For this purpose, some thermodynamic properties of the quark matter such as the entropy, free energy and the equation of state have been computed using the constant and density dependent bag constant \mathcal{B} . It was shown that the free energy of the quark matter decreases by increasing the temperature while the entropy of this system increases by increasing the temperature. It was indicated that by increasing the temperature, the equation of state of the quark matter becomes stiffer. We have calculated the gravitational mass of the strange star by numerically integrating the Tolman-Oppenheimer-Volkoff equations. Our results show that the gravitational mass of the strange star increases by increasing the central energy density. It was shown that this gravitational mass reaches a limiting value (maximum mass) at higher values of the central energy density. We have found that the maximum mass of the strange star decreases by increasing the temperature. It was also shown that the maximum mass and radius of the strange star in the case of density dependent \mathcal{B} are higher than those in the case of constant \mathcal{B} .

Acknowledgements. This work has been supported by Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha. We wish to thank Shiraz University Research Council.

¹ Department of Physics, Shiraz University, Iran,
e-mail: bordbar@physics.susc.ac.ir

² Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha, Iran

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ СТРАННОЙ ЗВЕЗДЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФОРМАЛИЗМА ПРОБЛЕМЫ МНОГИХ ТЕЛ

Г.Х.БОРДБАР^{1,2}, А.ПУСТФОРАШ¹, А.ЗАМАНИ¹

Мы рассмотрели сразу после коллапса сверхновой вещество горячей странной звезды, состоящее из странных, up and down кварков, и вычислили характеристики этой системы при конечной температуре с использованием зависящей от плотности постоянной кваркового мешка. Мы использовали

для параметризации зависящей от плотности постоянной кваркового мешка результаты, полученные нами при рассмотрении асимметричной ядерной материи в низшем порядке связанного вариационного метода. Наши вычисления структурных характеристик странной звезды при различных температурах показывают, что максимальная масса убывает с увеличением температуры. Мы сравнили также наши результаты с результатами, полученными в модели с неизменной постоянной кваркового мешка. Зависящая от плотности постоянная кваркового мешка приводит к большим значениям максимальной массы и радиуса странной звезды.

Ключевые слова: *странная звезда: уравнение состояния: структура*

REFERENCES

1. *P.Haensel, A.Y.Potekhin, D.G.Yakovlev*, Neutron Stars I, Springer, New York, 2007.
2. *N.K.Glendenning*, Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, General Relativity, Springer, New York, 2000.
3. *F.Weber*, Pulsars as Astrophysical Laboratories for Nuclear and Particle Physics, IOP Publishing, Bristol, 1999.
4. *N.Itoh*, Prog. Theor. Phys., **44**, 291, 1970.
5. *A.R.Bodmer*, Phys. Rev. **D4**, 1601, 1971.
6. *J.C.Collins, M.G.Perry*, Phys. Rev. Lett., **34**, 1353, 1975.
7. *E.Witten*, Phys. Rev., **D30**, 272, 1984.
8. *C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto*, Astrophys. J., **310**, 261, 1986.
9. *P.Haensel, J.L.Zdunik, R.Schaeffer*, Astron. Astrophys., **160**, 121, 1986.
10. *C.Kettner, F.Weber, M.K.Weigel, N.K.Glendenning*, Phys. Rev., **D51**, 1440, 1995.
11. *M.Prakash, J.M.Lattimer, A.W.Steiner, D.Page*, Nucl. Phys., **A715**, 835, 2003.
12. *A.Chodos et al.*, Phys. Rev., **D9**, 3471, 1974.
13. *U.Heinz*, Nucl. Phys., **A685**, 414, 2001; *U.Heinz, M.Jacobs*, nucl-th/0002042.
14. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev., **D30**, 2379, 1984.
15. *C.Adami, G.E.Brown*, Phys. Rev., **234**, 1, 1993.
16. *Xue-min Jin, B.K.Jenning*, Phys. Rev., **C55**, 1567, 1997.
17. *D.Blaschke, H.Grigorian, G.Poghosyan, C.D.Roberts, S.Schmidt*, Phys. Lett., **B450**, 207, 1999.
18. *G.F.Burgio et al.*, Phys. Rev., **C66**, 025802, 2002.
19. *G.H.Bordbar, M.Modarres*, J. Phys. G: Nucl. Phys., **23**, 1631, 1997.
20. *G.H.Bordbar, M.Modarres*, Phys. Rev., **C57**, 714, 1998.
21. *M.Modarres, G.H.Bordbar*, Phys. Rev., **C58**, 2781, 1998.
22. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, Phys. Rev., **C75**, 045804, 2007.
23. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, Phys. Rev., **C76**, 035803, 2007.

24. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, Phys. Rev., C77, 015805, 2008.
25. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, Phys. Rev., C78, 054315, 2008.
26. *M.Bigdeli, G.H.Bordbar, Z.Rezaei*, Phys. Rev., C80, 034310, 2009.
27. *M.Bigdeli, G.H.Bordbar, A.Poosforush*, Phys. Rev., C82, 034309, 2010.
28. *I.E.Lagaris, V.R.Pandharipande*, Nucl. Phys., A359, 331, 1981; *I.E.Lagaris, V.R.Pandharipande*, Nucl. Phys., A359, 349, 1981.
29. *S.L.Shapiro, S.A.Teukolski*, Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars, Wiley, New York, 1983.
30. *Z.Xiaoping, L.Xuwen, K.Miao, Y.Shuhua*, Phys. Rev., C70, 015803, 2004.
31. *P.K.Sahu*, hep-ph/9504367.
32. *A.L.Fetter, J.D.Walecka*, Quantum Theory of Many-Body System, McGraw-Hill, New York, 1971.

ХАББЛОВСКОЕ РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ И СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ АТОМНЫХ ЯДЕР

Г.А. АРУТЮНЯН

Поступила 20 февраля 2011

Сделана попытка исследования концепции о существовании "черных дыр" с точки зрения аксиом современной физики. Делается вывод, что вещество, которое находится внутри своей шварцшильдовской сферы, должно исчезнуть не только как источник электромагнитных волн, но и как источник гравитационного поля. Для решения данного парадокса предлагается гипотеза о том, что ускоряющееся расширение Вселенной взаимодействует с атомными ядрами таким образом, что передает положительную энергию каждому ядру в соответствии с его размерами в пространстве. Приток энергии внутрь ядра постепенно нейтрализует энергию связи ядер, что, с другой стороны, означает увеличение массы ядра, а также его составляющих нуклонов. Этот механизм позволяет прийти к выводу, что при обратном процессе, когда происходит сжатие вещества, должно наблюдаться обратное явление, при котором выделяется энергия связи, а средняя масса нуклонов, участвующих в процессе, должна уменьшаться, т.е. часть массы вещества просто превращается в энергию.

Ключевые слова: *хаббловское расширение: гравитация: атомные ядра: дефект масс*

1. *Введение.* Все гравитационные теории, на основе которых изучаются теоретические конфигурации модельных космических объектов, принимают во внимание лишь гравитационные аспекты, но не структурные свойства самого вещества. Имеются в виду те особенности материи, которые обуславливают механизмы создания наблюдаемой иерархии материальных структур. Объекты данной иерархической структуры образуют всю структуру подающейся изучению Вселенной, начиная с атомных ядер и вплоть до сверхскоплений галактик.

С другой стороны, несмотря на то, что по современным представлениям ускоряющееся хаббловское расширение содержит более 70-ти процентов полной массы-энергии Вселенной, кажется странным, что это огромное количество не участвует в образовании космических объектов. Более того, существует достаточно большое количество признаков, свидетельствующих о том, что хаббловское расширение происходит также в сравнительно малых или даже микромасштабах, благодаря чему это явление приобретает совершенно новое и универсальное значение. Анализируя существующие данные, приходим к выводу, что однородное и изотропное расширение пространства имеет место для всех масштабов.

Развивая свою космогоническую концепцию, как известно, Амбарцумян

пришел к заключению, что в локальной Вселенной должны существовать сгустки дозвездного вещества, имеющие очень большую плотность. Именно распадом этих сгустков, с последующим формированием объектов различных иерархических уровней, он объяснял эволюцию и связанные с ней явления активностей. К сожалению, данная концепция, которая была продуктом критического анализа наблюдательных данных и имела чисто феноменологический характер, в настоящее время совершенно забыта и изредка вспоминается лишь в историческом плане. Причиной тому было то, что *законы современной физики* не позволяют существование сверхплотных конфигураций больших масс. Они непременно переходят в, так называемые, *черные дыры*.

Тем не менее, очевидно, что феноменологический подход нельзя исключить из арсенала научных исследований, так как именно он является первым и наглядным способом формирования научных взглядов о явлениях природы, что *при адекватном уровне науки* позволяет построить реалистичную теорию. Правда, и при недостаточно высоком уровне науки могут быть построены и теории, и соответствующие математические модели, которые, скорее всего не могут иметь ничего общего с реальностью.

2. *О возможности существования гипотетических объектов.* Если амбарцумяновская концепция была отвергнута из-за отсутствия теоретической подложки, то другая, более старая гипотеза за последние десятилетия получила огромную популярность. Речь идет о гипотезе о черных дырах, которая по своей доказуемости ничем не превосходит амбарцумяновскую концепцию о возможности существования сверхплотных сгустков материи. Этим гипотетическим объектам приписывают такие внешние проявления, какие Амбарцумян перечислял для активных ядер галактик. Однако плюсом для черных дыр является то, что они являются *продуктом существующей теории гравитации*.

В настоящее время для интерпретации различных наблюдательных данных все чаще привлекаются гипотетические черные дыры. Возможность существования таких объектов впервые была обсуждена Мичеллом [1], а в начале 20-го века тот же результат был получен Шварцшильдом [2-3] на основе эйнштейновской гравитационной теории. В обоих случаях, как известно, радиус сферы объекта связан с его массой соотношением

$$r_s = \frac{2GM}{c^2}. \quad (1)$$

Черные дыры обычно привлекаются для объяснения астрофизических явлений, которые связаны с чрезмерно большим энерговыделением. Различные модели предсказывают различную теоретическую эффективность преобразования массы в энергию, но в некоторых случаях она доходит до 30-ти процентов (см, например, [4]).

Несмотря на то, что множество активных явлений в космических объектах интерпретируется с помощью черных дыр и во многих работах детально вычисляются их массы, последние до сих пор остаются чисто теоретическими объектами. Можно сказать, что физическая картина гравитационного коллапса пока еще является результатом *априорной экстраполяции* теории в область таких физических условий, для которых не доказана применимость данной теории. Поэтому возникает естественный вопрос: можно ли на основе лишь доказуемых фактов и последовательного применения современной физики, привести доводы в пользу или против существования этих пока еще гипотетических объектов.

При подобных рассуждениях следует с самого начала уточнить, что речь должна идти именно о физике, а не о *математическом способе ее описания*. Не секрет, что математизация физики в той или иной степени идеализирует физическую картину, вследствие чего могут быть проигнорированы без предварительного анализа некоторые, не очень важные с первого взгляда физические эффекты и закономерности. Таким примером может служить, например, геометрическое описание гравитационного поля, которое заслуженно считается чрезвычайно удачным аппаратом для решения задач теории гравитации. Но, с другой стороны, при данном описании *совершенно исчезает всякая информация о структурных особенностях материи*: последняя представляется одной лишь массой, а также иногда могут быть привлечены ее такие глобальные характеристики, как вращение, электрический заряд и т.д. При таком подходе, естественно, не рассматривается такое понятие, как дефект массы в строении ядер и тем более, возможные изменения данной важной характеристики с эволюцией Вселенной. Не исследовано также поведение этой характеристики при чрезвычайно большом накоплении вещества или при больших плотностях материи.

Очевидно, что при последовательном подходе к физическим задачам следует всегда придерживаться некоторых аксиоматических утверждений, которые нередко выпадают из рассмотрения при формально-математическом описании задачи. Одним из наиболее важных аксиом, на наш взгляд, является то, что любое физическое поле создается специальным агентом данного поля. А это означает, что *изучение любого физического поля без учета существования агента и ее свойств является неполным и поэтому не может претендовать на точность описания физической реальности без специальной процедуры доказательства, что игнорирование свойств агента не повлияет на полученное для данной задачи решение* (утверждение 1).

Отсюда следует, что независимо от того, зарегистрирован гравитон в настоящее время экспериментально или нет, неизбежность его существования должна быть учтена при постановке любой физической задачи, в которой *свойства этой частицы могут иметь принципиальное значение с точки*

зрения интерпретации полученного решения. То, что гравитон пока еще не открыт экспериментально и что пока не существует последовательной квантовой теории гравитации, отнюдь не означает, что вообще нет этой частицы, а используемое геометрическое описание в любых условиях адекватно представляет физическую картину.

Далее, еще одно аксиоматическое утверждение, на котором держится современная физика, гласит, что, ничто не может двигаться быстрее скорости света в вакууме. Объединяя это с предыдущим утверждением, можно заключить, что *агент гравитационного поля материален и распространяется не быстрее скорости света* (утверждение II). Очевидно, что любая попытка отказаться от данного утверждения равносильна отказу от ряда основополагающих аксиом современной физики. Тогда возникла бы необходимость пересмотра всех теоретических выводов, проверки всех эмпирических данных, так или иначе связанных с этими аксиомами.

Вернемся к классическому определению черной дыры, которое всего лишь утверждает, что *никакое материальное тело или никакой сигнал, движущиеся не быстрее скорости света, не могут покинуть пределы сферы с радиусом Шварцшильда (1)*. Это означает, что, если действительно существует объект с такими свойствами, то он не может быть обнаружен с помощью электромагнитных волн, рожденных внутри или на границе сферы. Считается, что единственным источником информации для обнаружения подобного объекта может служить его гравитационное поле.

Но, как это не парадоксально, при последовательном применении физики уже само определение "черной дыры" исключает возможность существования какого-либо объекта с подобными свойствами и, тем более, прямых или косвенных методов его обнаружения. Такой вывод непосредственно следует из определения черной дыры и утверждения II. Если в основу теории ставится не геометрическое описание гравитации, а основанные на основополагающих аксиомах четко сформулированные физические соображения, то вывод может быть один, а именно, что *агент гравитационного поля, так же как и фотон света, не может покинуть область, заключенную сферой Шварцшильда* (утверждение III). В любом случае, ни одна теория черных дыр не доказывает, что агент гравитационного поля может покинуть вышеупомянутую область, став тем самым носителем информации о материальном объекте. *Существование гравитационного поля черной дыры за пределами шварцшильдовской сферы противоречит самой логике существования подобных объектов, оно принимается теориями черных дыр a priori и не является доказуемым утверждением* (утверждение IV).

Таким образом, если некоторое количество вещества каким-то образом заключено в сферу Шварцшильда, то оно должно исчезнуть для внешнего наблюдателя не только в качестве источника электромагнитных волн, но

также не может быть обнаружено как источник гравитационного поля. Другими словами, такой объект не может быть обнаружен на основе известных современной физике законов. Это означает, что физические условия, необходимые для образования черных дыр, с другой стороны, требуют *полное и бесследное исчезновение материи, заключенной в шварцшильдовскую сферу* (утверждение V) в современном понимании существования вещества. По крайней мере, именно такой результат следует прогнозировать на основе известных законов и принятых аксиом современной физики. Может быть источником информации мог служить предсказанный Хоукингом эффект испарения, механизм которого также остается не очень ясным (см., например, [5-7] и ссылки в них). Но, очевидно, что он не разрешает *гравитационную катастрофу*, которая возникает вследствие исчезновения дочерних гравитонов данного объекта.

Заключение, к которому мы приходим на основе приведенной логической цепи, может быть интерпретировано двояко. В первом случае оно тривиальное и может лишь означать, что подобная концентрация материи не разрешена законами Природы, так как она приводит к "самоуничтожению" этой же материи, что явно противоречит закону сохранения и превращения энергии и вещества. Но, по-видимому, более перспективным может быть альтернативное утверждение о том, что, как это не звучало бы дико, *современной физике не известны законы и закономерности, регулирующие поведение вещества внутри шварцшильдовской сферы*. То есть, по-видимому, черные дыры являются результатом ограниченности используемой гравитационной теории [8]. Поэтому и возникают противоречия, описанные выше, и показывающие отсутствие внутренней самосогласованности общепринятой и наиболее популярной гипотезы.

Для разрешения данной непростой ситуации, на наш взгляд, может помочь правильный учет особенностей иерархичности сгущения материи во Вселенной. Имеется в виду, что все барионное вещество во Вселенной строго структурировано таким образом, что все мироздание построено на основе атомов и атомных ядер. И, поэтому, именно принципы строения атомных ядер могут подсказать решение также и данного парадокса. Речь идет о том, что любое атомное ядро характеризуется некоторой величиной энергии связи, которая достаточно хорошо исследована наукой. Это означает, что атомы построены таким образом, что некоторая часть массы, составляющая ядро нуклонов, находится в состоянии энергии.

3. Влияние хаббловского расширения на структуру атомного ядра и радиоактивность. Можно ли рассматривать задачу о влиянии универсального расширения пространства на физические свойства атомных ядер. В работе [9] нами было рассмотрено изменение потенциальной энергии сферически-симметричного объекта вследствие расширения. Здесь,

очевидно, потребуется аналогичный анализ с учетом особенностей взаимодействий нуклонов в ядре. Но при этом следует учитывать, что зависимость ядерных сил от расстояния до сих пор не известна. Мы знаем лишь, что ядерные силы являются короткодействующими, и в ядрах действует принцип соседа, когда каждый нуклон взаимодействует лишь со своими непосредственными соседями. Таким образом, важной особенностью ядерных сил является их короткодействующий характер. На больших расстояниях сильнее проявляется действие сравнительно медленно убывающих кулоновских сил.

С другой стороны, важнейшую роль в ядерной физике играет понятие *энергии связи ядра*. Она может быть определена как минимальная энергия, которую необходимо затратить для *полного расщепления ядра на отдельные частицы*. С точки зрения классического подхода образования атомных ядер с помощью нуклеосинтеза энергия связи ядра может быть определена также и следующим образом: энергия связи равна той энергии, которая выделяется при образовании ядра из отдельных частиц, что следует из закона сохранения энергии.

Энергию связи любого ядра можно определить с помощью точного измерения его массы. Известно, что масса любого ядра M_{nuc} с Z -протонами и N -нейтронами всегда меньше суммы масс, входящих в его состав протонов и нейтронов:

$$M_{nuc} < Zm_p + Nm_n, \quad (2)$$

где m_p и m_n - массы протонов и нейтронов в данном ядре.

Именно данная разность масс

$$\Delta M = Zm_p + Nm_n - M_{nuc}, \quad (3)$$

которая называется *дефектом масс*, с помощью эйнштейновского соотношения, которое связывает между собой массу и энергию, определяет *энергию связи ядра*

$$E_{nb} = \Delta Mc^2 = (Zm_p + Nm_n - M_{nuc})c^2. \quad (4)$$

Энергия связи ядра для известных ядер исследована достаточно подробно. Наряду с полной энергией, задается также *удельная энергия связи*, которая представляет собой среднюю энергию, которую нужно затратить, чтобы удалить один нуклон из ядра - $\bar{E}_{nb} = E_{nb}/A = E_{nb}/(Z+N)$. На рис.1 приведен хрестоматийный график, показывающий зависимость удельной энергии связи от массового числа A .

Как видно из рисунка, при малых значениях массовых чисел удельная энергия связи ядер резко возрастает и, образуя некоторые локальные максимумы на ядрах, которые характеризуются магическими числами (^4He , ^{12}C , ^{16}O и др), достигает максимума при $A \approx 50 \div 60$. Ядра с такими массовыми числами наиболее устойчивы. С дальнейшим ростом

массового числа средняя энергия связи медленно уменьшается. Тем не менее, спад происходит гораздо медленнее, и в широком интервале массовых чисел значение энергии почти постоянно ($\bar{E}_{nb} \approx 8$ МэВ).

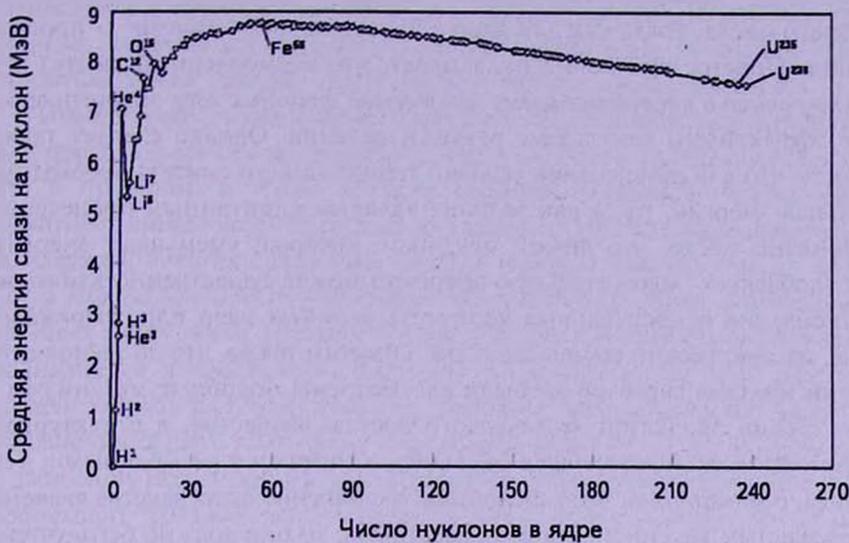


Рис. 1. Зависимость средней энергии связи, рассчитанной на один нуклон, от общего количества нуклонов в атомных ядрах.

Таким образом, исследуя атомные ядра, мы приходим к выводу, что в данном случае мы имеем дело с некоторой математической группой, для которой операция сложения определена лишь экспериментально. Мы можем утверждать лишь, что

$$M(Z+N) \neq M(Z) + M(N), \quad (5)$$

где $M(Z+N)$ - масса предполагаемого ядра, а $M(Z)$ и $M(N)$ - массы протонов и нейтронов данного ядра в свободном состоянии. Другими словами, приведенные величины представляют собой элементы данной математической группы.

Другой экспериментальный результат, который выражается неравенством (5), означает, что для соответствия этой математической группы существующим атомным ядрам всегда выполняется

$$M(Z+N) < M(Z) + M(N). \quad (6)$$

Тем не менее, кроме полуэмпирической формулы, которая с некоторой (даже неплохой) точностью определяет энергию связи для известных ядер, нет строгого определения сложения (как, например, для скоростей в релятивистской физике).

Теперь, если будем исходить из той парадигмы, которая утверждает, что наблюдаемые эффекты расширения являются частными случаями универсального хаббловского расширения пространства, то придем к

заклучениям, которые могут быть полезны для понимания механизмов эволюции материи. Сначала обратим внимание на то, что для ядер с малыми значениями энергетически выгоден процесс слияния, так называемый, термоядерный синтез, который приводит к увеличению массового числа, тогда как для ядер с большими значениями - процесс деления. Простое сравнение показывает, что термоядерный синтез для *существующего в настоящее время множества атомных ядер* энергетически более эффективен, чем любые реакции деления. Однако следует также отметить, что для обеспечения условий термоядерного синтеза необходима начальная энергия, тогда как деление является спонтанным процессом.

Понятно также, что любой механизм, который уменьшает энергию связи (добавляет положительную энергию) может существенно влиять на формирование относительных количеств атомных ядер или, выражаясь проще, на химический состав вещества. Отметим также, что до настоящего времени никогда серьезно не были рассмотрены подобные механизмы с точки зрения эволюции химического состава вещества, а структурные особенности всех атомных ядер считались и считаются неизменными. Тем не менее, если принять, что хаббловское расширение пространства является универсальным явлением для всех масштабов, то оно должно быть учтено для интерпретаций как структурных особенностей ядер, так и закономерностей, выявленных при изучении распределения химических элементов.

Хаббловское расширение в свободном от сгущения материи пространстве происходит беспрепятственно. Однако там, где существуют некоторые количества вещества, части которого связаны между собой различными силами притяжения, как следует из простых физических соображений, процесс расширения должен быть затруднен. Физически это понятно, так как требуется дополнительная работа по преодолению сил, которые действуют в данном сгустке вещества. Если в гравитационно-связанных объектах накапливается потенциальная энергия [9], которая может быть освобождена с помощью, например, выбросов некоторых порций вещества, то в атомном ядре "темная энергия", по всей видимости, должна постепенно уменьшать энергию связи. Но такое уменьшение приводит также и к уменьшению дефекта массы. Тогда, оставаясь в рамках данной парадигмы, мы приходим к выводу, что *происходит постепенная трансформация некоторой части темной энергии в массу барионов.*

4. Изменение энергии связи ядер вследствие хаббловского расширения. Хаббловское расширение Вселенной, согласно наблюдательным данным, является всеобъемлющим, происходит изотропно и однородно для всех масштабов, начиная, по крайней мере, с одного Мегапарсека. Если предполагать, что оно универсально и не является прерогативой лишь мегапространства, то на основе обсуждения в

предыдущем разделе приходим к некоторым физическим выводам. Эти выводы не всегда очевидны и не всегда ожидаемы с точки зрения современных теорий возникновения и эволюции космических объектов. Однако они позволяют подвергать критическому анализу те наблюдательные данные, которые существуют на сегодняшний день не только с общепринятой точки зрения, но также и с учетом новых подходов.

Процесс уменьшения энергии связи вследствие универсального расширения или превращения темной энергии в массу барионов, может означать также, что в прошлом, а также в таких областях локальной Вселенной, где пространственный масштаб расширения каким-то образом *заморожен в веществе* и задержан, энергия связи ядер выше, а соответствующая масса - меньше. Тогда можно заключить, что кривая зависимости средней энергии связи в атомных ядрах также эволюционирует с возрастом Вселенной, причем она поднимается в абсолютном значении, а максимум, по всей видимости, должен уходить в сторону больших массовых чисел. Учитывая также закон сохранения общего количества барионов во Вселенной, мы заключаем, что в эволюции Вселенной из-за уменьшения энергии связи нуклонов в ядрах происходит "раздробление" массивных ядер, с образованием более легких ядер. По современным представлениям результатом данного процесса, в предельном случае, должны быть *протон и нейтрон с полной массой*.

Если бы был известен точный закон сильных взаимодействий в ядре, то можно было построить соответствующую теорию эволюции энергии связи $E_{nb}(t, Z, N, m)$ в момент времени t , где m показывает массу ядра в данный момент. Если нас интересует значение энергии связи через короткое время Δt , то должны учитывать, что при сохранении количества протонов и нейтронов, самым важным изменением должен быть некоторый прирост массы каждой из частиц, и, следовательно, массы ядра как целого, на некоторую малую величину Δm . Более того, мы должны принять, что энергия Δmc^2 , которая была получена за счет трансформации темной энергии в массу ядра, соответствует уменьшению абсолютного значения энергии связи данного ядра, которое за данное малое время не претерпевает никаких других изменений (спина, заряда, количества нейтронов и др.). Тогда можно написать следующее равенство:

$$E_{nb}(t + \Delta t, Z, N, m + \Delta m) = E_{nb}(t, Z, N, m) + \Delta mc^2, \quad (7)$$

из которого при $\Delta t \rightarrow 0$ получаем соотношение

$$\frac{\partial E_{nb}}{\partial t} = \left(c^2 - \frac{\partial E_{nb}}{\partial m} \right) \frac{\partial m}{\partial t}. \quad (8)$$

По сути соотношение (8) выражает лишь тот факт, что энергия связи атомного ядра тесно связана со значением его массы. Если же энергия связи изменяется вследствие трансформации пространственного масштаба,

то результатом должно быть соответствующее изменение полной массы ядра. Следующим важным шагом, очевидно, должно быть определение скорости передачи темной энергии атомному ядру с превращением ее в массу ядра. Единственное, что мы знаем, это то, что хаббловский закон ускоряющегося расширения, по всей видимости, действует на всех масштабах. Любая точка *Б* *пустого* пространства, находящаяся на расстоянии *r* от точки *А*, испытывает ускорение по отношению к последней, которое определяется простым соотношением [10]

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \left(H^2 + \frac{dH}{dt} \right) r, \quad (9)$$

и имеет направление радиуса-вектора $\vec{r} = \overline{AB}$ по отношению к *А*. Здесь через *H* обозначена постоянная Хаббла.

Мы не будем обсуждать здесь вопрос о количестве энергии, которое превращается в массу за единицу времени в данном ядре в определенный момент расширения. Нет сомнений, что это достаточно сложный вопрос и требует отдельного исследования, и так как он связан с изменением энергетической структуры атомного ядра, что имеет квантовый характер. Это, в свою очередь, потребует нового подхода, связанного с квантованием не только энергии, но и пространства.

Согласно современным оценкам ускоряющееся хаббловское расширение пространства содержит в себе больше 70-ти процентов полной массы-энергии Вселенной. Не исключено, что доля темной энергии в энергетическом балансе Вселенной недооценена, так как существование темной массы, "ответственной" за более чем 20 процентов пока еще не находит веских доказательств. Поэтому, на наш взгляд, было бы совершенно непонятным, если бы темная энергия не играла решающую роль в формировании той иерархической структуры барионного вещества, которую мы наблюдаем во Вселенной.

Несмотря на то, что пока еще нет стройной теории, описывающей эволюцию атомных ядер и дефицита массы в ядрах, тем не менее, на чисто физическом уровне можно исследовать последствия реализации такого физического механизма и сравнить полученные выводы с наблюдательными данными. Здесь отметим лишь некоторые последствия, которые на первый взгляд кажутся наиболее важными: а) эволюция атомных ядер происходит в направлении раздробления, в результате чего увеличивается относительное количество легких химических элементов, и, в первую очередь, водорода; б) в тех областях пространства, где расширение замедлено, например, вследствие накопления материи и большого гравитационного торможения, металличность должна быть выше, а также могут существовать атомные ядра чрезмерно больших массовых чисел и с большим массовым числом; в) масса любого объекта в расширяющейся

с ускорением пространстве увеличивается в ходе эволюции Вселенной.

5. Заключение. Тот факт, что в атомных ядрах нуклоны теряют часть своей массы, позволяет предложить гипотезу о том, что при эволюции Вселенной энергия связи атомных ядер уменьшается, вследствие чего увеличивается средняя масса составляющих их нуклонов. То, что в различных ядрах массы нуклонов существенно отличаются друг от друга, косвенным образом свидетельствует о возможности изменения массы нуклонов в ядре. Но более важным кажется сравнение с известными наблюдательными данными.

Следует, во-первых, обратить внимание на химический состав квазаров, которые находятся на более раннем этапе развития, чем локальные галактики. Квазары являются ранней стадией эволюции галактик, и наиболее важным с точки зрения исследуемой нами задачи является то, что их металличность растет с красным смещением, т.е. с основным признаком молодости объектов.

Огромную важность приобретает и другой достаточно хорошо проверенный наблюдательный факт, каковым является несомненная корреляция между массой галактики и ее металличностью. С точки зрения выдвинутой нами гипотезы такая корреляция отражает то обстоятельство, что вмороженный в вещество масштабный фактор пространства определяет задержку процесса распада и формирования достаточного количества легких элементов, наличие которых и является решающим фактором в снижении металличности. О том же самом свидетельствует тот факт, что маломассивные галактики отличаются рекордно низким содержанием тяжелых элементов. В традиционной космологии такие галактики считаются объектами самого первого поколения, в том смысле, что они образовались из вещества, которое пока еще не было обогащено продуктами нуклеосинтеза. В рамках же предлагаемой парадигмы утверждается, что за одно и то же эволюционное время, с точки зрения формирования химического состава, карликовая галактика имеет больше шансов без задержки (или, по крайней мере, с меньшей задержкой) следовать за изменением пространственного масштаба и выработать большое количество легких элементов, в том числе, водорода.

Не останавливаясь на всех последствиях, хотелось бы подчеркнуть еще одно обстоятельство, связанное с трансформацией некоторой части энергии расширения Вселенной в массу. Механизм уменьшения энергии связи в атомных ядрах с превращением этой энергии в массу (если этот процесс действительно имеет место) достаточно прозрачен и может быть воспринят в рамках современной физики с введением понятия эволюции ядер или динамики ядер. С другой стороны он созвучен также и с идеями квази-стационарной космологии с постоянным рождением материи. Однако, если в квазистационарной космологии материя рождается лишь в местах

огромнейшего накопления материи, то в данном случае мы должны наблюдать увеличение массы везде, где есть атомные ядра. Очевидно, что для последующего исследования данной гипотезы исключительно важным может быть построение моделей формирования космических объектов вследствие распада материнских тел и с учетом увеличения массы. Для этого особую важность приобретает создание теории трансформации темной энергии в массу нуклонов в атомном ядре.

Еще одно немаловажное обстоятельство связано с вопросами существования черных дыр. Если атомное ядро, которое является основой барионной материи в нашей Вселенной, обладает свойством обмена энергии с окружающим пространством, изменяя при этом баланс собственной массы и энергии связи, то это свойство должно быть учтено при построении теоретических моделей гравитирующих объектов. Тогда, как можно заключить на основе приведенных рассуждений, просто исчезнет необходимость оперировать с такими экзотическими объектами.

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

HUBBLE EXPANSION OF THE UNIVERSE AND STRUCTURAL FEATURES OF ATOMIC NUCLEI

H.A.HARUTYUNIAN

An attempt is made to investigate the concept of black hole existence from the viewpoint of modern physics' axioms. It is shown that one may arrive at a conclusion that the matter enclosed into the Schwarzschild sphere should disappear not only as a source of electromagnetic radiation but also as a source of gravitational field. For solving this paradox a hypothesis is suggested that the accelerated expansion of the Universe gives some positive energy to any atomic nucleus depending on its volume. The energy inflow cancels out gradually the nucleus binding energy and consequently increases the nucleus mass and, accordingly, the masses of its components. This mechanism allows one to arrive at a conclusion that owing to an opposite process when compression of matter an inverse phenomenon should take place with a release of binding energy and the average mass of nucleons participating in this process should decrease. In other words, some part of the matter mass simply transforms into the energy.

Key words: *Hubble expansion:gravitation:atomic nuclei:mass defect*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Michell*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, **74**, 35, 1784.
2. *K. Schwarzschild*, Sitzungsber. Preuss. Akad. D. Wiss., 189, 1916.
3. *K. Schwarzschild*, Sitzungsber. Preuss. Akad. D. Wiss., 424, 1916.
4. *I. Dutan, P.L. Biermann*, The Efficiency of Using Accretion Power of Kerr Black Hole, Neutrinos and explosive events in the Universe, NATO Science Series, v209, part II, 175-180, 2005.
5. *S.W. Hawking*, Comm. Math. Phys., **43**, 199, 1975.
6. *A.D. Helfer*, Rept. Prog. Phys., **66**, 943, 2003.
7. *V.A. Belinski*, Phys. Lett. A, **354**, 249-257, 2006.
8. *D.M. Sedrakian*, Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity, eds. Н.Нарутюнян, А.Микаелиан, Y.Терзиан, Gitutyun PH, **98**, 2010.
9. *Г.А. Арутюнян*, Астрофизика, **53**, 343, 2010.
10. *Г.А. Арутюнян*, Астрофизика, **46**, 103, 2003.

CONTENTS

Multiwavelength study of 230 IRAS FSC Galaxies <i>A.Hovhannisyán, L.A.Sargsyan, A.M.Mickaelian, D.W.Weedman</i>	171
Interacting galaxies in the Hubble space telescope deep fields <i>Y.H.Mohamed, V.P.Reshetnikov</i>	181
Luminosity function of the field galaxies <i>A.P.Mahdessian</i>	189
Magnetic field structure near the galactic plane <i>R.R.Andreasyan, S.K.Balayan, V.H.Movsesyan</i>	205
On instabilities of the non-stationary model of self-gravitating disk. III. Phenomenon of lopsidedness and comparison of perturbation modes <i>K.T.Mirtadjieva, S.N.Nuridinov, J.K.Ruzibaev, Muhammad Khalid</i>	213
New H α objects. NGC 6910 region. II <i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, A.A.Karapetian, A.L.Samsonian, G.R.Kostandian</i>	231
HD 52721 - A close binary system among Herbig Ae/Be stars <i>M.A.Pogodin, N.G.Beskrovnaya, I.S.Guseva, S.E.Pavlovskiy, N.Rusomarov</i>	243
Rotational periods of CP-stars with different magnetic field values <i>Yu.V.Glagolevskij</i>	263
Bilinear integrals of the radiative transfer equation <i>A.G.Nikoghossian</i>	275
Finding Ambartsumyan functions and some analogues <i>E.Kh.Danielian</i>	283
On some models in the theory of the third isolating integral of motion <i>G.A.Malasidze, G.N.Salukvadze, R.A.Chigladze</i>	301
Finite temperature calculations for the bulk properties of strange star using a many-body approach <i>G.H.Bordbar, A.Poostforush, A.Zamani</i>	309
Hubble expansion of the universe and structural features of atomic nuclei <i>H.A.Harutyunian</i>	323

HD 52721 - ТЕСНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА СРЕДИ Ae/Be ЗВЕЗД ХЕРБИГА	<i>М.А.Погодин, Н.Г.Бескровная, И.С.Гусева, С.Е.Павловский, Н.Русомаров</i>	243
ПЕРИОДЫ ВРАЩЕНИЯ СР-ЗВЕЗД С РАЗНЫМИ ВЕЛИЧИНАМИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	<i>Ю.В.Глаголевский</i>	263
БИЛИНЕЙНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ	<i>А.Г.Никогосян</i>	275
О НАХОЖДЕНИИ ФУНКЦИЙ АМБАРЦУМЯНА И ИХ НЕКО- ТОРЫХ АНАЛОГОВ	<i>Э.Х.Даниелян</i>	283
О НЕКОТОРЫХ МОДЕЛЯХ С ТРЕМЯ ИЗОЛИРУЮЩИМИ ИНТЕГРАЛАМИ ДВИЖЕНИЯ	<i>Г.А.Маласидзе, Г.Н.Салуквадзе, Р.А.Чигладзе</i>	301
ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ СТРАННОЙ ЗВЕЗДЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФОРМАЛИЗМА ПРОБЛЕМЫ МНОГИХ ТЕЛ	<i>Г.Х.Бордбар, А.Пустфораш, А.Замани</i>	309
ХАББЛОВСКОЕ РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ И СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ АТОМНЫХ ЯДЕР	<i>Г.А.Арутюнян</i>	323