

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 46

НОЯБРЬ, 2003

ВЫПУСК 4

- ХАББЛОВСКИЙ ПОТОК: ПОЧЕМУ КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ СОХРАНЯЕТ СВОЮ КИНЕМАТИЧЕСКУЮ ИДЕНТИЧНОСТЬ ОТ РАССТОЯНИЯ В НЕСКОЛЬКО Мпк ДО НАБЛЮДАТЕЛЬНОГО ГОРИЗОНТА?  
*И.Д.Караченцев, А.Д.Чернин, П.Терикорпи* 491
- ОБОГАЩЕНИЕ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ТЯЖЕЛЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ПРИ БОЛЬШИХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЯХ  
*М.В.Костина* 509
- МАГНИТНЫЕ МОНОПОЛИ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ: ФОРМИРОВАНИЕ ПАР  
*В.К.Дубрович, Н.А.Сушко* 517
- ЭВОЛЮЦИЯ РАДИОСВЕТИМОСТЕЙ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ТИХО И КЕПЛЕРА  
*К.С.Станкевич, А.М.Асланян, В.П.Иванов, Р.М.Мартirosян, Е.Терзян* 525
- О БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ ТОРМОЖЕНИИ ОБОЛОЧЕК НОВЫХ И СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД В ЗАМАГНИЧЕННОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ  
*Д.А.Осипян, Г.Б.Нерсисян, Г.Г.Матевосян* 531
- ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД  
*Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян* 545

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

### Խմբագրական կոլեգիա

Կլավեր խմբագիր՝ Գ.Ս.Սեդրակյան (Հայաստան)

Կլավեր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչևի (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Բաղդոնյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բինովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Գ.Կարաչենցև (Ռուսաստան),

Գ.Ի.Կուրտ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Երիզանյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերիպաշուկ (Ռուսաստան),

Լ.Ա.Պարսոմյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սարգսյան (Վրաստան), Ե.Թերզյան (ՄՄՆ):

### Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

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

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-

Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция),

А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия),

Е.Терзян (США), А.М.Черепашчук (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.

ՂԱՏՎԱԾԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Դիստիբյուտների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնուրույն հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբազմալուսյան և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների զմայ: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ապիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24<sup>а</sup>

Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38

e-mail: [astrofiz@sci.am](mailto:astrofiz@sci.am)

УДК: 524.8

## THE HUBBLE FLOW: WHY DOES THE COSMOLOGICAL EXPANSION PRESERVE ITS KINEMATICAL IDENTITY FROM A FEW MPC DISTANCE TO THE OBSERVATION HORIZON?

† D.KARACHENTSEV<sup>1</sup>, A.D.CHERNIN<sup>2,3,4</sup>, P.TEERIKORPI<sup>2</sup>

Received 25 April 2003

The problem of the physical nature of the Hubble flow in the Local Volume ( $D < 10$  Mpc) stated by Sandage is studied. New observational data on galaxy motions and matter distribution around the Local Group and nearby similar systems are described. Dynamical models are discussed on the basis of the recent data on cosmic vacuum or dark energy.

Key words: *Cosmology:expansion - galaxies:motions*

1. *Introduction.* In a recent paper, Sandage [1] has emphasized evidence that the rate of the cosmological expansion in the Local Volume ( $D < 10$  Mpc) is "similar, if not precisely identical", to the global rate (see also [2-5]). This is a severe challenge to the current cosmological theories, especially in view the fact that the linear expansion flow starts from the distances of a few Mpc from the Local Group [6-9]. Indeed, why is the galaxy velocity field fairly regular in the area where the galaxy spatial distribution is very irregular? And how can it be compatible with the bulk motion of the volume with a high velocity of about  $600 \text{ km s}^{-1}$ ?

In this paper, we first describe new observational data on the kinematics and distribution of galaxies in the Local Volume and then suggest a theoretical framework which appears to offer a possible solution to the above mentioned problems. This approach is suggested by the recent discovery of the cosmic vacuum, or dark energy, and on the data on its energy density [10,11].

We note that the Local Volume is in many ways optimal for study of questions concerning the various components of the universe and their dynamics. Here we have relatively accurate distances and a good knowledge of the distribution of galaxies which turns out to be typical for the galaxy universe in general. In this volume the Hubble law starts and one may see both its linear form and to measure its dispersion. One may also detect minor deviations due to the differential velocity field caused by the Virgo cluster. The Local Volume is also deep inside the (unknown) volume which has the zero velocity relative to the cosmic background radiation. With its

very clumpy galaxy distribution it is also deep inside the volume in which the distribution may be regarded as uniform.

2. *Global expansion rate and cosmic vacuum.* The global rate of the expansion is the rate on the spatial scales of a hundred Mpc and larger where the spatial matter distribution is considered smooth and uniform, on average (see, for instance, [12]). This is the realm of the standard isotropic cosmology which views the linear expansion flow as a direct consequence of the uniformity of matter distribution.

The precise value of the global expansion rate, or the Hubble constant, is still under discussion. However a value  $H_0 = 70 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  appears to cover most of the recent determinations on large ( $> 200 \text{ Mpc}$ ) and "intermediate" (30 - 200 Mpc) scales [13,2,5,14].

As to the theory, according to the Friedmann model  $H = \dot{a}/a$ , where  $a(t)$  is the scale factor of the model. For cold (non-relativistic) matter with the density  $\rho_M$  and cosmological constant, or vacuum with the density  $\rho_V$ , the scale factor is given by the Friedmann equation:

$$\dot{a}^2 = 8\pi/3 \cdot G(\rho_M + \rho_V)a^2 - k. \quad (1)$$

For the spatially flat model ( $k=0$ ), the solution has a form:

$$a(t) = a_0 q^{-1/3} \sin h^{2/3}(3\alpha t/2), \quad (2)$$

where  $a_0 = a(t_0)$  is the present-day value of  $a(t)$ ,  $q = \rho_V/\rho_M$ , and  $\alpha = [(8\pi/3)G\rho_V]^{1/2}$ . Then

$$H(t) = \alpha(3/2 \cdot \alpha t). \quad (3)$$

On the other hand, the Hubble constant is expressed from Eq. (1) directly in terms of  $\alpha$  and  $q$

$$H = \alpha[(1 + q/q)]^{1/2}. \quad (4)$$

For the present-day universe, the "concordant" observational figures for the densities are:

$$\Omega_V = \rho_V/\rho_c = 0.7 \pm 0.1; \quad \Omega_M = \rho_M/\rho_c = 0.3 \pm 0.1, \quad (5)$$

where  $\rho_c$  is the critical density. As a result, one has a rather narrow interval for the present-day global rate in the flat ( $\Omega_M + \Omega_V = 1$ ) model:

$$H_0 \leq (1.2 \pm 0.4)\alpha. \quad (6)$$

Actually, an approximate concordant estimate is possible for all the three figures involved in the equations above (see for a review [15]):

$$H_0 \sim t_0^{-1} \sim \alpha. \quad (7)$$

More precise numbers follow from the concordant observational evidence:

$$H_0 = (2 \pm 0.2) \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}; \quad t_0 = 15 \pm 1 \text{ Gyr} = (4.5 \pm 0.3) \times 10^{17} \text{ s}; \quad (8)$$

$$\alpha = (1.4 \pm 0.4) \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}.$$

In real observations, the global expansion rate appears as a *mean* value of many individual measurements. There are naturally some definite deviations from the mean value; but they are not too significant on the global scales. Indeed, galaxies, their groups, clusters and superclusters are able to produce peculiar velocities within the expansion flow in their vicinity; the absolute value of these velocities are practically within the interval 100-1000 km s<sup>-1</sup>. Because of this, any real deviations are all below the 10% level for the distances of 200 Mpc and larger.

Thus we see that the concordant model enables one to put the observational data on the global expansion rate (see above) in general agreement with the cosmic age and the vacuum density. The model indicates that in the present state of the universe, the global rate is determined in terms of  $\alpha$  by the vacuum alone with a practically perfect accuracy. This new conclusion follows directly from the discovery of the cosmic vacuum with its energy density which is larger than the total energy density of all the other forms of cosmic matter.

3. *Matter distribution in the Local Volume.* Galaxies are distributed on the sky very inhomogeneously. This basic property of galaxies had been known long before their extragalactic nature was established. Clustering of galaxies towards each other is seen in a wide range of scales: from a typical galaxy diameter,  $\sim 10$  kpc, up to a scale of  $\sim 30$  Mpc exceeding a supercluster dimension. New optical and infrared sky surveys led to the conclusion that galaxy distribution is not homogeneous even on a scale of  $\sim 500$  Mpc [16], which reaches about 1/10 of the horizon of the universe. Over the last decades, old nomenclature has described small and large galaxy systems: pairs, groups, clusters and superclusters, was updated with an idea of the large scale structure consisting of cosmic "filaments" and "walls" framing giant empty volumes.

Generally, in the Local Volume one may see examples of all the components visible on larger scale 3-D maps: groups, elongated structures, filaments and voids. In addition, the local ( $< 10$  Mpc) spatial distribution appears to be fractal, with  $D = 1.8$  [17], in agreement with the distribution on larger scales, up to about 100 Mpc [18,19,12,20].

All mentioned properties of the large scale structure are seen in Fig.1, which presents the sky distribution of 5272 nearest galaxies in the equatorial coordinates. They are selected from the last version of the Lyon Extragalactic Database (=LEDA) [21] by the condition that their corrected radial velocities are  $V_{LG} < 2300$  km s<sup>-1</sup>. The galaxies are shown as filled circles with sizes inversely proportional to their distances (radial velocities). The gray belt corresponds to the Zone of Avoidance in the Milky Way (galactic latitude of  $\pm 10^\circ$ ), where the lack of galaxies is caused by strong Galactic extinction. As seen in the figure, the nearby galaxies are concentrated towards the Local

Supercluster plane, and the Virgo cluster is the most dense part of it. The Virgo cluster is located near the center of Fig.1 (marked with the character "V") and has a distance of 17 Mpc from us. The distribution of these galaxies

- 0 km s<sup>-1</sup>
- 500
- 1000
- 1500
- 2000

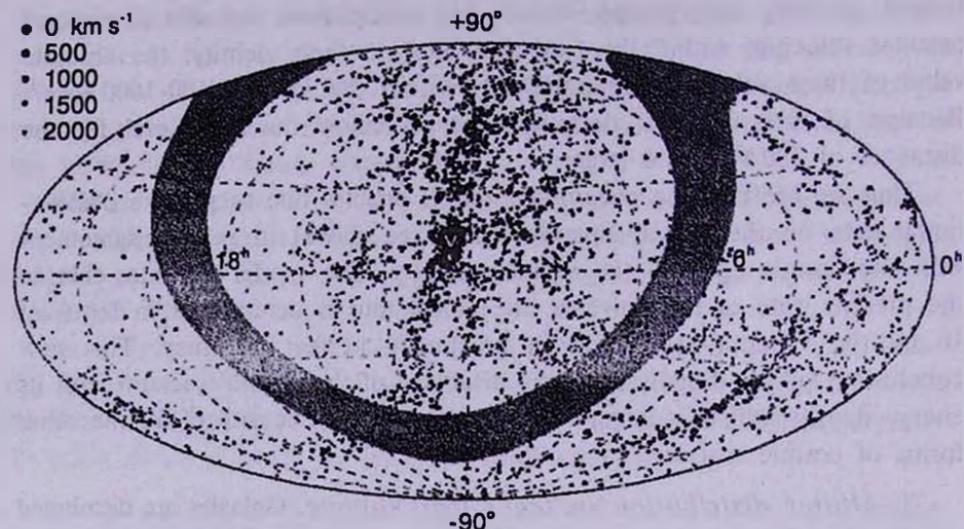


Fig.1. Distribution in the equatorial coordinates of 5272 galaxies with radial velocities less than 2300 km s<sup>-1</sup>. The Zone of Avoidance in the Milky Way is shaded. The Virgo cluster ("V") is situated near the map center.

in the supergalactic coordinates is presented in Fig.2. About half of the galaxies within the radius of 32 Mpc is situated in the Local Supercluster disk.

In the southern supergalactic hemisphere (SGL ~ 250°, SGB ~ -40°) another less rich cluster of galaxies, Fornax, aligned along the supergalactic longitude is seen. The Fornax cluster has a distance of 20 Mpc. In the

- 0 km s<sup>-1</sup>
- 500
- 1000
- 1500
- 2000

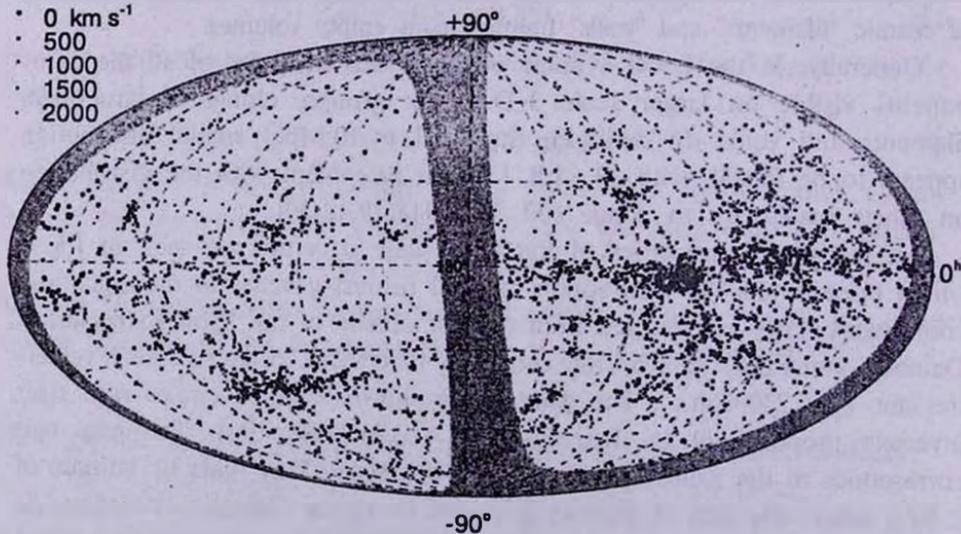


Fig.2. Distribution in the Supergalactic coordinates of the same 5272 galaxies.

northern hemisphere there is a significant deficit of galaxies with radial velocities  $V_{LG} < 1500 \text{ km s}^{-1}$ . This almost empty volume in Hercules-Aquila with a linear diameter of 20 Mpc was called "Local Void" [22]. In the opposite direction (the Orion constellation) there is another smaller empty region called "Local Minivoid" [7].

Projection of nearby and distant galaxies onto the sky makes difficult viewing the 3D structure of the Local Volume. Passing to the Cartesian supergalactic coordinates allows us to see the local relief in a new aspect. Fig.3 presents the distribution of galaxies with radial velocities  $V_{LG} < 1500 \text{ km s}^{-1}$  in projection onto the supergalactic plane. The radial velocity of each galaxy,  $V_{LG} = H_0 \times D$ , is used as the galaxy distance,  $D$ , where the Hubble parameter  $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  is assumed from modern data. Fig.3a shows the distribution of nearby galaxies situated within the Local supercluster plane. The thickness of this slice is taken to be  $\pm 300 \text{ km s}^{-1}$  along the SGZ axis. Fig.3b and Fig.3c present the distribution of remaining galaxies situated above ( $\text{SGZ} > 300 \text{ km s}^{-1}$ ) and below ( $\text{SGZ} < -300 \text{ km s}^{-1}$ ) the Supercluster disk, respectively. The main feature of the local landscape, the Virgo cluster, is elongated approximately along the +SGY axis. To a considerable extent, its

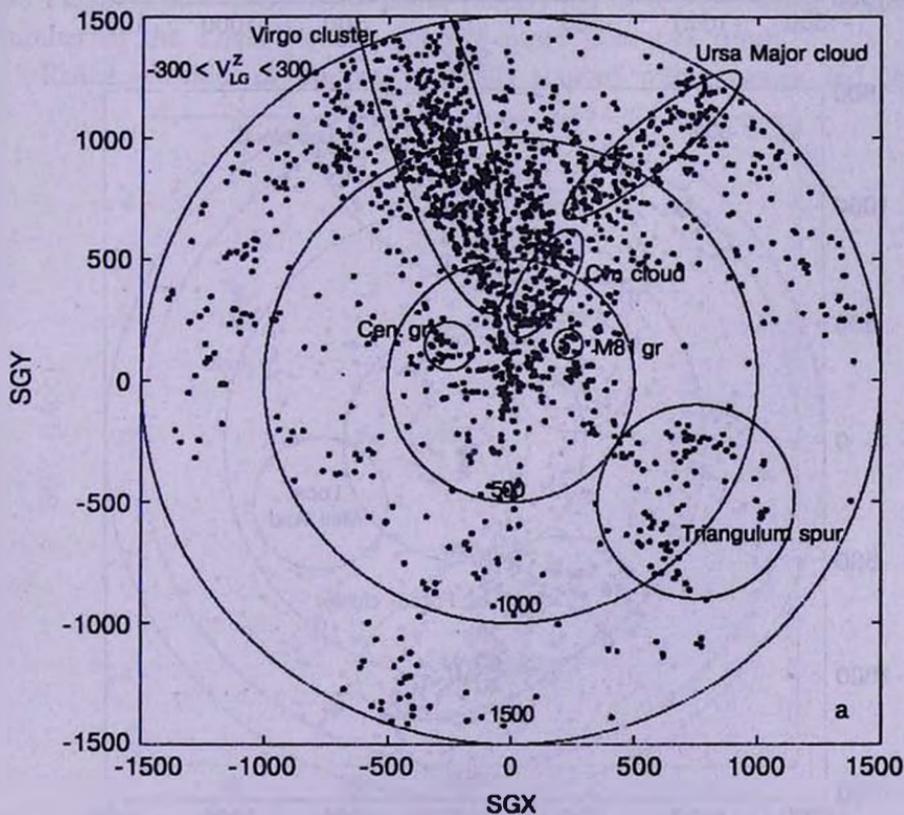


Fig.3. Distribution in Cartesian supergalactic coordinates of nearby galaxies with  $V_{LG} < 1500 \text{ km s}^{-1}$ : a) galaxies situated within the Local supercluster plane.

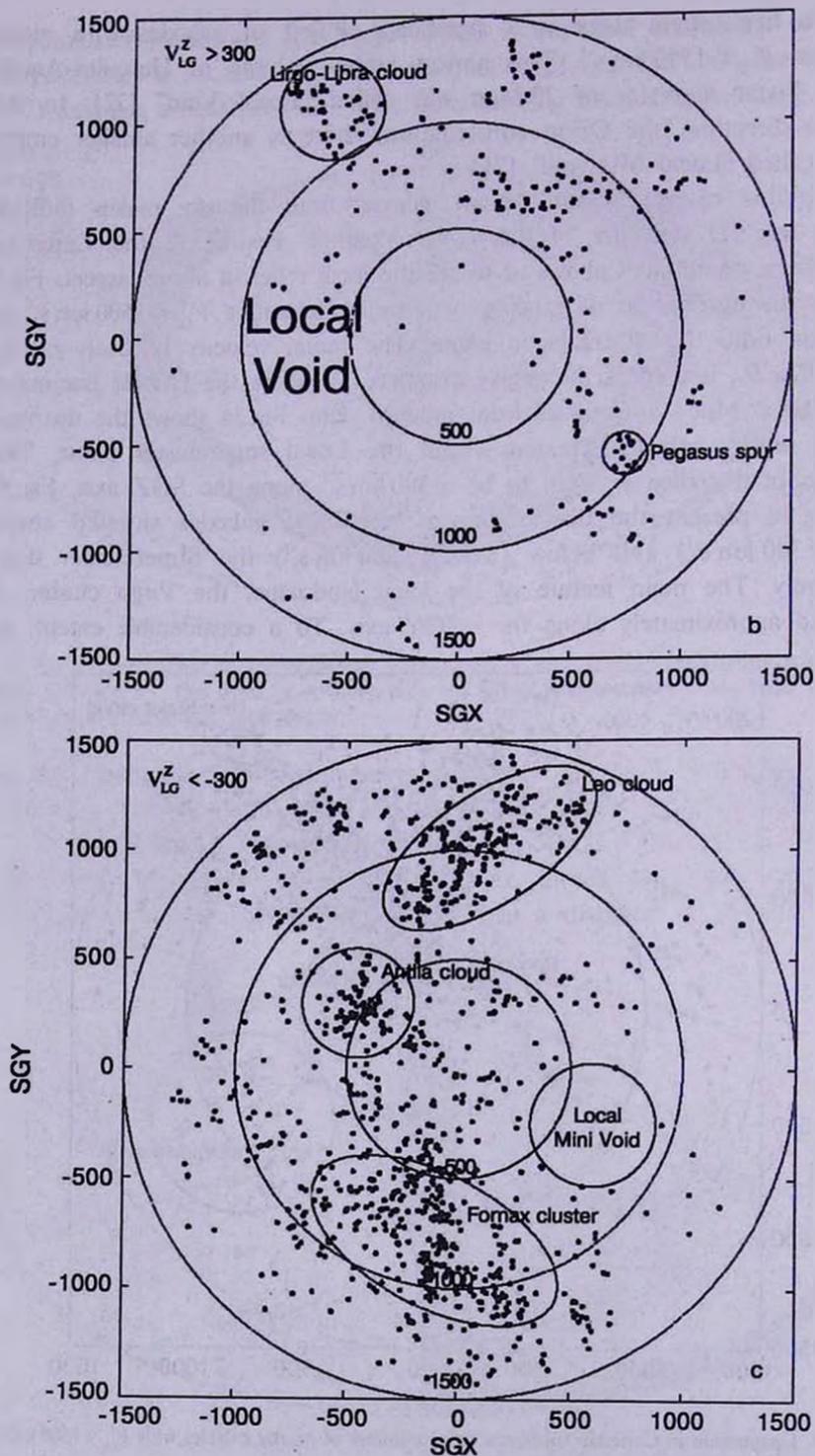


Fig.3. b) and c) Galaxies above and below the Local super cluster plane, respectively.

elongation is fictitious, being caused by internal virial motions with a dispersion  $\sigma_v = 650 \text{ km s}^{-1}$ . Apart from the Virgo cluster, in the Supergalactic plane there are other more scattered structures: the Ursa Majoris cloud, the Canes Venatici cloud, the Triangulum spur, etc., which have been revealed by Tully owing to their contrast above the average number density. The map of the southern supergalactic hemisphere shows the disposition of nearby galaxy clouds in Fornax, Leo, and Antlia. The presence of the Local Void is well seen in the galaxy distribution North of the Supergalactic disk.

It appears that our Galaxy is located not in the richest, nor in the poorest region of the Local supercluster. Kraan-Korteweg & Tammann [23] proposed to call the space region around the Local Group with radial velocities of galaxies  $V_{LG} < 500 \text{ km s}^{-1}$  "Local Volume". After omitting the Virgo cluster members having  $V_{LG} < 500 \text{ km s}^{-1}$  because of their virial motions, the Local Volume population contains 179 galaxies, being rather representative in number. During the last years, special effort has been undertaken to increase the Local Volume population. "Blind" surveys of the sky in the 21 cm line [24], infrared and radio surveys of the Zone of Avoidance [25] and searches for new dwarf galaxies of very low surface brightness based on the POSS-II and ESO/SERC plates [26,27] led to the increasing of the total number of the Local Volume galaxies more than two times.

Radial velocities of galaxies, especially situated within groups and clusters,

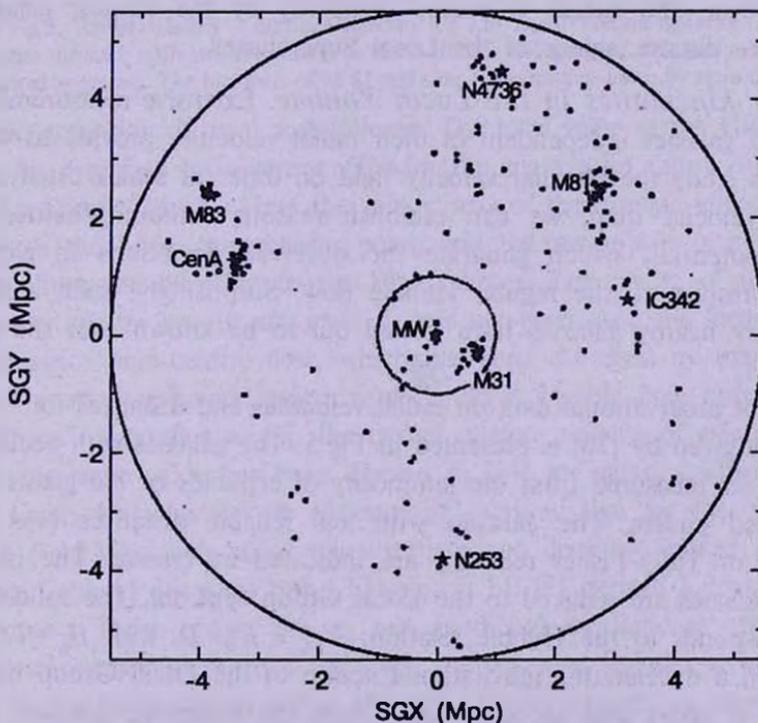


Fig.4. Distribution of the Local volume galaxies within 6 Mpc around the Milky Way, projected onto the Supergalactic plane. The brightest members of eight nearest groups are shown as asterisks.

give only an approximate estimate of distances to these galaxies. That was the reason to initiate a vast program of distance measuring to nearby galaxies, independently from their radial velocities. Over the last 10-15 years many nearby galaxies have been resolved into stars for the first time. The luminosity of their brightest blue and red stars have been used to determine galaxy distances with a typical accuracy of (20-25)% [28,29]. Later, the distance measurement error was decreased to ~10% by using the luminosity of the tip of the red giant stars. This labour-consuming program requiring a lot of observing time with the largest ground-based telescopes, as well as the Hubble Space Telescope, is yet not complete. So far, the distances have been measured for about 150 galaxies situated within 6 Mpc [30]. The distribution of these galaxies is presented in Fig.4. The Local Volume galaxies are projected onto the Supergalactic plane, SGX, SGY, and shown as filled circles. In this region there are eight known groups whose principal galaxies: the Milky Way, M 31, IC 342, M 81, Cen A, M 83, NGC 253 and M 94 are indicated with asterisks. Comparing the true 3D map of the Local Volume in Fig.4 with its approximate analogy in the redshift space (Fig.3), we recognize a higher density contrast of groups in Fig.4 and also the absence of the "virial tail" directed towards the Virgo cluster.

Note that the total number of 5272 galaxies, being averaged over the  $D = 32$  Mpc volume, yield the expected number of galaxies within  $D = 6$  Mpc to be 35. This number is 7 times as low as their observed number in the Local Volume. However, the excess is caused completely by the faintest galaxies unseen in more distant regions of the Local Supercluster.

**4. Galaxy kinematics in the Local Volume.** Extensive measurements of distances to galaxies independent of their radial velocities provide us with a possibility to study the peculiar velocity field on different scales. Analysing the peculiar velocity map, we can establish reasons (inhomogeneities of gravitational potential) which generate the observed deviations in galaxy motions with respect to the regular Hubble flow. Surprisingly, such a kind of data on very nearby galaxies have turned out to be known over the last 2-3 years only!

A sample of observational data on radial velocities and distances for ~150 nearby galaxies given by [30] is presented in Fig.5. The galaxies with accurate (~10%) distances measured from the luminosity of cepheids or red giants are shown by filled circles. The galaxies with less reliable distances (via the brightest stars or Tully-Fisher relation) are indicated by crosses. The radial velocities of galaxies are reduced to the Local Group centroid. The solid line in Fig.5 corresponds to the Hubble relation,  $V_{LG} = H_0 \times D$  with  $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , when a decelerating gravitational action of the Local Group mass,  $1.3 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ , is taken into account. Apart from the presented galaxies, the Local Volume of radius  $D < 6$  Mpc contains about 100 galaxies, whose dis-

tances are still unknown.

The largest deviations from the Hubble relation take place for the galaxies situated within two nearby groups around M 81 and Cen A. As it was noted in [8,31], significant deviations from the regular Hubble flow are caused by aniso-

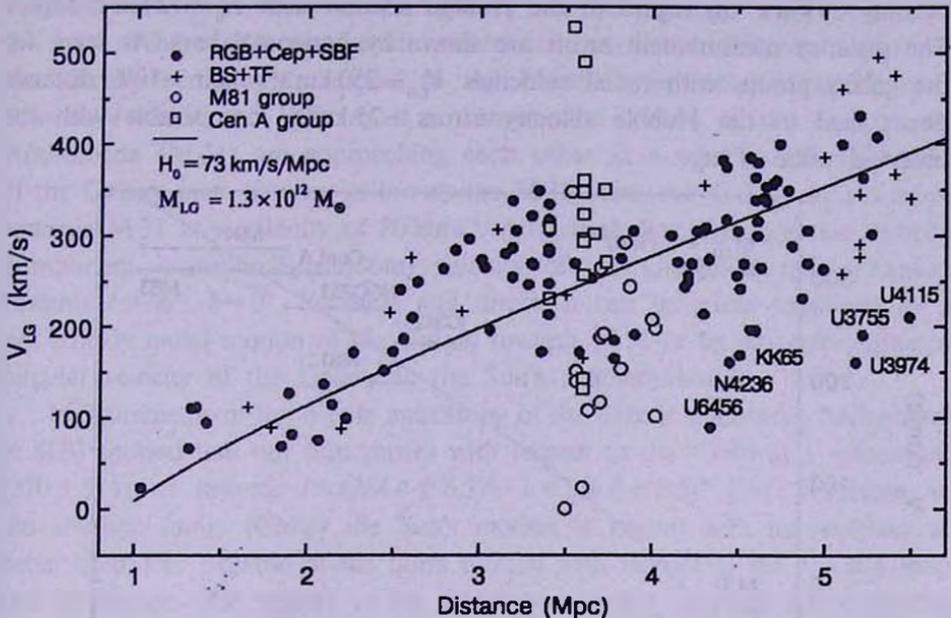


Fig.5. Radial velocity - distance relation for 156 Local Volume galaxies. The galaxies with accurate distance estimates are shown as filled circles, and galaxies with less reliable distances are indicated as crosses. The members of M 81 and Cen A groups are shown by open circles and squares.

tropic expansion of the Local Volume. The local value of the Hubble parameter can be described by a tensor  $H_{ij}$  with the main axial ratios  $(81 \pm 3) : (62 \pm 3) : (48 \pm 5) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Here the minor axis of the Hubble ellipsoid is directed towards the Local Supercluster poles, and the major axis is pointed  $(29 \pm 5)^\circ$  away from the direction to the Virgo cluster. The nature of this phenomena remains unclear yet. In any case, it does not agree with the idea of spherically-symmetric Virgo-centric flow, which has been discussed by many authors.

The most enigmatic property of the local Hubble flow turns out to be its "coldness". According to [6], the typical random velocity of galaxies is  $70 \text{ km s}^{-1}$ . Just the same value has been derived in [31] for galaxies within 7 Mpc from us. Later, Karachentsev & Makarov [8] showed that for the nearest galaxies with  $D < 3 \text{ Mpc}$  their radial velocity dispersion does not exceed  $30 \text{ km s}^{-1}$ . Also, using Cepheid distances only, Ekholm et al. [9] derived a local dispersion of  $40 \text{ km s}^{-1}$ . These results are as was predicted by Sandage: the smaller the distance measurement error the lower the observed peculiar velocity dispersion.

In the Local Group and in the other nearby groups the characteristic virial velocity is also about  $70 \text{ km s}^{-1}$ . However, the group centroids themselves have

much lower chaotic motions. Fig.6 presents the Hubble diagram for centroids of the eight nearby groups shown in Fig.4. Their velocities and distances are taken with respect to the Local Group centroid situated between M 31 (Andromeda) and our Galaxy. It appears that the group centroids have a scatter of only  $29 \text{ km s}^{-1}$  in regard to the Hubble relation with  $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . The distance measurement errors are shown by horizontal bars. As seen, for the galaxy groups with radial velocities  $V_{LG} \sim 250 \text{ km s}^{-1}$  their  $\sim 10\%$  distance errors lead to the Hubble velocity errors  $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$  comparable with the observed value of  $\sigma_v$ .

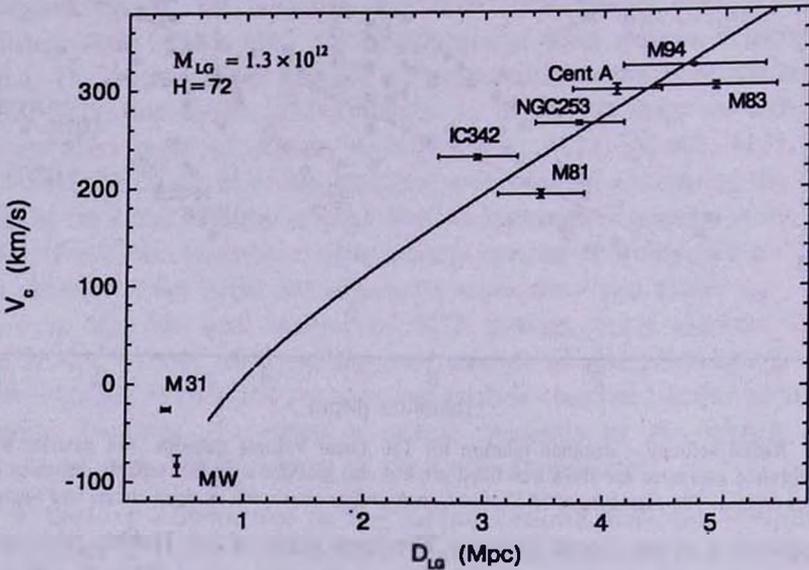


Fig.6. The Hubble diagram for centroids of the eight nearest groups.

Finally, the most complete and accurate data on radial velocities and distances of nearby galaxies demonstrate that the local Hubble flow has almost the same value of the Hubble parameter as the global flow:  $H_0 = (71 \pm 4) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  [32]. However, some uncertainty in the classically measured Hubble constant remains until the suspected extragalactic Cepheid distance bias is fully investigated [33].

5. *Where are we moving towards?* Together with our Sun and our Galaxy we take part in different cosmic motions whose value and direction have been discussed by many authors. The initial data on these motions were controversial because of the low quality of determination of galaxy distances. However, at the present time, one can recognize a rather concordant picture of cosmic motions described below.

Taking part in the rotation of the Galaxy, our Sun moves at a velocity of  $(220 \pm 20) \text{ km s}^{-1}$  towards  $l = 90^\circ$ ,  $b = 0^\circ$  in the galactic coordinates [34].

Apart from the regular circular rotation the Sun has its individual velocity of  $16 \text{ km s}^{-1}$  towards  $l = 53^\circ$ ,  $b = 25^\circ$  with respect to surrounding stars [34]. Considering velocities and distances of nearby galaxies, Karachentsev & Makarov [8,31] established that the Sun moves with respect to the Local Group centroid with the velocity  $(316 \pm 11) \text{ km s}^{-1}$  in the direction  $l = (93 \pm 2)^\circ$ ,  $b = (-4 \pm 1)^\circ$ . When these vectors are subtracted, we derive that the motion of the Galaxy center with respect to the Local Group centroid is  $91 \text{ km s}^{-1}$  towards  $l = 163^\circ$ ,  $b = -19^\circ$ . As it is known, the centers of the Galaxy and Andromeda (M 31) are approaching each other at a velocity of  $-120 \text{ km s}^{-1}$ . If the Galaxy mass is twice as low as the M 31 mass, our Galaxy should move towards M 31 at a velocity of  $80 \text{ km s}^{-1}$ . After excluding this expected velocity component, a residual (random) velocity of the Galaxy is only  $23 \text{ km s}^{-1}$  towards  $l = 56^\circ$ ,  $b = 0^\circ$ . Its value and direction can be easily explained by a not strictly radial motion of the Galaxy towards M 31 or by an underestimated circular velocity of the Galaxy in the Sun's neighbourhood.

Measurements of the dipole anisotropy of the cosmic microwave background (CMB) showed that our Sun moves with respect to the CMB at a velocity of  $(370 \pm 3) \text{ km s}^{-1}$  towards  $l = (264.4 \pm 0.3)^\circ$ ,  $b = (48.4 \pm 0.5)^\circ$  [35]. Therefore, in the absolute frame (CMB) the Sun's motion is known with an accuracy of better than 1%. Because of the Sun's motion with respect to the Local Group and its motion with respect to the CMB have nearly opposite directions, the velocity of the Local Group centroid itself with respect to the CMB has a huge value,  $(634 \pm 12) \text{ km s}^{-1}$ , towards  $l = (269 \pm 3)^\circ$ ,  $b = (48.4 \pm 0.5)^\circ$ . The origin of such a fast motion of the Local Group was a puzzle for many observers trying to determine the Local Group velocity with respect to nearby and distant galaxies. The most defined results were obtained by Tonry et al. [36] who measured accurate ( $\pm 10\%$ ) distances to 300 early-type galaxies with radial velocities  $< 3000 \text{ km s}^{-1}$ . An analysis made from these observational data reveals that the Local Group takes part in different kinds of motion:

- a) towards the Virgo cluster center ( $l = 274^\circ$ ,  $b = 75^\circ$ ) at a velocity of  $139 \text{ km s}^{-1}$ ,
- b) towards so-called "the Great Attractor" in Hydra-Centaurus ( $l = 291^\circ$ ,  $b = 17^\circ$ ,  $D = 44 \text{ Mpc}$ ) at a velocity of  $289 \text{ km s}^{-1}$  and
- c) in the direction away from the Local Void (i.e. towards  $l = 228^\circ$ ,  $b = -10^\circ$ ) at a velocity of  $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ .

When all the three motions have been taken into account, the residual velocity of the Local Group towards  $l = 281^\circ$ ,  $b = 43^\circ$  is only  $166 \text{ km s}^{-1}$ . According to [36], the error in the residual velocity is about  $120 \text{ km s}^{-1}$  that is why they considered the Local Group to be practically at rest relative to remote galaxies.

The bulk galaxy motion within a radius of  $\sim (100-200) \text{ Mpc}$  with respect to

the CMB was studied by different observational teams. Most of the approaches relied on the Tully-Fisher relation in estimating distances to spiral galaxies from the amplitude of their internal motions. As a result, Giovanelli et al. [37] and Dekel et al. [38] derived the bulk motion parameters:  $V=200 \text{ km s}^{-1}$ ,  $l=295^\circ$ ,  $b=25^\circ$ , and  $V=370 \text{ km s}^{-1}$ ,  $l=305^\circ$ ,  $b=14^\circ$ , respectively. To study coherent large-scale motions, Karachentsev et al. [39] created a special catalog of flat disk-like galaxies seen edge-on. This catalog (FGC) covers homogeneously the whole northern and southern sky. Based on the FGC sample, Karachentsev et al. [40] derived the dipole solution:  $V=(300 \pm 75) \text{ km s}^{-1}$ ,  $l=(328 \pm 15)^\circ$ , and  $b=(7 \pm 15)^\circ$ . Applying for the FGC sample of new photometric data from the 2MASS sky survey yields the following parameters of the galaxy bulk motion:  $V=(199 \pm 61) \text{ km s}^{-1}$ ,  $l=(301 \pm 18)^\circ$ , and  $b=(-2 \pm 15)^\circ$  [41].

Table 1

COSMIC MOTIONS OF THE SUN, THE GALAXY  
AND THE LOCAL GROUP

Motion type	$V$ km/s	$l^\circ$	$b^\circ$	$V_x$ km/s	$V_y$ km/s	$V_z$ km/s	Note
Sun vs. LSR	16	53	+25	9	12	7	Vaucouleurs et al. [34]
Galactic rotation	220±20	90	0	0	220	0	Vaucouleurs et al. [34], $R_\odot=8 \text{ kpc}$
Sun vs. LG centroid	316±11	93±2	-4±1	-16	315	-22	Karachentsev, Makarov [8,31]
MW vs. LG	91	163	-19	-25	83	-29	
MW vs. M31	80	121	-23	-38	64	-29	Expected
Residual MW	23	56	0	13	19	0	Non-radial orbit?
Sun vs. CMB	370±3	264±3	48±5	-24	-244	276	Kogut et al. [35]
LG vs. CMB	634±12	269±3	28±1	-8	-559	298	
LG vs. Virgo	139	274	75	3	-36	134	$D_{\text{vir}}=17 \text{ Mpc}$ , Tonry et al. [36]
LG vs. Great Attractor	289	291	17	98	-258	86	$D_{\text{GA}}=44 \text{ Mpc}$ , Tonry et al. [36]
LG vs. Anti-Local Void	200	228	-10	-132	-146	-36	Local Void, $D \sim 20 \text{ Mpc}$
Residual LG	166	281	43	23	-119	114	(-VA-GA+LV)
		278	38				2MASS gg centroid
		258	30				IRAS gg centroid
		315	30				Shapley concentration
bulk vs. CMD	200	295	25	77	-164	85	Giovanelli et al. [37], $D \sim 90 \text{ Mpc}$
bulk vs. CMD	370	305	14	206	-294	90	Dekel et al. [38], $D \sim 70 \text{ Mpc}$
bulk vs. CMD	300±75	328±15	7±15	252	-157	37	FGC, $D \sim 100 \text{ Mpc}$ , Karachentsev et al. [40]
bulk vs. CMD	199±61	301±18	-2±15	102	-170	-7	FGC+2MASS, $D \sim 150 \text{ Mpc}$ , Kudrya et al. [41]

A survey of galaxy motions on different scales is presented in Table 1 and Fig.7. Apart from M 31, Virgo (VA) and the Great Attractor (GA), the position of the centroid of IRAS sources [42], 2MASS sources [43], and the Shapley concentration of rich clusters (ShC) with its typical distance of  $\sim 13000 \text{ km s}^{-1}$  are shown in the galactic coordinates. As seen from the map, all the large-scale attractors (gray circles), as well as the apexes of bulk galaxy motions (crosses) are concentrated in an approximately the same sky region,

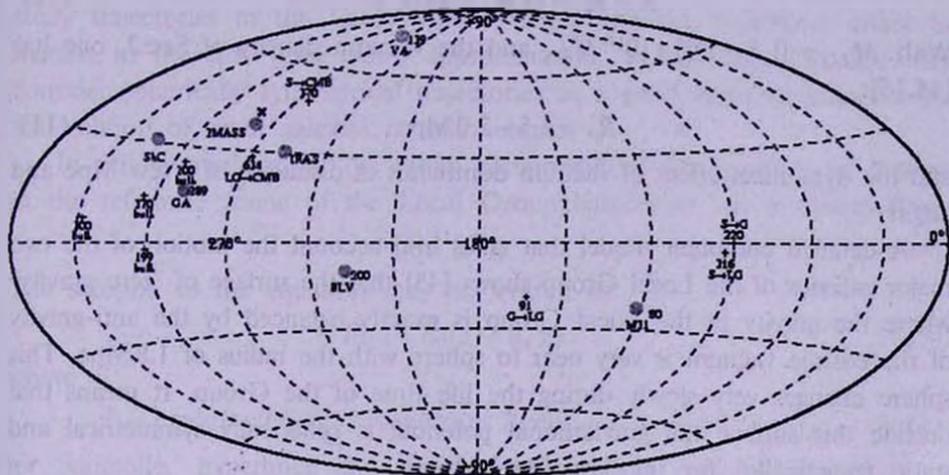


Fig.7. Different apex positions from Table 1 in galactic coordinates (crosses). Positions of the Virgo attractor, the Great Attractor, the Shapley concentration, as well as centroids of IRAS and 2MASS sources are shown as gray circles.

cosmic "Bermudas triangulum". Such an association of apexes and attractors can be easily understood if the distribution of Dark Matter on large scales follows the galaxy distribution. It should be emphasized that the residual velocity of the Local Group,  $V = 166 \text{ km s}^{-1}$ ,  $l = 281^\circ$ ,  $b = 43^\circ$  (indicated in Fig.7 as a diagonal cross) is directed almost towards the clustering dipole of the 2MASS sources,  $l = 278^\circ$ ,  $b = 38^\circ$ . It means that the residual motion of the Local Group with respect to the CMB can be generated by the large-scale structure seen in the 2MASS survey.

**6. Dynamic background in the Local Volume.** Turning to the theory, we argue now that the local expansion rate could be due to the dynamical effect of the vacuum.

From the data on the matter distribution in the Local Volume (Sec.3), one can see that the bulk of mass (this is mostly dark matter) is concentrated in several groups like the Local Group, if one consider the distances  $1 \leq R \leq 7$ . Matter dominates, dynamically near the Local Group, while outside this region vacuum must dominate. A rough, but obvious and robust estimate shows this.

Indeed, the mass of the Local Group  $M_{LG}$  is less than the effective gravitating mass of the vacuum in a surrounding volume of the size (radius)  $R$ , if  $R$  is large enough:

$$M_{LG} < (4\pi/3) \cdot 2\rho_V R, \quad (9)$$

(here we take into account that the effective gravitating density of the vacuum is  $-2\rho_V$ ) and the vacuum dominates at distances

$$R > R_V = (3M_{LG}/8\pi\rho_V)^{1/3}. \quad (10)$$

With  $M_{LG} = (1.5 - 2.0) \times 10^{12} M_\odot$ , and the vacuum density of Sec.2, one has [44,15]:

$$R_V = 1.5 - 2.0 \text{ Mpc}, \quad (11)$$

and the dynamical effect of vacuum dominates at distances of a few Mpc and larger.

A detailed computer model that takes into account the motion of the two major galaxies of the Local Group shows [45] that the surface of "zero gravity" where the gravity of the Local Group is exactly balanced by the anti-gravity of the cosmic vacuum is very near to sphere with the radius of 1.8 Mpc. This sphere changes very slowly during the life time of the Group. It means that outside this surface the gravitational potential is spherically symmetrical and static (practically) for the last 12-13 Myr.

It is significant that vacuum domination in the Local Volume is at least as strong as on the average, all over the Universe (i.e. on the global spatial scales). One may see this in terms of the effective mass that produces gravity at a given distance  $R$  from the barycenter of the Local Group. Two kinds of estimates can be made for this. The first and simplest assumes that all the mass in the volume (up to a certain distance) is collected in the Local Group within a region of  $\sim 1$  Mpc in size. If so, the ratio of the matter mass,  $M_M = M_{LG}$ , to the vacuum mass in the volume of the size (radius)  $R$  around the Local Group scales with  $R$  as

$$M_V/M_M \propto (R/R_V)^3, \quad (12)$$

in accordance with Eq. (8). It means that at an intermediate distance of, say,  $R=3$  Mpc the mass ratio is  $M_V/M_M \approx 5$ .

A more accurate estimate may take into account the contribution to the matter mass  $M_M$  by the galaxies (and intergalactic matter) distributed around the Local Group. According to the data of Sec.3, the mass distribution is fractal, and  $M_M \propto R^D$ , where  $0 < D \leq 3$ . In this case,

$$M_V/M_M \propto (R/R_V)^{D-3}. \quad (13)$$

At a distance  $R=3$  Mpc (as above), the ratio is now  $M_V/M_M \approx 1.8$ , if  $D=2$ , and  $M_V/M_M \approx 3.1$ , if  $D=1$ . For the most popular fractal dimension  $D=1.8$  [46,17] extended to, say, 20 Mpc, the mass ratio  $M_V/M_M$  is larger

than the global effective ratio  $14/3$  in almost all ( $>95\%$ !) the volume of space with this (20 Mpc) radius. This means that dynamical dominance of the vacuum in the Local Volume is actually even stronger than on the global scales.

*7. Expansion rate in the Local Volume.* The considerations above suggest that the present-day dynamics in the Local Volume outside the zero-gravity sphere can be considered as controlled by the vacuum alone, - with the same (at least) accuracy as on the global scales. This enables one to study trajectories in the Local Volume neglecting the dynamical effect of matter, in the first (and main) approximation. In addition, the one may consider spherically symmetrical trajectories as a good approximation to the real motion of small galaxies in this volume.

In this approximation, the radial component of the equation of motion in the reference frame of the Local Group barycenter has a simple form:

$$\ddot{R} = \alpha^2 R. \quad (14)$$

The solution to the equation may be written as

$$R(t) = R_0(\chi)F(t, \chi), \quad (15)$$

where

$$F = \exp[\alpha(t+T(\chi))], \quad \cosh[\alpha(t+T(\chi))], \quad \sinh[\alpha(t+T(\chi))], \quad (16)$$

for parabolic, hyperbolic and elliptical trajectories, correspondingly.

The solution describes the radial trajectory of a body (a dwarf galaxy) with the Euler radial coordinate  $R$  and Lagrangian coordinate  $\chi$ . The solution is exact and nonlinear. The solution is also general in the sense that it contains two arbitrary functions of the Lagrangian coordinate,  $R_0(\chi)$  and  $T(\chi)$ , and so it can fit all (reasonable) initial conditions for positions and velocities at the start of the motion.

The solution describes regular "unperturbed" Friedmann-Hubble trajectories, if  $R_0(\chi) = \chi$ ,  $T(\chi) = 0$ . In its general form, the solution describes a "perturbed" trajectory with arbitrary  $R_0(\chi)$  and  $T(\chi)$ . The solution is valid (practically) since the time of the formation of the Local Group, i.e. since the moment  $t_1 = 1 - 3$  Gyr when the most of the material in the volume was assembled into the two major galaxies of the Local Group.

The solution gives the rate of expansion  $\dot{R}/R$  measured for a given trajectory at a moment  $t$  as a function of both  $t$  and  $\chi$ . For a regular (unperturbed) trajectory the rate is simply  $H_0 = \alpha$ , as it is in the global solution (Sec.2). For a perturbed trajectory one may use, for instance, a hyperbolic solution:

$$H(t, \chi) = \dot{R}/R = \alpha[\alpha(t+T(\chi))]. \quad (17)$$

The dependence on  $\chi$  is due to perturbations described by the arbitrary function  $T(\chi)$ ; the other arbitrary function  $R_0(\chi)$  does not enter this rela-

tion. The expansion rate does not depend on  $\chi$  and coincides with the regular one,  $H_0 = \alpha$ , in the limit of large times; in this limit, the perturbations vanish.

On the contrary, at the moment of the Local Group formation,  $t = t_1$ , and soon after that, most of the trajectories might be highly disturbed, so that for a typical trajectory the rate of expansion was significantly different from  $\alpha$ . And nevertheless big initial perturbations are compatible with the present rather regular linear flow. For example, if  $T(\chi) = 0.2/\alpha$ , then  $H(t_1) \approx 3\alpha$  initially ( $t_1 \approx 0.11/\alpha$ ), while the present expansion rate  $= \alpha$  for the same  $T$ .

Another simple solution can easily be obtained for radial trajectories in the case when gravity of matter is taken into account and the motion is parabolical. The solution has a form of Eq. (2), where one has now  $t + T(\chi)$  instead of  $t$ . Similarly, the expansion rate is given by Eq. (3) with the same change of the argument. It is interesting that this new expression for the expansion rate is the same as for the hyperbolic trajectories considered above. Therefore the conclusions we made above extend directly to this new case.

Our analysis of the trajectories and conclusions about the expansion rate for the Local Volume are completely confirmed by computer models that trace back the observed kinematics of real galaxies of the local expansion flow [47].

Summing up, we may say that an answer to the question in the title of the paper may be like this: the rate of the cosmological expansion in the Local Volume is similar to the global rate because the cosmic vacuum with its perfectly uniform density dominates the present-day dynamics of the Hubble flow both locally and globally. The bulk motion does not affect this result basically because vacuum is co-moving with any motion (see, for instance, [15,48]).

This work was partially supported by RFBR grant 01--02--16001.

<sup>1</sup> Special Astrophysical Observatory RAS, Russia e-mail: [ikar@luna.sao.ru](mailto:ikar@luna.sao.ru)

<sup>2</sup> Tuorla Observatory, Turku University, Piikkiö, Finland, e-mail: [pekkate@oj287.astro.utu.fi](mailto:pekkate@oj287.astro.utu.fi)

<sup>3</sup> Sternberg Astronomical Institute, Moscow University, Russia, e-mail: [chernin@sai.msu.ru](mailto:chernin@sai.msu.ru)

<sup>4</sup> Astronomy Division, University of Oulu

# ХАББЛОВСКИЙ ПОТОК: ПОЧЕМУ КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ СОХРАНЯЕТ СВОЮ КИНЕМАТИЧЕСКУЮ ИДЕНТИЧНОСТЬ ОТ РАССТОЯНИЯ В НЕСКОЛЬКО Мпк ДО НАБЛЮДАТЕЛЬНОГО ГОРИЗОНТА?

И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ<sup>1</sup>, А.Д.ЧЕРНИН<sup>2,3,4</sup>, П.ТЕРИКОРПИ<sup>2</sup>

Рассматривается проблема физической природы Хаббловского потока в местном объеме ( $D < 10$  Мпк), сформулированная Сандейджем. Представлены новые наблюдательные данные о движениях галактик и распределении материи в окрестностях Местной группы и соседних подобных систем. Обсуждаются динамические модели, основанные на современных данных о космическом вакууме или темной энергии.

## REFERENCES

1. *A.Sandage*, *Astrophys. J.*, **527**, 479, 1999.
2. *A.Sandage*, *Astrophys. J.*, **307**, 1, 1986.
3. *P.Teerikorpi*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **35**, 101, 1997.
4. *T.Ekholm*, *P.Teerikorpi*, *G.Theureau et al.*, *Astron. Astrophys.*, **347**, 99, 1999.
5. *R.Giovanelli*, *D.Dale*, *M.Haynes*, *E.Hardy*, *L.Campusano*, *Astrophys. J.*, **525**, 25, 1999.
6. *A.Sandage*, *G.A.Tammann*, *E.Hardy*, *Astrophys. J.*, **172**, 253, 1972.
7. *I.Karachentsev*, *M.Sharina*, *D.Makarov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **389**, 812, 2002.
8. *I.D.Karachentsev*, *D.I.Makarov*, *Astrofizika*, **44**, 5, 2001.
9. *T.Ekholm*, *Yu.Baryshev*, *P.Teerikorpi*, *M.Hanski*, *G.Paturel*, *Astron. Astrophys.*, **368**, L17, 2001.
10. *A.G.Riess*, *A.V.Filippenko*, *P.Challis et al.*, *Astron. J.*, **116**, 1009, 1998.
11. *S.Perlmutter*, *G.Aldering*, *G.Goldhaber et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
12. *K.K.S.Wu*, *O.Lahav*, *M.J.Rees*, *Nature*, **397**, 225, 1999.
13. *G.Theureau*, *M.Hanski*, *T.Ekholm et al.*, *Astron. Astrophys.* **322**, 730, 1997.
14. *W.L.Freedman*, *B.Madore*, *B.K.Gibson et al.*, *Astrophys. J.*, **553**, 47, 2001.
15. *A.Chernin*, *Physics-Uspexhi*, **44**, 1009, 2001.
16. *G.S.Buswell*, *T.Shanks*, *P.J.Outram et al.*, *astro-ph/0302330*, 2003.
17. *A.Tikhonov*, *D.Makarov*, *A.Kopylov*, *Bull. Special Astrophys. Observ.*, **50**, 39, 2000.
18. *F.Sylos Labini*, *M.Montuori*, *L.Pietronero*, *Phys. Rep.*, **293**, 61, 1998.
19. *P.Teerikorpi*, *M.Hanski*, *G.Theureau et al.*, *Astron. Astrophys.*, **334**, 395, 1998.

20. *Yu. Baryshev, P. Teerikorpi*, *Discovery of Cosmic Fractals* (World Scientific Publishing Co.), 2002.
21. *G. Paturel, L. Bottinelli, H. Di Nella et al.*, *Catalogue of Principal Galaxies*, Saint-Genis Laval, Observatoire de Lyon (LEDA), 1996.
22. *R.B. Tully*, *Nearby Galaxy Catalog*, Cambridge University Press, 1998.
23. *R. Kraan-Korteweg, G.A. Tammann*, *Astron. Nachr.*, **300**, 181, 1979.
24. *E. Ryan-Weber, B.S. Koribalski, L. Staveley-Smith et al.*, *Astron. J.*, **124**, 1954, 2002.
25. *R.C. Kraan-Korteweg, O. Lahav*, *Astron. Astrophys.*, **10**, 211, 2000.
26. *V.E. Karachentseva, I.D. Karachentsev*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 409, 1998.
27. *V.E. Karachentseva, I.D. Karachentsev*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **146**, 359, 2000.
28. *I.D. Karachentsev, N.A. Tikhonov*, *Astron. Astrophys.*, **286**, 718, 1994.
29. *I. Karachentsev, I. Drozdovsky, S. Kajsin et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **124**, 559, 1997.
30. *I.D. Karachentsev, D.I. Makarov, M.E. Sharina et al.*, *Astron. Astrophys.*, **398**, 493, 2003.
31. *I. Karachentsev, D. Makarov*, *Astron. J.*, **111**, 535, 1996.
32. *D.N. Spergel, L. Verde, H.V. Peiris et al.*, *astro-ph/0302209*, 2003.
33. *P. Teerikorpi, G. Paturel*, *Astron. Astrophys.*, **381**, L37, 2002.
34. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, R.G. Buta et al.*, *Third Reference Catalog of Bright Galaxies*, N.Y., Springer-Verlag, 1991.
35. *A. Kogut, C. Lineweaver, G.F. Smoot et al.*, *Astrophys. J.*, **419**, 1, 1993.
36. *J.L. Tonry, J.P. Blakeslee, E.A. Ajhar, A. Dressler*, *Astrophys. J.*, **530**, 625, 2000.
37. *R. Giovanelli, M.P. Haynes, W. Freudling et al.*, *Astrophys. J.*, **505**, L91, 1998.
38. *A. Dekel, A. Eldar, T. Kollat et al.*, *Astrophys. J.*, **522**, 1, 1999.
39. *I.D. Karachentsev, V.E. Karachentseva, S.L. Parnovsky*, *Astron. Nachr.*, **314**, 97 (FGC), 1993.
40. *I.D. Karachentsev, V.E. Karachentseva, Yu.N. Kudrya, S.L. Parnovsky*, *Astron. Reports*, **44**, 175, 2000.
41. *Yu.N. Kudrya, V.E. Karachentseva, I.D. Karachentsev et al.*, *Astron. Astrophys.*, submitted, 2002.
42. *M. Rowan-Robinson, J. Sharpe, S.J. Oliver et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **314**, 375, 2000.
43. *A.H. Maller, D.H. McIntosh, N. Katz, M.D. Weinberg*, *astro-ph/0303592*, 2003.
44. *Yu. Baryshev, A. Chernin, P. Teerikorpi*, *Astron. Astrophys.*, **378**, 729, 2001.
45. *V.P. Dolgachev, L.M. Domozhilova, A.D. Chernin*, in press, 2003.
46. *P.J.E. Peebles*, *Principles of Cosmology*, Princeton: Princeton, Univ. Press, 1993.
47. *I.D. Karachentsev, A.D. Chernin, M.J. Valtonen et al.*, in press, 2003.
48. *A. Chernin, P. Teerikorpi, Yu. Baryshev*, *Adv. Space Res.*, **31**, 459, 2003.

УДК: 524.78

ОБОГАЩЕНИЕ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ  
ТЯЖЕЛЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ПРИ БОЛЬШИХ  
КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЯХ

М. В. КОСТИНА

Поступила 15 апреля 2003

Принята к печати 27 августа 2003

Рассмотрена простая модель обогащения межгалактической среды (МГС) тяжелыми элементами. Исследована зависимость содержания тяжелых элементов в МГС от особенностей процессов звездообразования в первичных галактиках. Полученные результаты согласуются с наблюдательными данными о содержании тяжелых элементов в " $L_{\alpha}$ -облаках"

1. *Введение.* Проблема эволюции химического состава межгалактической среды (МГС), тесно связанная с до сих пор не решенной проблемой формирования галактик первого поколения, обсуждается в течение последних десятилетий. Лишь в 1980-е годы появились первые наблюдательные свидетельства того, что в МГС содержатся тяжелые элементы: рентгеновские наблюдения горячего межгалактического газа в близких скоплениях галактик, показавшие наличие там железа [1]. С тех пор принято считать, что газ в скоплениях, по крайней мере частично, является вторичным, то есть побывавшим в звездах галактик и обогащенным тяжелыми элементами.

В середине 1990-х были получены первые данные о содержании тяжелых элементов в  $L_{\alpha}$ -облаках - составной части МГС:  $L_{\alpha}$ -облака были обнаружены в 1971г. по линиям поглощения в спектрах квазаров (так называемому " $L_{\alpha}$ -лесу") [2]. Было показано, что система  $L_{\alpha}$ -облаков является эволюционирующей [3,4]. Массы облаков в результате их слияния возрастают со временем, и к  $z \sim 1$  образуются облака с массой порядка галактической. Поэтому массивные  $L_{\alpha}$ -облака, так называемые "damped  $L_{\alpha}$  systems" (облака с большой лучевой концентрацией HI ( $N(\text{HI}) \geq 10^{20} \text{ см}^{-2}$ )), рассматриваются сейчас как предшественники галактик [5]. Поскольку "damped  $L_{\alpha}$  systems" содержат тяжелые элементы [6], они образуются из вещества, выброшенного ранее образовавшимися галактиками. Формирующиеся из них галактики - галактики второго поколения [7].

Ход химической эволюции  $L_{\alpha}$ -облаков определяется целым рядом факторов, в том числе особенностями процесса образования галактик, скоростью звездообразования в них, интенсивностью потери вещества

галактиками и многими другими. Почти все они известны недостаточно хорошо, поэтому проводить детальное моделирование эволюции не очень целесообразно. В данной работе будет рассмотрена простая модель обогащения межгалактической среды тяжелыми элементами.

2. *Модель.* Будем считать, что все галактики образовались одновременно (и мгновенно) при  $z = z_0$ . На их образование ушла преобладающая доля догалактической среды, не содержащей тяжелых элементов. Под "рождением" галактики понимаем начало звездообразования в сжимающемся догалактическом облаке. Рассматриваем только одну мгновенную вспышку звездообразования. Зависимость хода эволюции МГС от спектра масс и типа галактик не исследуется.

В формирующихся звездах образуются тяжелые элементы. Примем, что железо производится, главным образом, в массивных звездах ( $M \geq 10 M_\odot$ ,  $M$  - масса звезды в массах Солнца), быстро эволюционирующих и вспыхивающих как сверхновые II типа. Это предположение может быть обосновано тем, что предшественники сверхновых типа Ia, рассматриваемые сейчас в качестве основных поставщиков железа в МЗС, эволюционируют очень медленно и не должны играть существенной роли на ранних стадиях эволюции галактик. Большая часть других тяжелых элементов поставляется в МЗС менее массивными, сравнительно медленно эволюционирующими звездами, теряющими массу в виде звездного ветра.

Тяжелые элементы попадают в межзвездную среду, затем посредством галактического ветра обогащенное вещество выносится из галактик в МГС, где формирует  $L_\alpha$ -облака. Возможное втекание небогатенного газа в галактики из межгалактической среды не учитывается.

Эволюция плотности и содержания железа в межзвездной среде (МЗС) галактик может быть описана уравнениями

$$\begin{cases} \frac{d\rho_{МЗС}}{dt} = E - q, \\ \rho_{МЗС} \frac{dZ_{МЗС}^{(1)}}{dt} = E(K^{(1)} - Z_{МЗС}^{(1)}), \\ \rho_{МЗС} \frac{dZ_{МЗС}^{(2)}}{dt} = E(K^{(2)} - Z_{МЗС}^{(2)}), \end{cases} \quad (1)$$

где  $Z_{МЗС}^{(i)}$  ( $i=1, 2$ ) - относительное содержание в МЗС тяжелых элементов;  $K^{(i)}$  ( $i=1, 2$ ) - доля тяжелых элементов в газе, теряемом звездами;  $E = [a_1(r)r_1(r) + a_2(r)r_2(r)]\rho_{МЗС}^{(2)}$  - скорость притока газа от звезд;  $q = b(r)\rho_{МЗС}^{(3)}$  - скорость потери газа галактикой при истечении его в межгалактическое пространство посредством галактического ветра. Здесь и везде далее индекс (1) относится к железу, (2) - к остальным элементам.

В уравнении, описывающем эволюцию плотности МЗС, не учиты-

вается сток газа в звезды, так как рассматривается лишь одна вспышка звездообразования.

Содержание тяжелых элементов в МГС (при условии  $q > 0$  и мгновенном перемешивании по всему объему МГС) определяется из соотношений

$$Z_{MGC}^{(1)}(t) = \frac{\int_0^t Z_{M3C}^{(1)} q dt}{\int_0^t q dt}; \quad Z_{MGC}^{(2)}(t) = \frac{\int_0^t Z_{M3C}^{(2)} q dt}{\int_0^t q dt}. \quad (2)$$

Начальная плотность МГС принимается равной нулю.

В рамках сделанных предположений можно полагать, что

$$a_1(t) = s_1 \delta(t); \quad a_2(t) = s_2 \delta(t). \quad (3)$$

Коэффициенты пропорциональности зависят от начальной функции масс (НФМ) звезд  $\phi(M)$  следующим образом:

$$s_1 = \frac{\int_{10}^{50} \phi(M) dM}{\int_{0.4}^{50} \phi(M) dM}; \quad s_2 = \frac{\int_2^{10} \phi(M) dM}{\int_{0.4}^{50} \phi(M) dM}.$$

Использовались НФМ Солпитера

$$\phi(M) \propto M^{-\mu} \quad \text{при} \quad 0.05 \leq M \leq 50$$

с различными показателями  $\mu$  и НФМ Скало

$$\phi(M) = \begin{cases} 1.00 M^{-0.25}, & 0.4 < M \leq 1.0 \\ 1.00 M^{-1.0}, & 1.0 < M \leq 2.0 \\ 1.23 M^{-1.3}, & 2.0 < M \leq 10 \\ 12.3 M^{-2.3}, & 10 < M \leq 50. \end{cases}$$

Для функций, выражающих зависимость скорости поступления газа из звезд от времени, примем

$$r_1(t) = 0.9(1 - e^{-\alpha_1 t}); \quad r_2(t) = 0.5(1 - e^{-\alpha_2 t}). \quad (4)$$

Коэффициенты в (4) выбраны с учетом данных о массах "остатков" звезд, приведенных в [8], а  $\alpha_1, \alpha_2$  - параметры, которые подбираются, исходя из имеющихся данных о времени жизни соответствующих звезд. Согласно [9], время жизни звезды с массой  $M$  (в годах)

$$\log \tau_M = 10.02 - 3.5 \log M + 0.90 (\log M)^2.$$

Для звезд, вспыхивающих как сверхновые II типа и производящих железо, характерное время жизни  $\tau_1 \sim 10^7$  лет, для менее массивных звезд, вырабатывающих большую долю других тяжелых элементов, -  $\tau_2 \sim 10^9$  лет. Таковы же (в предположении об однократной вспышке звездообразования) и характерные времена, через которые соответствующие элементы поступают из звезд в межзвездную среду (считаем, что выброс вещества из звезд мгновенный).

Примем, что при  $t < \tau_1$  галактического ветра нет, а в промежутке времени  $[\tau_1, \tau_2]$  его мощность обратно пропорциональна  $t$  (если ветер объясняется ускорением вещества МЗС при вспышках сверхновых, то это оправдано, так как со временем частота вспышек убывает). Считаем, что из галактик выметается весь газ, выбрасываемый из звезд, с задержкой  $\eta$  относительно времени выбрасывания (это время, необходимое для того, чтобы облако газа, выброшенное из звезды, покинуло галактику). Тогда

$$b = \begin{cases} 0, & \text{при } t < \tau_1, \\ (t + \eta)^{-1}, & \text{при } t > \tau_1, \end{cases} \quad (5)$$

где  $\eta \sim 10^7$  лет.

3. *Результаты и выводы.* В начальный момент  $t_0 = 0$ , соответствующий  $z_0 = 5$ , плотность МЗС  $\rho_{\text{МЗС}} = 10^{-26} \text{ г см}^{-3}$  и содержание тяжелых элементов в ней  $Z_{\text{МЗС}}^{(1)} = 0$  и  $Z_{\text{МЗС}}^{(2)} = 0$ .

Варьировались параметры  $\alpha_1, \alpha_2$  (см. соотношения (4)) и  $\mu$  (показатель степени в НФМ Солпитера).

Результаты расчетов представлены на рис.1-4. Если не оговорено особо, то  $\alpha_1 = 5, \alpha_2 = 0.57$  и  $\mu = 1.35$ .

На рис.1 приведены зависимости содержания тяжелых элементов (кроме железа) в МГС от времени и красного смещения для двух НФМ: Солпитера и Скало.

На рис.2 приведено отношение содержания всех тяжелых элементов,

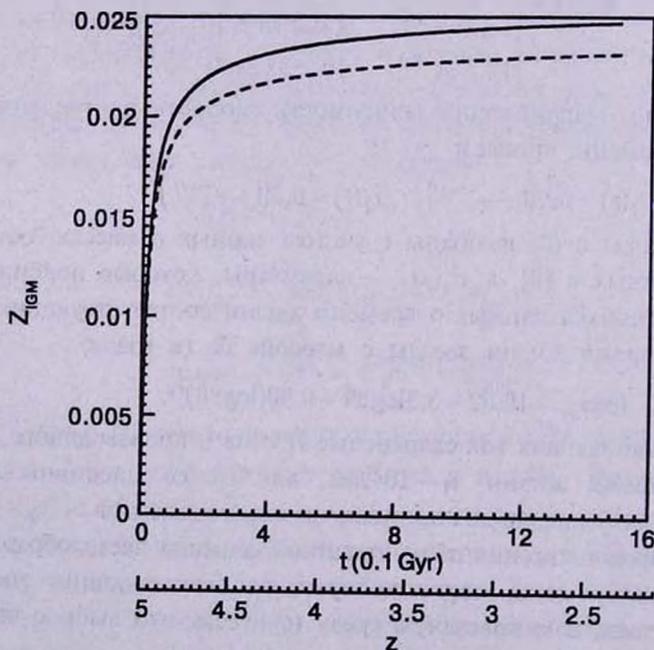


Рис.1. Зависимость от времени содержания в МГС тяжелых элементов (кроме железа). Сплошная линия: НФМ Скало; пунктирная: НФМ Солпитера с  $\mu = 1.35$ .

кроме железа, к содержанию железа в МГС ( $[Z/Fe]_{\text{МГС}}$ ) в зависимости от времени и красного смещения. Используется НФМ Солпитера с различными показателями  $\mu$ . Это отношение возрастает с увеличением  $\mu$ , что легко объяснимо. С увеличением показателя степени в НФМ становится большей доля звезд малой массы по отношению к массивным, то есть возрастает отношение параметров  $s_2/s_1$ , поэтому возрастает и производство менее тяжелых элементов по отношению к производству железа.

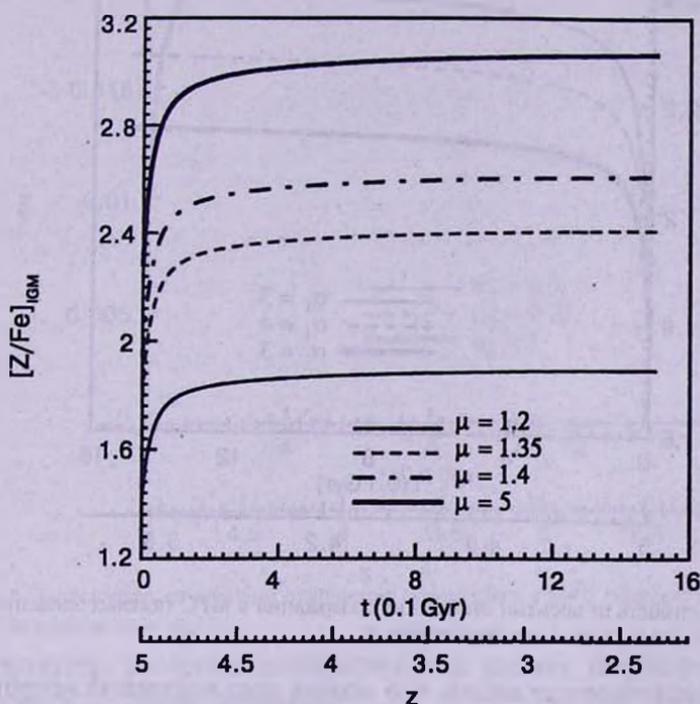


Рис.2. Зависимость от времени отношения содержания в МГС тяжелых элементов (кроме железа) к содержанию железа. Использовалась НФМ Солпитера с различными  $\mu$ .

На рис.3 приведено отношение  $[Z/Fe]_{\text{МГС}}$  в зависимости от времени и красного смещения, полученное при варьировании параметра  $\alpha_1$  - показателя экспоненты в первом из соотношений (4). Этот параметр определяет характерное время, за которое синтезируется железо в массивных звездах. Чем больше  $\alpha_1$ , тем характерное время синтеза меньше, то есть тем быстрее прекращается поступление железа в МЗС (а, следовательно, и в МГС), поэтому отношение  $[Z/Fe]_{\text{МГС}}$  возрастает быстрее.

И, наконец, на рис.4 приведено содержание тяжелых элементов (кроме железа) от времени и красного смещения, полученное при варьировании параметра  $\alpha_2$  - показателя экспоненты во втором из соотношений (4). К ним можно применить те же выводы, что и к

рис.3, слабая же зависимость от параметра объясняется малостью времен, на которых рассматривается эволюция. Существенные различия будут наблюдаться на временах, в несколько раз больших характерного времени эволюции звезд небольших масс.

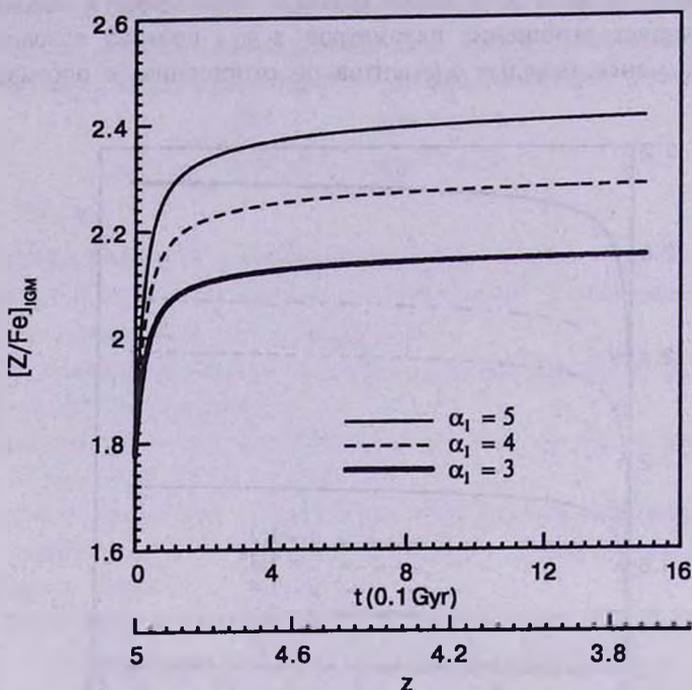


Рис.3. Зависимость от времени отношения содержания в МГС тяжелых элементов (кроме железа) к содержанию железа для различных  $\alpha_1$ .

Из вышеизложенного видно, что модель дает внутренне непротиворечивые результаты, однако сравнение их с данными наблюдений затруднено, поскольку данные о содержании тяжелых элементов в  $L_{\alpha}$ -облаках весьма скудны.

Наблюдательные данные о содержании железа в "обычных"  $L_{\alpha}$ -облаках отсутствуют. Что касается остальных тяжелых элементов, то для  $L_{\alpha}$ -облаков есть данные о содержании углерода, который приходится считать в данном случае "типичным представителем" всех тяжелых элементов, кроме железа. К сожалению, для облаков  $L_{\alpha}$ -леса только о величине  $[CIV/H]$  имеются надежные наблюдательные данные [10,11], поэтому результаты определения содержания углерода в облаках по ним сильно зависят от предположений о степени ионизации газа. Так, при соответствующих предположениях в [10] получено, что для облаков на  $z \approx 2.6$  среднее содержание углерода

$$[C/H] \sim -2, \quad (6)$$

а в работе [11] найдено, что в интервале  $2.2 \leq z \leq 3$  около половины всех

облаков имеют

$$[C/H] > -2.5, \quad (7)$$

причем для некоторых из них значения  $[C/H]$  достигают  $-1$ .

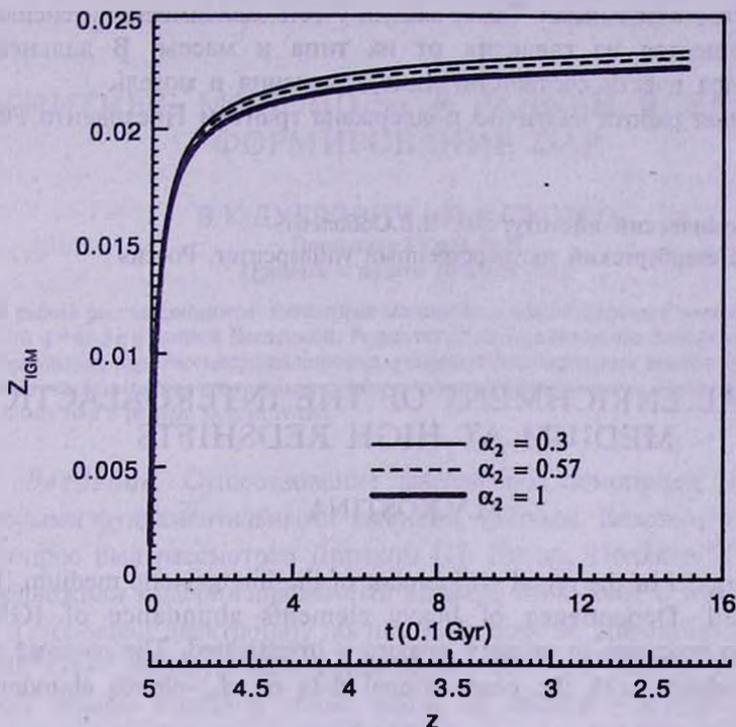


Рис.4. Зависимость от времени отношения содержания в МГС тяжелых элементов (кроме железа) для различных  $\alpha_2$ .

Результаты расчетов, выполненных в рамках обсуждаемой модели, согласуются с этими данными.

Наиболее часто публикуются работы, посвященные определению из наблюдений содержания тяжелых элементов в "damped  $L_\alpha$  systems" - поскольку это облака с большой лучевой концентрацией, то наблюдать их легче. Однако, по-видимому, модель, описанная выше, для них неприменима, так как нельзя воспользоваться приближением мгновенного перемешивания.

Имеются наблюдательные данные о содержании элементов в  $L_\alpha$ -облаках с меньшими красными смещениями [12]. При  $z = 0.5$

$$[C/H] > -1.6 \pm 0.1, \quad (8)$$

то есть на порядок больше, чем при  $z \sim 3$ .

Предлагаемая модель не позволяет объяснить возрастание величины  $[C/H]$  на порядок от  $z \sim 3$  до  $z = 0.5$ . Это легко объясняется тем, что предположения, заложенные в модель, по-видимому, нельзя применять для расчета эволюции до малых  $z$ . Скорее всего, нужно отказаться от

предположения об однократной вспышке звездообразования и одновременном происхождении всех галактик. Неизвестны и характерные времена процессов, влияющих на химическую эволюцию МГС, поэтому предположения о мгновенном перемешивании и мгновенном выбросе газа из звезд могут оказаться несостоятельными. Также следует учесть зависимость интенсивности выброса вещества из галактик от их типа и массы. В дальнейшем предполагается внести соответствующие изменения в модель.

Настоящая работа частично поддержана грантом Президента РФ 00-15-96607.

Астрономический институт им. В.В.Соболева,  
Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

## METAL ENRICHMENT OF THE INTERGALACTIC MEDIUM AT HIGH REDSHIFTS

M.V.KOSTINA

Simple model of the metal enrichment of the intergalactic medium (IGM) is considered. Dependence of heavy elements abundance of IGM on starformation processes in primary galaxies is investigated. The received results are in accordance with the observational data on  $L_{\alpha}$ -clouds abundance.

Key words: *IGM:abundances - IGM:clouds*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Rothenflug, L.Vigroux, R.F.Mushotzky, S.S.Holt*, *Astrophys. J.*, **279**, 53, 1984.
2. *R.Lynds*, *Astrophys. J. Lett.*, **164**, L73, 1971.
3. *В.Г.Горбацкий, А.Б.Кириенко, С.П.Прохоров*, *Астрон. ж.*, **73**, 499, 1996.
4. *А.С.Соколов*, *Астрофизика*, **40**, 535, 1997.
5. *A.M.Wolfe*, in "QSO Absorption Lines", ed. G.Meylan, Berlin-Heidelberg-New York, Springer-Verlag, 1995, p.13.
6. *L.Lu, W.L.W.Sargent, T.A.Barlow et al*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **107**, 475, 1996.
7. *В.Г.Горбацкий*, *Астрофизика*, **43**, 5, 2000.
8. *J.Köppen, N.Arimoto*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **87**, 109, 1991.
9. *R.B.Larson*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **166**, 585, 1974.
10. *L.L.Cowie, A.Songaila, T.-S.Kim, E.M.Hu*, *Astron. J.*, **109**, 1522, 1995.
11. *D.Tytler, X.-M.Fan, S.Burles et al*, in "QSO Absorption Lines", ed. G.Meylan, Berlin-Heidelberg-New York, Springer-Verlag, 1995, p.289.
12. *T.Barlow, D.Tytler*, *Astron. J.*, **115**, 1725, 1998.

УДК: 524.8

## МАГНИТНЫЕ МОНОПОЛИ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ: ФОРМИРОВАНИЕ ПАР

В.К.ДУБРОВИЧ, Н.А.СУШКО

Поступила 15 мая 2003

Принята к печати 10 июля 2003

В работе рассматриваются магнитные монополи и антимнополи с массой  $M = 10^{16}$  GeV и зарядом  $q = 68.5e$  в ранней Вселенной. Результатом их кулоновского взаимодействия может быть образование пар. Рассмотрены некоторые условия формирования таких пар. В частности, проведены численные расчеты процесса трехчастичного столкновения. Найдены вероятности образования пар в рамках задачи  $N$  тел.

1. *Введение.* Существование магнитных монополей обусловлено некоторыми фундаментальными законами природы. Впервые теоретически этот вопрос был рассмотрен Дираком [1]. Позже, Поляков [2] и т Хофт [3] предложили модернизированный вариант монополя, с тем же зарядом  $q = 68.5e$  ( $e$ -заряд электрона), но намного тяжелее Дираковского - масса  $M = 10^{16}$  GeV. Наряду с монополем должен быть его партнер с противоположным знаком заряда и точно такой же массой - антимнополь. Из закона сохранения заряда следует, что число монополей и антимнополей должно быть одинаково.

Первые оценки возможного содержания монополей в ранней Вселенной [4] привели к неприемлемо большой величине. Все попытки избавиться от этой трудности в рамках обычных идей ни к чему не привели. Во многом поэтому и потребовалось принять теорию инфляции [5], которая оказалась однако настолько неопределенной в этом пункте, что в принципе допускает сколь угодно малое современное содержание монополей.

Современные оценки их концентрации основаны на различных косвенных аргументах, так как они пока вообще еще не открыты и соответственно прямые измерения невозможны. Из косвенных оценок можно привести две. Первая основана на измерении средней плотности вещества во Вселенной:

$$n_{OM} \approx 10^{-21} \omega_M H_{100}^2 \text{ см}^{-3}, \quad (1)$$

$$d_0 \approx n_{OM}^{-1/3} \approx 10^7 \omega_M^{-1/3} H_{100}^{-2/3} \text{ см}, \quad (2)$$

где  $\omega_M$  - отношение плотности монополей к критической,  $H_{100}$  - постоянная Хаббла, нормированная на 100 км/с/Мпк,  $d_0$  - среднее

расстояние между монополями. Последние измерения дают  $\omega_M < 0.3$ . Более сильные ограничения сверху получаются из анализа величин межгалактического магнитного поля -  $n_{DM} < 10^{-23} \text{ см}^{-3}$  [6]. Однако эта оценка для одиночных монополей. Фактически значительная доля всех монополей может входить в монополь-антимонопольные пары (МАМР), что делает такой метод оценки некорректным. Приведем некоторые аргументы в пользу большой вероятности образования МАМР.

Интерес к МАМР связан, например, с такими возможностями их проявлений:

а) при аннигиляции пары могут рождаться космические частицы сверхвысокой энергии. Оценки показывают, что для этого необходима концентрация МАМР порядка  $10^{-32} \text{ см}^{-3}$  [7]. Эта проблема обсуждается также в [8];

б) зависимость темпа эволюции пар от внешних условий может приводить к эффекту переменности соотношения холодного скрытого вещества и нестабильной темной материи в центре галактик. Это происходит в силу того, что пары будучи очень долгоживущими в свободном состоянии, могут начать сжиматься и аннигилировать за счет быстрого повышения плотности и частых столкновений в центре галактики;

с) захват парой электрически заряженной частицы и образование своеобразной молекулы. Такая молекула может иметь квазистационарные дискретные состояния, которые будут иметь намного более вероятные радиационные переходы, чем в самой паре [9].

**2. Ассоциация монополей в пары и температура монополей.** Вопрос об образовании пары монополем и антимонополем (монополонием) рассматривался в литературе неоднократно, начиная с работы [10]. Однако все оценки скорости образования и конечной концентрации базировались на учете только стандартного процесса рекомбинации противоположно заряженных частиц. В результате оказывалось, что наблюдаемая сегодня доля монополей входящих в пары не превышает примерно  $10^{-18}$  от их полного числа [10-13]. Однако более подробное рассмотрение этого вопроса приводит к необходимости разделить все пары на две категории - тесные пары (СМАМР) и широкие - ВМАМР. Тесные пары имеют размер намного меньше среднего и могут образовываться в ранней Вселенной за счет радиационной рекомбинации. Широкие пары имеют размер намного больше, чем тесные, но все же еще намного меньше, чем среднее расстояние. Фактически во всех предыдущих работах рассматривались только тесные пары. В данной статье мы обсудим возможность образования широких пар за счет двух дополнительных механизмов - кулоновской и столкновительной ассоциации.

Образование связанного состояния монополя и антимонополя без

излучения энергии в принципе возможно из-за конечного расстояния между частицами. В этом случае всегда есть отрицательная часть энергии за счет кулоновского притяжения. Связанное состояние будет образовываться, если кинетическая энергия будет меньше потенциальной. Ниже мы рассмотрим эволюцию этих энергий при расширении Вселенной и определим момент образования пар и их параметры.

Вначале рассмотрим случай нулевой температуры монополей и отсутствия их взаимодействия с другими полями и частицами. Тогда эффективно кинетическая энергия определяется только Хаббловской скоростью  $v_H = Hd$ . Эволюцию  $d$  с учетом притяжения можно представить в виде уравнения

$$d'' = (H^2 + H')d - \frac{q^2}{Md^2}, \quad (3)$$

где штрих означает производную по времени. Очевидно, что кулоновское притяжение начнет играть определяющую роль, когда второй член в правой части станет больше первого. С нужной нам точностью момент образования связанных состояний будет определяться из соотношения ( $t = 1/H$  - космологическое время):

$$\frac{d^3}{t^2} \approx \frac{q^2}{M}. \quad (4)$$

В плоской Вселенной это соответствует красному смещению  $z_c \approx 3.2 \cdot 10^{11} \omega_M$  [9], которое можно рассматривать как верхнюю границу по  $z$  для безизлучательной ассоциации пар. Для энергии связи при этом имеем:

$$E_c = \frac{q^2}{2d_c} = \frac{q^2(1+z_c)}{2d_0} = 11.5 \omega_M^{4/3} H_{100}^{2/3} \text{ eV}. \quad (5)$$

Однако реально у монополей есть тепловая энергия. Если она соответствует температуре излучения в данный момент -  $kT_r \sim 5.5 \cdot 10^7 \text{ eV}$ , то, как мы видим, различие превышает 6 порядков. Это означает, что образование пар может происходить только при значительно меньших красных смещениях.

Для дальнейших оценок будем сравнивать  $r_d$  - Дебаевский радиус в плазме монополей и антимонполей и среднее расстояние  $d$ :

$$r_d = \left( \frac{kT_M}{4\pi q^2 n_M} \right)^{1/2} = d \left( \frac{kT_M}{8\pi E_n} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Ассоциация будет иметь место при  $r_d < d$ .

Ниже мы рассмотрим эволюцию температуры монополей  $T_M$ . В свободном состоянии, т.е. в отсутствие взаимодействия с окружающим веществом, монополи, как тяжелые нерелятивистские частицы, будут остывать по закону  $T_M \sim (1+z)^2$ , в то время как температура релятивистских частиц меняется  $T_r \sim (1+z)$  [14]. Наличие сильного взаимодействия между компонентами системы приводит к  $T_M = T_r$  ввиду крайней малости обилия

монополей и соответственно их теплоемкости.

Взаимодействие монополей с фотонами крайне мало - эквивалентное томсоновское сечение с учетом массы монополя  $\sigma < 10^{-55} \text{ см}^2$ . При не очень больших энергиях основным будет взаимодействие с электронами и позитронами при  $T_r = 1 \text{ MeV}$ . Однако эффективность при передаче температуры должна включать малость отношения массы электрона к массе монополя  $\sim 10^{-19}$ .

Представим скорость нагрева монополей в виде (ниже мы пользуемся единицами  $c = h/2\pi = k = 1$ )

$$\dot{T}_M = K(T_r - T_M), \quad (7)$$

где  $K$  - скорость нагрева. Для его вычисления проинтегрируем по спектру  $p$ -импульса электронов энергию  $\Delta E = \Delta p^2/2M$ , передаваемую в единичном столкновении с числом столкновений в единицу времени -  $n_e \sigma_{\Delta E}$ . Для релятивистских электронов имеем

$$K = \int 2\pi\gamma bdb \int \frac{d\Omega}{2\pi^3} \int \frac{p^4 e^{p/T_r}}{(e^{p/T_r} + 1)^2} M dp = \frac{\xi T_r^2}{M}, \quad (8)$$

где  $b$  - прицельный параметр, а  $\gamma < 1$  - численный фактор, учитывающий отличие сечения  $\sigma_{\Delta E}$  от чисто геометрического -  $2\pi bdb$ . Пределы интегрирования по импульсу - от  $p_{min} = 2/b$  до  $p_{max} < 1/T_r$ . Для  $T_r > m_e$  имеем

$$K = \xi(1+z)^2 \left( \frac{2\pi k^2 T_0^2}{Mhc^2} \right) = 1.2 \cdot 10^{-17} \xi (1+z)^2 \text{ с}^{-1}. \quad (9)$$

Безразмерный параметр  $\xi$  может быть порядка  $10^{-3}$  или меньше. Космологическое время  $t$  есть

$$t = 5.1 \cdot 10^{19} H_{100}^{-1} (1+z)^{-2} \text{ с}. \quad (10)$$

Таким образом,  $Kt \approx 1 - 0.1$ , т.е. при достаточно больших  $z$  монополи и остальная материя имеют примерно одинаковую температуру. При  $T_r < m_e$  фактор  $\xi$  катастрофически (на 9 - 10 порядков) уменьшается из-за аннигиляции электронов и позитронов. В конечном итоге имеем: при  $T_r > 1 \text{ MeV}$ ,  $T_M \sim (1+0.1)T_r$ , а при  $T_r < 1 \text{ MeV}$ ,  $T_M \sim 10^{-14} (1+z)^2 \text{ eV}$ . В то же время для энергии связи имеем

$$E = q^2/d = q^2(1+z)/d_0 = 7.5 \cdot 10^{-11} (1+z) \omega_M^{1/3} H_{100}^{2/3} \text{ eV}. \quad (11)$$

С учетом (6) получаем, что образование пар происходит при  $z \sim 10^{14} + 10^5$ . В этот момент происходит остановка расширения пар и соответственно максимальный размер пары будет порядка  $10^2 \text{ см}$ . Это примерно на 5 порядков меньше среднего расстояния между монополями, которое должно было бы быть в настоящее время. Однако такие пары могут быть разрушены регулярным магнитным полем  $H > 10^{12} \text{ Гс}$ , т.е. в нашей Галактике они разрушаются достаточно быстро и их не должно быть. Мы пока оцениваем ситуацию на момент образования пар при  $z = 10^5$ , где наличие значительных

магнитных полей не очень вероятно. До нашей эпохи будет иметь место некоторая эволюция размеров, которая должна быть рассмотрена отдельно.

3. *Вероятность столкновительного образования пар.* Для оценки числа монополь-антимонопольных пар, образующихся при трех частичных столкновениях, мы используем численное моделирование. Образование пар определяется соотношением кинетической  $T$  и потенциальной  $U$  энергии. В связанном состоянии согласно теореме вириала имеем

$$T/U = 1/2$$

или

$$\frac{Mr\langle V^2 \rangle}{2q^2} = \frac{1}{2}.$$

Рассмотрим объем пространства радиуса  $R$ , содержащий полное число частиц  $N$  и число монополей равное числу антимонополей. Предполагаем, что вектор скорости частицы  $\mathbf{V}$  и вектор координаты одной частицы относительно другой  $\mathbf{r}$  являются случайными величинами, а радиус  $R = N^{1/3}d$ . При Кулоновском взаимодействии частиц имеем уравнение

$$M\mathbf{V} = q_1q_2\mathbf{r}/r^3.$$

Здесь  $q_1$  и  $q_2$  - заряды взаимодействующих монополей. Они равны по величине, но могут быть разного знака. Несмотря на большую массу монополей все же их гравитационным взаимодействием можно пренебречь. В дальнейшем численно решалась задача  $N$ -тел. В данной работе есть аналогии и отличия от стандартно решаемых задач. Хорошо известная задача  $N$ -тел для звездных скоплений оперирует только с кулоновским притяжением всех частиц друг к другу. Для частиц разного знака, как правило, рассматривается задача о рекомбинации и поскольку это обычно имеет место для ионов атомов и молекул, то схема расчета существенно использует квантово-механические законы. Насколько нам известно, ситуации, когда кулоновским образом взаимодействуют частицы с разными зарядами и для их описания требуется классическая механика в литературе не рассматривались.

Для непосредственного численного интегрирования задачи  $N$ -тел необходимо преодолеть проблему сингулярности при  $r = 0$ . Простой способ достичь этого - модифицировать потенциал:

$$U = q^2/(r^2 + \epsilon^2)^{1/2},$$

где  $\epsilon < N^{-1/3}$ .

Для контроля наших программ мы применили их к стандартной задаче расчета эволюции звездного скопления. Был рассмотрен простой случай равных масс для  $N=10$  и  $N=20$ . Начальное отношение энергий было взято  $T/U=1/4$ . Результат был сравнен с расчетами Аарсет [15].

Для различных выборок в конечном счете образовывалась одна тесная пара с полуосяью  $a = 0.02 - 0.04d$  для  $N = 10$ , и  $a = 0.009d$  для  $N = 20$ , эксцентриситетом  $e = 0.72 - 0.98$ . Эта пара поглощала большую часть полной энергии начальной системы. Остальные частицы могут образовывать пары и триплеты, но их энергия связи намного меньше. Некоторые частицы выбрасываются в гало и впоследствии уходят из системы. Здесь мы рассматриваем только общий процесс эволюции звездного скопления и формирования пар. Похожая картина для звездного скопления с  $N = 250$  была показана Аарсет [15]. Для сравнения мы имели следующую эволюцию членов для частиц с разными зарядами. Скопление, содержащее 10 членов, распадается на 2-5 пар с главными полуосями  $a = 0.13 - 3.85$  и эксцентриситетами  $e = 0.71 - 0.98$ .

Таблица 1

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

$T/U$	Число экспериментов $n$	Число пар $n_p$	Дисперсия $\sigma^2$	Вероятность $P = n_p/N$	Главная полуось $a$
N = 28					
1/20	10	9	1.0	0.33	0.06-2.5
1/2	10	7	3.8	0.25	0.3-2.5
5	10	4	2.1	0.14	0.2-2.5
10	10	1	0.6	0.036	0.1-2
N = 64					
1/20	8	16	1.8	0.25	0.15-2.5
1/2	8	14	6.3	0.22	0.4-2.5
5	8	8	4.3	0.12	0.02-2.5
10	8	2	1.8	0.031	0.6-2.2
N = 126					
1/20	8	43	9.9	0.34	0.002-2.5
1/2	8	32	10.3	0.25	0.002-2.5
5	8	11	4.7	0.085	0.014-2.5
10	8	4	2.4	0.032	0.1-2.5
N = 216					
1/20	6	71	9.5	0.33	0.03-2.5
1/2	6	61	8.8	0.28	0.09-2.5
5	6	15	4.5	0.07	0.01-3
10	6	8	4.2	0.035	0.1-3

Цель нашей работы оценить число образующихся пар заряженных частиц, которые выбраны в данном объеме с некоторыми параметрами. Энергия связи для двух изолированных частиц, образующих пару, удовлетворяет следующему условию:

$$E_{ij} = MV_{ij}^2/2 - q^2/r_{ij} < 0,$$

где  $V_{ij}$  - относительная скорость, а  $r_{ij}$  - расстояние между частицами в паре. Обозначим  $\alpha = U/2T$ . Мы выделяем пары, для которых  $E_{ij} < -0.2\alpha T$ . Это критерий, обычно применяемый на практике.

Теперь возьмем параметры концентрации и температуры монополей полученные в предыдущем параграфе. При  $z = 10^7$  -  $r \sim 1$  см,  $V \sim 10^2$  см/с, что соответствует  $T/U \sim 10^2$ ; при  $z = 10^6$ ,  $r \sim 10$  см,  $V \sim 10^3$  см/с, и  $T/U \sim 10$ ; при  $z = 10^5$ ,  $r \sim 10^2$  см,  $V \sim 10^4$  см/с, и  $T/U \sim 1$ .

Вероятность образования пары оценивается при различных  $N$  и  $T/U$ . Результат приведен в табл.1. Здесь  $n$  - число экспериментов,  $n_b = \frac{1}{N} \sum_i n_i$  - число образующихся пар,  $\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_i (n_i - n_b)^2$  - дисперсия,  $P$  - оцененная вероятность,  $a$  - главная полуось. Следует отметить, что при  $T/U > 1/2$  формируются широкие пары и их количество мало.

Для численных расчетов использовался симплектический интегратор 4-го порядка [16].

**4. Заключение.** Численное моделирование показывает, что монополи и антимнополи при реальных начальных условиях на концентрацию и температуру могут образовывать пары. Рассмотренный случай однократного трехчастичного столкновения требует дальнейшего расширения на многократные столкновения, в том числе и столкновения уже образовавшейся пары со свободным монополем или с другой парой. Однако уже из приведенного результата видно, что столкновительная ассоциация монополей идет с большой вероятностью. Это означает, что доля монополей, входящих в пары на ранних этапах эволюции Вселенной, будет на много порядков больше ранее оцененной [10]. Дальнейшая эволюция этих пар требует специального исследования и в первую очередь учета роли достаточно сильных регулярных магнитных полей.

Авторы выражают признательность М.Ю.Хлопову, Д.А.Варшаловичу, А.И.Цыгану за интерес к работе и полезные обсуждения. Работа выполнена частично в рамках Государственного контракта № 40.022.1.1.1106.

# MAGNETIC MONOPOLES IN THE EARLY UNIVERSE: PAIR FORMATION

V.K.DUBROVICH, N.A.SUSHKO

The magnetic monopoles and anti-monopoles with masses  $M=10^{16}$  GeV and charges  $q=68.5e$  in the early Universe are considered. As a result of their Coulomb interactions may be pair formation. Some conditions of pair formation are considered and computational simulations are made for three body interaction processes. The probabilities of pair formation in the frame of  $N$ -body problem are given.

Key words: *Early Universe:magnetic monopole, antimonopole, electron temperature*

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.Коулман, УФН, 114, 227, 1984.
2. А.Поляков, Письма в ЖЭТФ, 20, 430, 1974.
3. G.'t Hooft, Nucl. Phys., B79, 276, 1974.
4. Ya.B.Zel'dovich, M.Yu.Khlopov, Phys. Lett., B79, 239, 1978.
5. L.F.Abbott, S.-Y.Pi, (Eds), Inflationary Cosmology, World Scientific, 1986.
6. E.N.Parker, Astrophys. J., 160, 383, 1970.
7. J.J.Blanco-Pillado, K.D.Olum, astro-ph/9904315, 1999.
8. В.К.Дубрович, М.Ю.Хлопов, astro-ph/0206138, 2002, Письма в ЖЭТФ, 77, 403, 2003.
9. V.K.Dubrovich, Cravitation and Cosmology, Suppl., 8, 122, 2002.
10. С.Т.Хилл. Nuclear Physics, B224, 469, 1983.
11. T.Goldman, E.W.Kolb, D.Toussaint, Phys. Rev. D., 23, 867, 1981.
12. М.Ю.Хлопов, А.Г.Полнарев, Phys. Lett., B97, 383, 1980.
13. А.Ф.Кадников, В.И.Маслянин, М.Ю.Хлопов, Астрофизика, 31, 177, 1989.
14. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Строение и Эволюция Вселенной, Наука, М., 1975.
15. S.J.Aarseth, Astrophys. Space Sci., 13, 324, 1971.
16. H.Yoshida, Celest. Mech. and Dyn. Astr., 56, 27, 1993.

УДК: 524.35

## EVOLUTION OF THE RADIO LUMINOSITIES OF THE TYCHO AND KEPLER SUPERNOVAE REMNANTS

K.S.STANKEVICH<sup>1</sup>, A.M.ASLANYAN<sup>2</sup>, V.P.IVANOV<sup>1</sup>,  
R.M.MARTIROSYAN<sup>2</sup>, Ye.TERZIAN<sup>3</sup>

Received 7 May 2003

Radio emission of historical supernovae remnants, Tycho (SNR1572) and Kepler (SNR1604) and evolution of their luminosity are considered. Measurement data of secular luminosity decrease rate, obtained earlier by the authors, were corrected with account of variation in time of the flux density of the reference sources. As a result, it is found that the SNR1604 luminosity at 1667 MHz is weakening with the annual mean rate equal to  $(0.2 \pm 0.07)\%$ . Similar rate for SNR1572 is  $(0.47 \pm 0.05)\%$ . Since the radio luminosity evolution, as well as energy densities of magnetic field and relativistic electrons inside SNR1604 and SNR1572 are essentially different, these remnants should be considered as different types of supernovae. Bandiera classified SN1604 as type SN Ib or SN II.

*Key words: (stars:)supernovae - individual:Tycho and Kepler*

1. *Introduction.* Historical supernovae remnants in the Galaxy have ages between 300 and 1000 years, with their evolution during that period proceeding relatively quickly and within observational capabilities. Systematic study of these objects were initiated after 1960, when secular decay of their flux density was suggested by Shklovskii [1]. Radio astronomical observations have shown that, besides the predicted effect, luminosity and spectral shape of SNRs undergo nonstationary variations. Lately, neutron stars have been discovered in the shell-type supernova remnants, and although they are "radioquiet", the effect of neutron stars on SNR evolution is still unclear. Frequency variations of the spectrum may well be the consequence of the neutron star activity, and this effect is the subject for research. Below we describe the radio emission of historical supernovae remnants, Tycho (1572) and Kepler (1604).

2. *Secular decrease of SNR flux density.* Baade [2,3] has reconstructed the SN1572 and SN1604 light curves and attributed these supernovae to type I. Present values of the remnants parameters are given in Table 1.

The SNRs flux density variations are determined by comparison of measurement results obtained at different times. The SNR flux is usually referred to that of some calibration source assumed to be stable. However, recent observations of these reference sources have shown that their flux density is nonstationary, although sometimes very insignificantly. But this effect must be taken into account while studying the evolution characteristics of supernovae remnants.

Table 1

## TYCHO AND KEPLER SUPERNOVAE PARAMETERS

Parameter	SN 1572		SN 1604	
External radius (arcsec)	216	[4]	100	[5]
External radius (pc)	3.34		2.18	
Distance (kpc)	3.2 ± 0.3	[6]	4.5 ± 1.0	[7]
Angular rate of expansion from filaments (arcsec/yr)	0.256 ± 0.026	[8]	0.005 ± 0.003	[9]
Parameter of expansion, $m(R \propto t^m)$	0.462 ± 0.024	[4]	0.65 ± 0.35	[5]
Altitude above Galaxy plane (pc)	72		533	[7]

The flux density ratio of SNR1572 (3C10), with two reference sources 3C123 and 3C147, was measured by us in October 1994, at a frequency 5000 MHz. The RT-70 radio telescope [10] was used. The results as compared with the 1967.4 similar measurements [11], are given in Table 2.

Table 2

## TYCHO SNR TO 3C123 AND 3C147 FLUX DENSITY RATIOS IN TWO EPOCHS

Epoch	Flux density ratio	
	$S_{3C10}/S_{3C123}$	$S_{3C10}/S_{3C147}$
1994.8	1.155 ± 0.023	2.342 ± 0.047
1967.4	1.302 ± 0.027	2.598 ± 0.057

The annual mean rate of flux decline during the period 1967-1995 has been obtained from Table 2, and is equal to  $(0.41 \pm 0.03)\%$  for SNR1572 ( $0.44\%$  relative to 3C123 and  $0.38\%$  relative to 3C147) at a frequency 5000 MHz [12]. According to the VLA Calibrator Manual [13] during the same period the flux density decrease for the 3C147 reference source was 2.9%, and about 1% for 3C123 [14]. With account of this correction, the SNR1572 decay rate, relative to 3C123, should be taken as  $(0.47 \pm 0.05)\%$  per year, and  $(0.48 \pm 0.05)\%$  per year relative to 3C147. Similar observations at a frequency 960 MHz have been carried out by us in 1964 and 1987 with CygA source taken as a reference, which gave secular decrease rate  $(0.47 \pm 0.13)\%$ . Together with the present result, this means a steady flux density decay in the radio spectrum. Thus, the SNR luminosity has also decreased.

The secular flux density decrease for SNR1604 (3C358), equal to  $(0.22 \pm 0.05)\%$  per year at 1667 MHz and  $(0.27 \pm 0.1)\%$  per year at 5870 MHz, has been established between 1967.5 and 1987.5 [12]. RT-70 radio telescope was used, with 3C218 (Hydra A) taken as a reference source. The results are given in Table 3.

Table 3

KEPLER SNR1604 TO 3C218 FLUX DENSITY RATIOS  
AT TWO FREQUENCIES

Frequency, MHz	Flux density ratio	
	$S_{3C358}/S_{3C218}$ (1987.5)	$S_{3C358}/S_{3C218}$ (1967.5)
1667	$0.379 \pm 0.002$	$0.396 \pm 0.002$
5870	$0.539 \pm 0.008$	$0.569 \pm 0.004$

The flux density ratios for SNR1604 and Hydra A in 1967 were calculated using the measurement data in the frequency range 1.4 to 10.7 GHz, provided by the other authors [15-19]. Later it was reported [14] that the Hydra A flux density in 1990 had decreased, relative to the late 60s and early 70s, with frequency dependence from 0.4% at 1408 MHz to 4.7% at 10550 MHz. Therefore, with account of Hydra A flux density reduction at 1667 MHz, the annual decay rate for SNR1604, averaged over the period 1967.5 to 1987.5 should be taken as  $(0.2 \pm 0.07)\%$ . (Note that corrections at 5870 MHz are impossible, due to the complicated character of Hydra A's flux variations in the centimeter waveband and the absence of relevant observations).

3. *Results.* Energy parameters of SNR1572 and SNR1604 are given in Table 4.

Table 4

TYCHO AND KEPLER SNRs ENERGY PARAMETERS

Parameter	SN1572	SN1604
X-ray luminosity (0.15 to 4.5 MeV), $\text{erg s}^{-1}$	$7 \cdot 10^{35}$ [20]	$10^{36}$ [21]
Mean electron density, $\text{cm}^{-3}$	5 [22]	7 [23]
Radio luminosity (15 to 10000 MHz) $\text{erg s}^{-1}$	$2.94 \cdot 10^{31}$	$2.12 \cdot 10^{31}$
Spectral index	$0.625 \pm 0.003$	$0.646 \pm 0.01$
Magnetic field strength, Gs	$4.3 \cdot 10^{-4}$ [24]	$7.4 \cdot 10^{-5}$ [22]
Magnetic field energy density $U_m$ , $\text{erg cm}^{-3}$	$7.36 \cdot 10^{-9}$	$2.18 \cdot 10^{-10}$
Relativistic electrons energy density $U_e$ , $\text{erg cm}^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-11}$	$4.4 \cdot 10^{-10}$
$U_e/U_m$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	2
Relativistic electron energy ( $\nu = 15$ MHz), eV	$8.7 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$
Mean decay rate, %	$0.47 \pm 0.05$	$0.2 \pm 0.07$
Mean expansion parameter	0.462 [4]	0.5 [5]

Note that these SNRs have practically equal luminosity values in the radio and X-ray parts of the spectrum, but are distinct in magnetic fields and relativistic electron energies, as well as the decay rates of their luminosities:

$$\left(\frac{U_e}{U_m}\right)_{\text{SNR1604}} \gg \left(\frac{U_e}{U_m}\right)_{\text{SNR1572}}$$

$$\begin{aligned}
 (U_e)_{SNR1604} &\gg (U_e)_{SNR1572}; \\
 (U_m)_{SNR1604} &\ll (U_m)_{SNR1572}; \\
 \left(\frac{1}{L_\nu} \frac{dL_\nu}{dt}\right)_{SNR1604} &\approx 0.5 \left(\frac{1}{L_\nu} \frac{dL_\nu}{dt}\right)_{SNR1572}
 \end{aligned} \tag{1}$$

Assuming that relativistic electrons have inverse power law of energy distribution  $N_e(E) = KE^{-\gamma}$ , where  $E$  is energy and  $K$  is some constant, the synchrotron radiation luminosity may be expressed as follows:

$$L_\nu = 4\pi R^2 \Delta RKB^{(\gamma+1)/2} \nu^{-(\gamma-1)/2}, \tag{2}$$

where  $\Delta R$  is the radio shell thickness,  $R \propto t^m$  and where  $t$  is the expansion time,  $B$  is the magnetic field strength. In the radio emission models, the annual rate of decay of luminosity  $L_\nu$  has four versions of the power law [25]. For the SNR1572, the rate  $(1/L_\nu)(dL_\nu/dt) = -0.5\%$ , so that the best fit is the standard (version 1) model [26], where  $K \propto t^{-2}$  and  $B^2 \propto t^{-2}$ . If the only losses are due to adiabatic expansion of the remnant, then  $E \propto R^{-1}$ , so that in our case  $E \propto t^{-0.5}$ .

The time dependence of the constant  $K$  is evaluated from the expression for energy density of relativistic electrons;  $U_e = n\bar{E} \propto R^{-4} \propto t^{-2}$ , where  $n$  is the electron density in  $\text{cm}^{-3}$  and  $\bar{E}$  is their average energy. One also has the relation:

$$U_e = K \int_{E_0}^{\infty} E^{-(\gamma-1)} dE = \frac{1}{\gamma-2} KE_0^{2-\gamma} \propto t^{-2} \tag{3}$$

In the case SNR1572, we obtain  $K \propto t^{-1.9}$ , hence the acceleration of relativistic electrons is absent in the modern epoch. In the case of SNR1604  $(1/L_\nu)(dL_\nu/dt) = -0.2\%$ , so that no version of radio emission model corresponds to that value. The closest is version 3, with  $K \propto R^{-2}$  and  $B^2 \propto t^{-2}$ , for which  $(1/L_\nu)(dL_\nu/dt) = -0.3\%$ . The observed value of the luminosity decline corresponds to a time dependence  $K \propto t^{-0.63}$  and  $B^2 \propto t^{-2}$ , which indicates the existence of a strong acceleration process inside this remnant.

4. *Conclusions.* The character of the radio luminosity evolution and energy densities of the magnetic fields and the relativistic electrons are essentially different in SNR1572 and SNR1604. Therefore, these remnants should be considered as belonging to different type of supernovae. SN1604 is classified as type SNIb or SNII [7,27] and expects its progenitor to be a massive star having a lower limit of total mass  $M > 10 M_\odot$ .

*Acknowledgments.* This work was partially supported by the Leading Scientific School grant №00-15-9691.

<sup>1</sup> Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia, e-mail: stnk@nirfi.sci-nnov.ru

<sup>2</sup> Institute of Radiophysics and Electronics, Armenia, e-mail: asln@irphe.am

<sup>3</sup> Cornell University, Space Sciences Building, USA, e-mail: yt28@cornell.edu

ЭВОЛЮЦИЯ РАДИОСВЕТИМОСТЕЙ ОСТАТКОВ  
СВЕРХНОВЫХ ТИХО И КЕПЛераК.С.СТАНКЕВИЧ<sup>1</sup>, А.М.АСЛАНЯН<sup>2</sup>, В.П.ИВАНОВ<sup>1</sup>,  
Р.М.МАРТИРОСЯН<sup>2</sup>, Е.ТЕРЗЯН<sup>3</sup>

Рассмотрены радиоизлучение исторических остатков сверхновых Тихо (ОСН1572) и Кеплера (ОСН1604), а также эволюция их яркостей. Данные о скорости векового уменьшения их яркостей, измеренные ранее авторами, сопоставлены с изменениями во времени плотностей потоков источников сравнения. В результате установлено, что яркость ОСН1604 на частоте 1667МГц ослабевает со средней годовой скоростью, равной  $(0.2 \pm 0.07)\%$ . Аналогичная скорость для ОСН1572 составляет  $(0.47 \pm 0.05)\%$ . Поскольку эволюция радиояркости, а также плотности энергии магнитного поля и релятивистских электронов внутри ОСН1604 и ОСН1572 существенно отличаются друг от друга, их следует рассматривать как сверхновые различных типов. Бандиера относит СН1604 к типу СНIв или СНII.

## REFERENCES

1. *I.Shklovskii*, *Astron. J.*, **37**, 256, 1960. (in Russian)
2. *W.Baade*, *Astrophys. J.*, **97**, 119, 1943.
3. *W.Baade*, *Astrophys. J.*, **102**, 309, 1945.
4. *S.M.Tan*, *S.F.Gull*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **216**, 949, 1985.
5. *J.R.Dickel*, *R.S.Richard*, *R.G.Arendt et. al.*, *Astrophys. J.*, **330**, 254, 1988.
6. *G. de Vaucouleurs*, *Astrophys. J.*, **289**, 5, 1985.
7. *R.Bandiera*, *Astrophys. J.*, **319**, 885, 1987.
8. *R.C.Strom*, *W.M.Goss*, *P.A.Shaver*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **200**, 473, 1982.
9. *S. van den Bergh*, *K.W.Kamper*, *Astrophys. J.*, **218**, 617, 1977.
10. *A.Aslanyan*, *V.A.Grishmanovskii*, *A.G.Goulyan et. al.*, *Izv. Vuz., Radiofizika*, **27**, 543, 1984. (in Russian)
11. *I.I.K.Pauliny-Toth*, *K.I.Kellermann*, *Astron. J.*, **73**, 953, 1968.
12. *K.S.Stankevich*, *A.M.Aslanyan*, *V.P.Ivanov et. al.*, In: *The Problems of Modern Radioastronomy. XXVII Radioastronomical Conference. St. Petersburg*, **1**, 130, 1997. (in Russian)
13. VLA Calibrator Manual. <http://www.aoc.nrao.edu/gtaylor/calib.html>.
14. *M.Ott*, *A.Witzel*, *A.Quirrenbach et. al.*, *Astron. Astrophys.*, **284**, 331, 1994.
15. *D.K.Milne*, *Austral. J. Phys.*, **22**, 613, 1969.
16. *D.K.Milne*, *E.R.Hill*, *Austral. J. Phys.*, **22**, 211, 1969.

17. *E.B.Fomalont*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **15**, 203, 1968.
18. *K.I.Kellermann, I.I.K.Pauliny-Toth, W.C.Tyler*, *Astron. J.*, **73**, 298, 1968.
19. *K.I.Kellermann, I.I.K.Pauliny-Toth*, *Astron. J.*, **78**, 828, 1973.
20. *P.B.Reid, R.H.Becker, K.C.Long et. al.*, *Astrophys. J.*, **261**, 485, 1982.
21. *R.L.White, K.S.Long*, *Astrophys. J.*, **244**, 196, 1983.
22. *F.Seward, P.Gorenstein, W.Tucker*, *Astrophys. J.*, **266**, 287, 1983.
23. *J.Matsui, K.S.Long, J.R.Dickel, E.W.Greisen*, *Astrophys. J.*, **287**, 295, 1984.
24. *S.P.Reynolds, R.A.Chevalier*, *Astrophys. J.*, **245**, 912, 1981.
25. *R.A.Chevalier*, in: *Radio Emission from Stars and Sun. ASP Conference series*, **93**, 125, 1996.
26. *R.A.Chevalier*, *Astrophys. J.*, **259**, 302, 1982.
27. *R.Bandiera, S. van den Bergh*, *Astrophys. J.*, **374**, 186, 1991.

УДК: 524.35

## О БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ ТОРМОЖЕНИИ ОБОЛОЧЕК НОВЫХ И СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД В ЗАМАГНИЧЕННОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Д.А.ОСИПЯН, Г.Б.НЕРСИСЯН, Г.Г.МАТЕВОСЯН

Поступила 4 июля 2003

Принята к печати 27 августа 2003

В рамках трехмерной кинетико-гидродинамической модели рассмотрено бесстолкновительное взаимодействие разлетающегося плазменного облака с замагниченной фоновой плазмой. Процесс торможения водородного облака исследован при больших числах Альфвена-Маха и параметра магнито-ламинарного взаимодействия. Методом "частица в ячейке" изучена динамика магнитного поля, плазменного облака, фоновой плазмы и бесстолкновительной ударной волны, образовавшейся вследствие интенсивного потока частиц. Представленные результаты численного моделирования соответствуют нестационарным процессам взаимодействия плазменных оболочек, образовавшихся вследствие вспышек Новых и Сверхновых звезд с межзвездной плазменной средой.

1. *Введение.* Задача о взаимодействии потоков разреженной плазмы с окружающей ее фоновой замагниченной плазмой возникает при изучении динамики солнечных вспышек, оттекания солнечным ветром магнитосферы Земли, при активных экспериментах с облаками плазмы в космосе, а также при интерпретации ряда астрофизических наблюдений [1-6]. Изучение данного вопроса представляет значительный интерес в связи с экспериментами по управляемому термоядерному синтезу [7,8] и лабораторным моделированием лазерной плазмы во внешнем магнитном поле [3,9].

В последнее время подобные явления, имеющие, конечно, существенно большие энергетические и пространственно-временные масштабы, интенсивно обсуждаются применительно к астрофизическим процессам взрывного типа, характеризующимся выделением громадной энергии и сопровождающимся образованием мощных высокоскоростных плазменных структур - разлетающихся сферических и кольцевых оболочек, струй и т.д. Согласно астрофизическим наблюдениям и теоретическим исследованиям [10], выброшенные при взрывах довольно массивные оболочки сильно взаимодействуют с межзвездной средой и межгалактическим магнитным полем. Поэтому свободный разлет выброшенной оболочки Сверхновой возможен лишь на начальной стадии эволюции. Затем происходит ее торможение с передачей энергии-импульса окружающему плазменному фону и магнитному полю. Отметим, что проблема бесстолкновительного (БС)

торможения остатков Сверхновых была впервые сформулирована в работе [11], а затем подробно проанализирована в [12].

Процесс торможения характеризуется радиусом торможения облака магнитным полем  $R_H$  и газодинамическим радиусом торможения  $\bar{R}$ . Выражение для  $R_H$  получается из равенства начальной кинетической энергии сферического облака  $W_0$  и энергии магнитного поля, вытесненного им при расширении до радиуса  $R_H$  [13],  $R_H = (6W_0/H_0^2)^{1/3}$ . Здесь  $H_0$  - напряженность невозмущенного магнитного поля.

При расширении облако увлекает фоновую плазму в совместное движение. По мере этого растет масса выталкиваемой плазмы. Радиус сферы, в которой становятся равными массы облака и увлеченной в совместное движение фоновой плазмы, называется газодинамическим радиусом торможения:  $\bar{R} = (3M/4\pi n \cdot m)^{1/3}$ , где  $n$ ,  $m$  - плотность и масса ионов фоновой плазмы (модель "снежного плуга" [12]),  $M$  - масса выброшенной оболочки. Принимая для типичных значений параметров  $n \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$ ,  $M = 10^{-3} M_\odot$  ( $M_\odot = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$  - масса Солнца),  $m = m_H$  ( $m_H$  - масса иона водорода), получим  $\bar{R} = 0.46 \text{ пк}$ .

Меньшим из радиусов  $R_H$  и  $\bar{R}$  определяется преобладающий механизм торможения облака - магнитный или газодинамический. Из отношения  $R_H/\bar{R} = M_A^{2/3}$ , где  $M_A = u_0/V_A$  - число Альфвена-Маха ( $u_0$  - начальная скорость разлета облака),  $V_A = H_0/\sqrt{4\pi n \cdot m}$  - Альфвеновская скорость в фоновой плазме, следует, что при  $M_A \ll 1$  облако теряет энергию за счет деформации и вытеснения магнитного поля, тогда как при  $M_A \gg 1$  торможение обусловлено взаимодействием с фоновой плазмой [14-18]. Поскольку характерные скорости оболочек Сверхновых по порядку величины составляют  $u_0 \approx 10^8 + 10^9 \text{ см/с}$  для типичных значений магнитного поля  $H_0 \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$ , получим, что  $M_A \approx 50 + 500$ . Таким образом, торможение сброшенных оболочек Сверхновых звезд может происходить только в результате их взаимодействия с межзвездной фоновой средой, т.е. торможение имеет газодинамический характер. В настоящей работе данная проблема изучается на основе гибридной модели плазмы и на базе численного моделирования методом "частица в ячейке".

2. *Постановка задачи.* Анализ газодинамического торможения показывает, что оно может быть обеспечено либо бесстолкновительным ламинарным (или турбулентным) механизмом [3], связанным с генерацией вихревых электрических полей  $E_i$  на переднем крае облака, либо может носить столкновительный характер вследствие процессов парных соударений ионов оболочки с ионами, нейтральными атомами и электронами межзвездной среды.

Вначале рассмотрим коротко эффекты парных соударений, основываясь на результатах анализа работ [19,20]. Ионы облака теряют свою энергию

и передают ее ионам фоновой плазмы при многократных кулоновских ион-ионных или ион-электронных рассеяниях с длинами свободного пробега

$$\lambda_{ii} = \left( \frac{mu_0^2}{2} \right)^2 \frac{1}{\pi(1+m/m_e)ZZ \cdot n_e \cdot e^4 \ln \Lambda}, \quad (1)$$

$\lambda_{ie} = (m_e/m)(1+m/m_e)\lambda_{ii}$  соответственно и при экранированных кулоновских отталкиваниях с длиной свободного пробега

$$\lambda_{iN} = \frac{mu_0^2}{2} \sqrt{S^{2/3} + S_e^{2/3}} \frac{1}{a_0 S S_e n_e e^2}. \quad (2)$$

Здесь  $Z, Z_e$  - заряды ионов фона и облака,  $S, S_e$  - заряды ядер облака и фона (в водородной плазме  $Z = S = 1$ ),  $a_0$  - боровский радиус,  $\ln \Lambda$  - кулоновский логарифм фоновой плазмы,  $m$  - масса ионов облака. Что касается процессов экранированного поляризационного ядерного притяжения, то они не играют здесь никакой роли, поскольку длина свободного пробега данного процесса в астрофизических условиях гораздо больше  $\lambda_{ii}, \lambda_{iN}$  (см., например, [19,20]). Отметим также, что выражения (1) и (2) были получены при условии, что магнитное поле не влияет на процесс кулоновского рассеяния. Действительно, при значениях  $H_0 \cong 3 \cdot 10^{-6}$  Гс,  $n_e \cong 0.1 \text{ см}^{-3}$ ,  $m_e = m_H$  (водородная плазма) для электронно-циклотронной и плазменной частот получим оценку:  $\omega_{pe} = 1.8 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$  и  $\omega_{ce}/\omega_{pe} \cong 3 \cdot 10^{-3} \ll 1$ , что является условием применимости выражений (1) и (2).

Оценим длины свободного пробега, соответствующие указанным столкновительным процессам, при распространении остатков Сверхновых с характерной скоростью  $u_0 = 10^9$  см/с по межзвездной среде в случае водородных плазм оболочки и фона с электронной температурой порядка  $T_e = 1$  эВ ( $\ln \Lambda \cong 25$ ) и при вышеуказанных значениях параметров. Газодинамический радиус торможения типичной Сверхновой равен  $\bar{R} = 0.46$  пк, в то время как из выражений (1) и (2) следует, что  $\lambda_{ii} = 2.75 \cdot 10^5$  пк,  $\lambda_{ie} = 3 \cdot 10^2$  пк,  $\lambda_{iN} = 3.15 \cdot 10^3$  пк. Из этих оценок следует, что столкновительные процессы не могут обеспечить торможение расширяющегося облака, поскольку  $\bar{R} \ll \lambda_{ie}, \lambda_{iN}, \lambda_{ii}$ . Поэтому важно обратиться к рассмотрению БС механизмов взаимодействия.

Первая группа БС механизмов взаимодействия - турбулентные механизмы коллективной природы (аномальная вязкость, аномальное сопротивление) при развитии ион-ионных или электрон-ионных пучковых неустойчивостей [21]. Условие возбуждения ион-ионной неустойчивости имеет вид [22]  $u_0^2 \leq V_A^2 + 2c_s^2$  или

$$M_A^2 \leq 1 + \frac{2c_s^2}{V_A^2}, \quad (3)$$

где  $c_s = \sqrt{T_e/m_e}$  - скорость ионного звука в плазме. Для типичных

значений параметров  $c_s \cong 10^6$  см/с,  $V_A \cong 2 \cdot 10^6$  см/с. Поэтому, согласно (3),  $M_A < 2$  и наблюдающееся торможение расширяющихся оболочек не может быть обеспечено турбулентной аномальной вязкостью, поскольку характерные числа Альфвена-Маха  $M_A \cong 50 + 500$ .

Вторая группа - бесстолкновительный ламинарный механизм торможения, связанный с генерацией вихревых электрических полей. Известно, что роль вихревых электрических полей с увеличением  $M_A$  становится преобладающей, поскольку  $E_i/E_p \sim M_A^2$  (см., например, [3,6]), где  $E_p$  - значение поляризованного электрического поля, возникающего за счет перепада газодинамического и магнитного давления на границе облака. В работах [14,15] была предложена модель энергообмена облака с фоновой плазмой за счет совместного действия гировращения ионов и генерации вихревых электрических полей при  $M_A > 1$  ("магнитный ламинарный механизм" (МЛМ) торможения). Полученные аналитические решения для начальной стадии разлета, когда возникает только вихревое электрическое поле  $E_i$ , показали, что доля передаваемой облаком энергии пропорциональна величине  $\delta = (\bar{R}/R_L)^2$  (параметр МЛМ-взаимодействия), где  $R_L$  - ларморовский радиус ионов облака. Таким образом, интенсивность БС взаимодействия облака с фоновой плазмой определяется, помимо числа Альфвена-Маха  $M_A$ , параметром  $\delta$ .

**3. Численное моделирование на базе гибридной модели плазмы.** Для численного моделирования БС взаимодействия оболочки Сверхновой с межзвездной средой будем использовать гибридную модель плазмы, в которой ионная компонента описывается кинетическим уравнением Власова, а электронная - уравнениями гидрогазодинамики. Заметим, что такая методика широко используется в исследованиях других авторов (см., например, [14-18]). Обоснованием такой гибридной модели служит тот факт, что в результате торможения оболочки в фоновой плазме может генерироваться бесстолкновительная ударная волна (БУВ) с гидродинамическим опрокидыванием переднего фронта и образованием областей многопоточкового течения. Поэтому структуру такой сверхкритической БУВ на пространственных масштабах  $R \sim \bar{R}$  можно адекватно описать только на базе гибридного приближения [6]. Заметим также, что, хотя при  $\delta \gg 1$  справедливо приближение бесстолкновительной магнитной гидродинамики, она непригодна для описания образования и динамики БУВ.

Исходная система уравнений состоит из кинетического уравнения Власова для ионов, уравнения движения и изменения внутренней энергии для электронной компоненты, а также уравнений Максвелла для электромагнитного поля, которая в случае торможения водородного облака в водородной фоновой плазме имеет вид:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad \mathbf{F} = \frac{e}{m_H} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \nabla) \mathbf{v}_e = -\frac{e}{m_e} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \times \mathbf{H}] \right) - \frac{1}{m_e n} \nabla(n T_e), \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \nabla) T_e + \frac{2}{3} T_e \nabla \mathbf{v}_e = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n \mathbf{v}_e) = \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n \mathbf{v}_i) = 0, \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi n e}{c} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e), \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mathbf{H} = \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (8)$$

$$n = n_e = n_i = \int f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}, \quad \mathbf{v}_i(\mathbf{r}, t) = \langle \mathbf{v} \rangle = \frac{1}{n} \int \mathbf{v} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}. \quad (9)$$

Здесь  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  - напряженности электрического и магнитного полей,  $m_H$  - масса иона водорода,  $\mathbf{v}_e$ ,  $\mathbf{v}_i$  - среднемассовые скорости электронов и ионов,  $n$  - концентрация ионов,  $T_e$  - температура электронов. Заметим, что в уравнениях (4)-(6) отброшены все диссипативные члены, связанные с конечной проводимостью, вязкостью и теплопроводностью плазмы. Легко показать, что в условиях расширения плазменных оболочек в межзвездной разреженной среде такое приближение выполняется с большим запасом. Действительно, оценим, например, характерное время диффузии магнитного поля:  $\tau_m = 4\pi R_L^2 \sigma / c^2$ , где  $\sigma$  - проводимость плазмы. Отсюда следует, что  $\tau_m / T = 2M_A^2 (\lambda_H / \tilde{R}) \gg 1$ . Здесь  $T = \tilde{R} / u_0$  - характерное время торможения,  $\lambda_H$  - задается выражением (1). Аналогичные оценки можно получить и для других коэффициентов переноса. Кроме того, в уравнениях Максвелла пренебрегаем током смещения из-за нерелятивистского характера расширения облака.

Рассмотренные приближения составляют основу гибридной БС модели плазмы, используемой в данной работе. Следует, однако, подчеркнуть, что, хотя результаты ранее проведенных расчетов и экспериментов доказали практическую реализуемость данного ламинарного механизма взаимодействия [3], они были выполнены в достаточно узком диапазоне параметров  $\delta < 4$  и  $M_A \leq 10$ , в то время как в условиях типичных Сверхновых  $R_L \cong 10^{11} + 10^{12}$  см и поэтому  $\delta = (\tilde{R} / R_L)^2 \cong 10^{14} + 10^{16}$  для чисел  $M_A \cong 50 + 500$ . Хотя численные моделирования с такими параметрами в настоящее время не воспроизводимы и вряд ли будут возможны даже в отдаленном будущем, проведенные в предыдущих и в данной работе численные эксперименты показывают, что при достаточно больших значениях параметра  $\delta > 10$  и числах  $M_A > 10$  кривые энергетических потерь приобретают универсальный характер. Поэтому есть все основания полагать, что данный механизм БС взаимодействия может обеспечить

торможение сброшенной оболочки в условиях типичной Сверхновой.

Вышеуказанную универсальность легко понять, если обезразмерить уравнения (4)-(9) гибридной модели путем следующих замен переменных:

$$\tilde{r} \rightarrow \frac{\omega_{pi}}{c} r, \quad \tilde{t} \rightarrow \omega_{ci} t, \quad (\tilde{v}_i, \tilde{v}_e) \rightarrow \frac{1}{V_A} (v_i, v_e), \quad (10)$$

$$\tilde{H} \rightarrow \frac{H}{H_0}, \quad \tilde{E} \rightarrow \frac{E}{(V_A/c)H_0}, \quad \tilde{T}_e \rightarrow \frac{T_e}{m_H V_A^2}, \quad (11)$$

$$\tilde{f}_i(\tilde{r}, \tilde{v}, \tilde{t}) \rightarrow \frac{V_A^3}{n_0} f_i(r, v, t), \quad \tilde{n} \rightarrow \frac{n}{n_0}, \quad \tilde{F} \rightarrow \frac{F}{V_A \omega_{ci}}, \quad (12)$$

где  $\omega_{pi}$ ,  $\omega_{ci}$  - плазменная и циклотронная частоты ионов. Тогда легко видеть, что решения уравнений (4)-(9) зависят только от единственного параметра  $m_e/m_H$ .

Рассмотрим двумерную аксиально-симметричную модель динамики точечного взрыва, формирующего облако плотной плазмы, разлетающегося в замагниченном фоне.

В начальный момент времени  $t=0$  в цилиндрической области  $0 \leq r \leq L_r$ ,  $-L_z \leq z \leq L_z$ , с однородным магнитным полем  $H_0 = (0, 0, H_0)$ , заполненной плазмой плотности  $n$  в точке с координатами  $r=0$ ,  $z=0$  происходит взрыв, формирующий облако плотной плазмы радиусом  $R_0$ , содержащий  $N$  частиц с полной кинетической энергией  $W_0$ . В начальный момент времени скорость ионов облака распределена линейно по радиусу:

$$u(R, 0) = \begin{cases} u_m \frac{R}{R_0}, & R \leq R_0 \\ 0, & R > R_0. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь  $R = \sqrt{r^2 + z^2}$  - величина радиус-вектора в сферических координатах,  $u_m$  - максимальное значение скорости ионов облака, которое определяется его начальной энергией  $W_0$ ,  $u_m = (10 W_0 / 3 N m_H)^{1/2} = u_0 (5/3)^{1/2}$ .

Уравнение сохранения энергии для рассматриваемой системы имеет следующий вид:

$$W = 4\pi L_z \int_0^{L_r} \left( \frac{3}{2} n T_e + \frac{n m_e v_e^2}{2} + \frac{H^2}{8\pi} \right) r dr + W_{кин}. \quad (14)$$

Полная энергия системы состоит из тепловой и кинетической энергии электронного газа (первые два слагаемых), энергии магнитного поля и кинетической энергии ионов  $W_{кин}$ .

Радиус облака  $R_0$  значительно меньше шага расчетной сетки  $h$ , т.е. можно считать, что в начальный момент времени облако сосредоточено в точке. В начальный момент  $t=0$  частицы фона распределяются равномерно по всей области, а частицы облака - равномерно в облаке.

На границах области  $r = L_r$ ,  $z = \pm L_z$  заданы невозмущенные значения всех величин, а на оси  $r = 0$ :

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial v_{er}}{\partial r} = \frac{\partial n}{\partial r} = \frac{\partial T_e}{\partial r} = 0, \quad v_{er} = v_{e\varphi} = E_r = E_\varphi = H_r = H_\varphi = 0. \quad (15)$$

При данных граничных условиях расчет можно продолжать до момента достижения возмущением границы области.

Уравнения движения ионов являются уравнениями характеристик кинетического уравнения:

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i, \quad \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{F}. \quad (16)$$

Для их решения применяется метод "частица в ячейке". Уравнения Максвелла и уравнение теплопроводности решаются с помощью конечно-разностных схем расщепления. Более подробное описание математической модели процесса и алгоритма численного моделирования можно найти, например, в работах [23-25].

4. *Результаты численного моделирования.* Численные эксперименты проводились методом "частица в ячейке" и исследовались энергетические и динамические характеристики разлета водородной плазмы в однородной замагниченной фоновой водородной плазме при больших значениях числа Альфвена-Маха  $M_A = 45.6$  и параметра МЛ взаимодействия  $\delta = 84.2$ . Подчеркнем, что, как отмечалось выше, нижеизложенные результаты отражают реальные астрофизические процессы только с точностью до необходимого изменения масштаба полученных кривых.

На рис.1 приведены графики зависимости энергий облака, фона, изменения энергии магнитного поля и тепловой энергии электронов от времени. Энергии облака и фона нормированы на начальную энергию облака  $W_{0p}$ , время выражено в единицах времени газодинамического

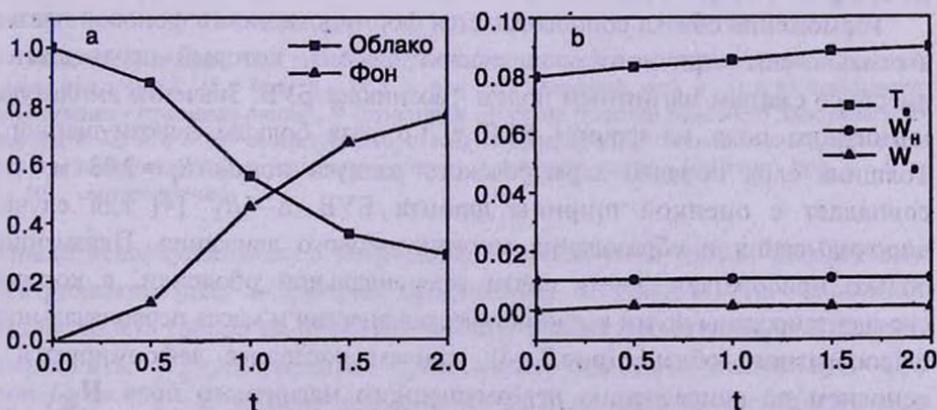


Рис.1. Изменение энергии облака и фоновой плазмы при  $M_A = 45.6$ ,  $\delta = 84.2$ . а) Изменение полной энергии фоновой плазмы (-▲-) и облака (-■-). б) Изменение полной тепловой энергии электронов (-■-), магнитного поля (-●-) и кинетической энергии электронов (-▲-).

торможения  $T = \bar{R}/u_0$ . Значения характерных величин приведены в табл.1, где  $T_e^{(0)}$  - начальная температура электронов.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА  
( $M_A = 45.6$ ,  $\delta = 84.2$ )

$R_L = 2.88$ см	$\bar{R} = 26.4$ см	$R_H = 337$ см	$T = 9.56$ мкс
$H_0 = 100$ Гс	$W_0 = 4.1 \cdot 10^4$ эрг	$u_0 = 2.76 \cdot 10^6$ см/с	$T_e^{(0)} = 0.01$ эВ
$n_e = 1.3 \cdot 10^{17}$ см <sup>-3</sup>	$V_A = 6.05 \cdot 10^4$ см/с	$\omega_{ci} = 9.58 \cdot 10^5$ с <sup>-1</sup>	$\omega_H = 4.74 \cdot 10^{11}$ с <sup>-1</sup>

При  $t < T$  энергия плазмы сосредоточена в основном в кинетической энергии облака (рис.1а). С течением времени она уменьшается и при  $t = T$  около 50% начальной энергии облака переходит в кинетическую энергию фоновой плазмы, что соответствует МЛМ-торможению. Тепловая энергия электронов возросла на 12%, а магнитная энергия увеличивается на ~5-6% (рис.1б).

На рис.2-4 приведены графики зависимостей напряженностей электрических и магнитных полей, плотностей облака и фона, а также температуры электронов от  $R$  в моменты времени  $t = 0.5T$  (рис.2 и 4а) и  $t = 1.5T$  (рис.3 и 4б) под углами  $\theta = 0$  и  $\theta = 90^\circ$  к силовым линиям магнитного поля. Все указанные величины нормированы согласно выражениям (11) и (12).

Как и следовало ожидать при  $\theta = 0$  электрическое поле в основном направлено по  $z$  ( $E_r = E_\varphi = 0$ ,  $E_z \neq 0$ ), а при  $\theta = 90^\circ$  главную роль играет его азимутальная компонента ( $E_z = 0$ ,  $E_r \ll E_\varphi$ ). При произвольных углах  $\theta$  магнитное поле в основном направлено по направлению  $H_0$  ( $H_r, H_\varphi \approx 0$ ,  $H_z \neq 0$ ).

Торможение облака сопровождается формированием в фоновой плазме аксиально-симметричного слоя сжатой плазмы, который перемещается вместе со сжатым магнитным полем - возникает БУВ. Значение амплитуды магнитного поля на фронте БУВ в 1.6 раза больше невозмущенного. Толщина слоя порядка ларморовского радиуса ионов  $R_L = 2.88$  см, что совпадает с оценкой ширины фронта БУВ  $\Delta \sim R_L$  [4] для случая опрокидывания и образования многопоточкового движения. Плазменное облако приобретает форму почти сфероидальной оболочки, в которой сконцентрированы почти вся кинетическая энергия и масса первоначального шарообразного облака (рис.2, 3), причем последнее деформируется в основном по направлению невозмущенного магнитного поля  $H_0$ .

Из области расширения выносятся частицы фона, что приводит к образованию плазменной каверны. С ней коррелирует магнитная каверна - область радиусом  $\sim \bar{R}$ , в которой значение магнитного поля оказалось

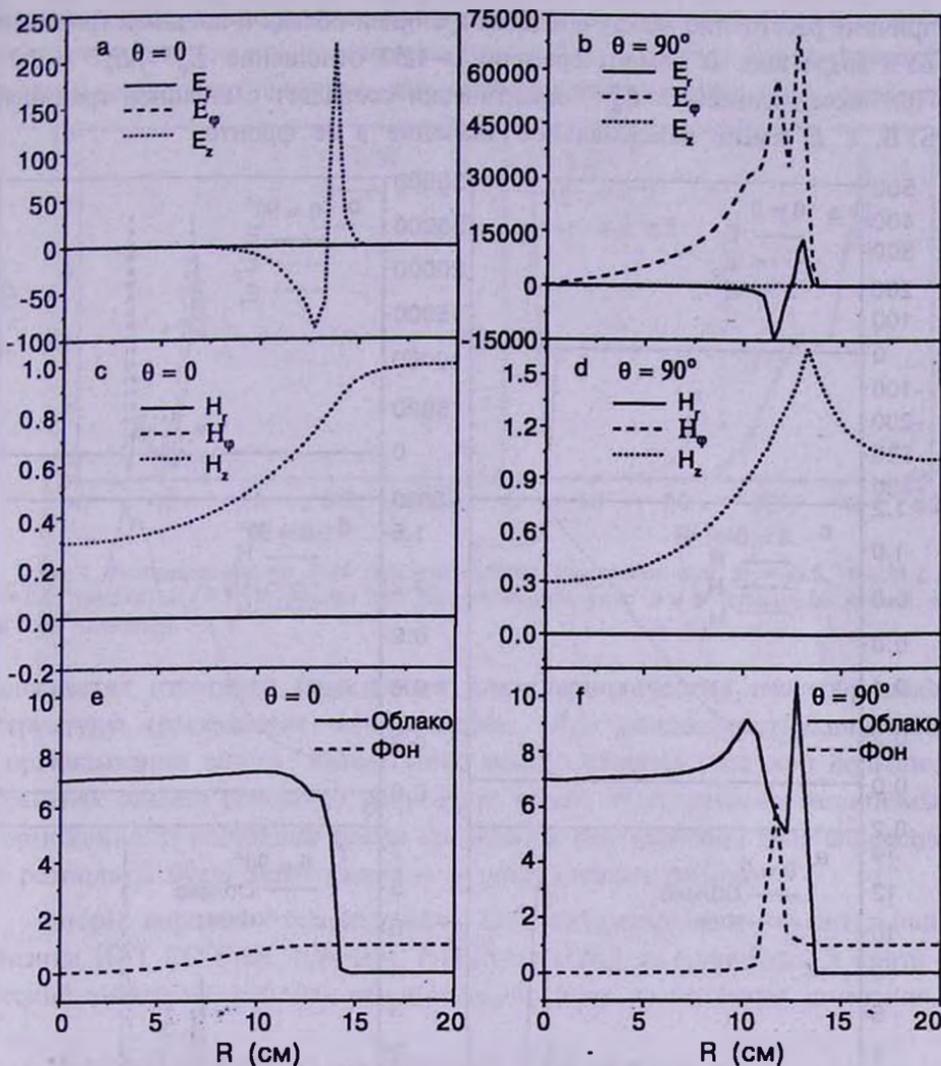


Рис.2. Распределение по  $R$  (в см) электромагнитных полей и плотностей облака и фоновой плазмы при  $t=0.5T$ ,  $M_0=45.6$ ,  $\delta=84.2$  и при двух значениях угла  $\theta$ . а) и б) показывают распределения  $r$  (сплошная линия),  $\Phi$  (пунктир) и  $z$  (мелкий пунктир) компонент электрического поля при  $\theta=0$  и  $\theta=90^\circ$  соответственно; в) и д) показывают то же самое для магнитного поля; е) и ф) - плотности облака (сплошные линии) и фоновой плазмы (пунктир) при  $\theta=0$  и  $\theta=90^\circ$ , соответственно.

меньше невозмущенного в результате ее вытеснения (рис.2, 3). Поэтому электрическое поле в камере практически отсутствует. На начальной стадии разлета (рис.2) на внешней границе облака амплитуда азимутальной компоненты  $E_\Phi$  значительно превосходит амплитуду радиальной  $E_r$ ,  $E_\Phi^{max}/E_r^{max} \sim 5$ . В момент времени  $t=0.5T$  положения их максимумов практически совпадают с максимумом плотности облака.

С течением времени внешняя граница облака посредством электромагнитных взаимодействий передает энергию фоновой плазме. По этой

причине расстояние между внешней границей облака и внешней границей БУВ возрастает. В момент времени  $t = 1.5T$  отношение  $E_{\phi}^{max} / E_r^{max} \sim 7.2$ . При этом положение  $E_{\phi}^{max}$  практически совпадает с внешней границей БУВ, а  $E_r$  имеет максимальное значение в ее фронте.

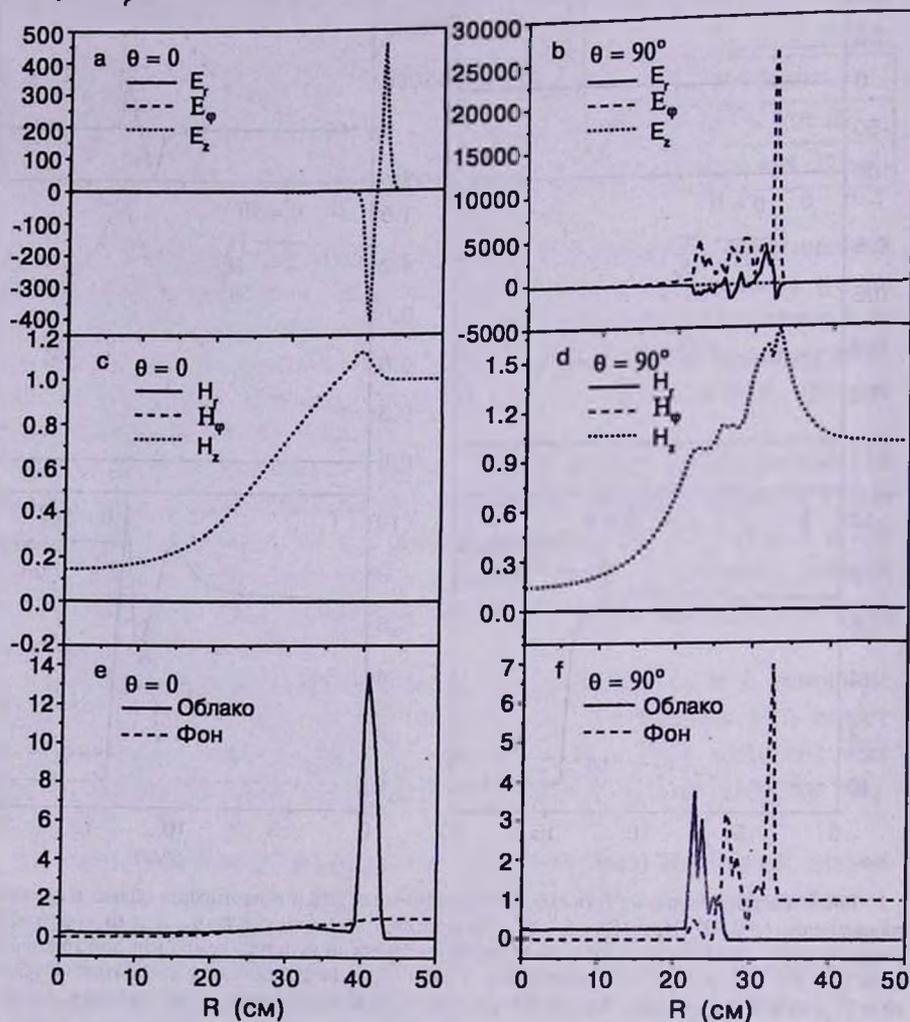


Рис.3. То же самое, что на рис.2, но при  $t = 1.5T$ .

Помимо БУВ в плазме генерируется электронная тепловая волна, распределение которой в пространстве существенно зависит от  $\theta$  (рис.4). Причем, слой нагретой БУВ электронов сопровождает ударную волну (сравни рис.2-4) и распределяется таким образом, чтобы компенсировать ионный заряд плазмы (см. выражение (9)).

Приведенная модель разлета плазменных оболочек справедлива при  $t < 2T$ . В последующие моменты времени скорость разлета облака, а,

следовательно, число Альфвена-Маха резко уменьшаются и наша модель теряет смысл. Анализ показывает, что в этих условиях ионы фоновой плазмы совершают сложное многопотокное движение, а на фазовых

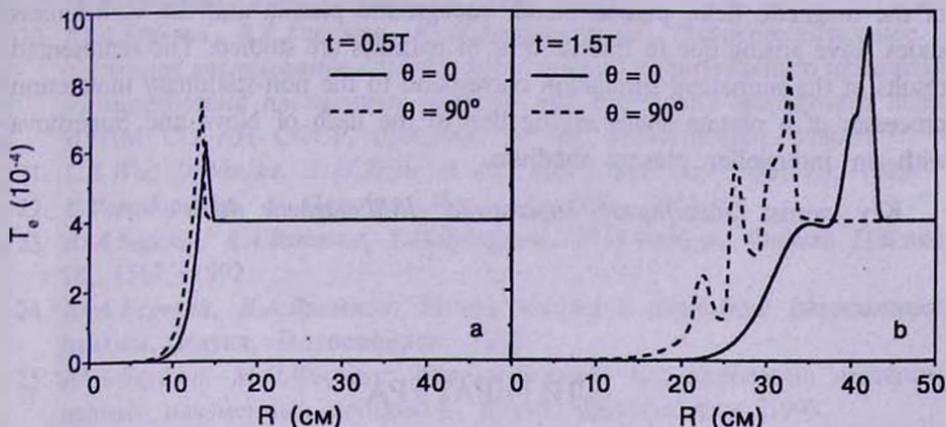


Рис.4. Распределение по  $R$  (в см) температуры электронов при  $M_A = 45.6$ ,  $\delta = 84.2$ ,  $t = 0.5T$  (рис.4а) и  $t = 1.5T$  (рис.4б) при двух значениях угла:  $\theta = 0$  (сплошные линии) и  $\theta = 90^\circ$  (пунктир).

плоскостях отчетливо выделяются квазипериодические петлеобразные структуры (расстояние между ними  $\sim R_L$ ), свидетельствующие об опрокидывании волны. Кроме того, можно ожидать, что при больших временах разлета основную роль будут играть турбулентные механизмы горможения. В настоящее время проводятся исследования этих вопросов и результаты будут опубликованы в последующих работах.

Авторы выражают благодарность зав. лабораторией вычислительной физики ИВТ СО РАН, д.ф.-м.н. Г.И.Дудниковой за подробный и критический анализ полученных результатов, а также за полезные замечания.

Институт радиофизики и электроники НАН Армении,  
e-mail: hrachya@irphc.am

## ON THE COLLISIONLESS SLOWING DOWN OF THE NOVA AND SUPERNOVA SHELLS IN A MAGNETIZED INTERSTELLAR MEDIUM

D.A.OSIPYAN, H.B.NERSISYAN, H.H.MATEVOSYAN

In the framework of the 3D kinetic-hydrodynamic model the collisionless interaction of a releasing plasma cloud with a magnetized background

plasma is considered. The process of the slowing down of the hydrogen cloud is investigated at the high Alfvén-Mach numbers and the parameter of the magneto-laminar interaction. Using the particle-in-cell method the dynamics of the magnetic field, plasma cloud, background plasma and the collisionless shock wave arising due to intense flow of particles are studied. The represented results of the numerical simulation correspond to the non-stationary interaction processes of a plasma shells arising due to the flash of Nova and Supernova with an interstellar plasma medium.

Key words: *(stars:)novae, supernovae -ISM.magnetic fields*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Физика космической и лабораторной плазмы, под ред. А.Г.Пономаренко, Наука, Новосибирск, СО АН СССР, 1989.
2. В.В.Адушкин, Ю.И.Зецер, Ю.Н.Кисилев и др., ДАН, 331, 486, 1993.
3. Ю.П.Захаров, А.М.Оришич, А.Г.Пономаренко, Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов, Новосибирск, ИТПМ СО АН СССР, 1988.
4. Р.З.Сагдеев, Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме, Вопросы теории плазмы, под ред. М.А.Леонтовича, Атомиздат, М., вып. 4, с.20, 1964.
5. М.М.Leroy, Phys. Fluids, 26, 2742, 1983.
6. В.А.Вшивков, Г.И.Дудникова, Ю.И.Молородов, М.П.Федорук, Выч. Технологии, 2, 5, 1997.
7. В.С.Имшенник, Двумерные численные модели плазмы, под ред. К.В.Брушлинского, ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР, М., с.120, 1979.
8. А.Г.Sgro, С.В.Nielsen, Phys. Fluids, 19, 126, 1976.
9. Б.А.Брюнеткин, У.Ш.Бегимкулов, В.М.Дякин и др., Квантовая электроника, 19, 246, 1992.
10. Т.А.Лозинская, Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом галактики, Наука, М., 1986.
11. J.H.Oort, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 106, 159, 1946.
12. И.С.Шкловский, Сверхновые звезды и связанные с ними процессы, Наука, М., 1976.
13. Ю.П.Райзер, ПМТФ, №6, 19, 1963.
14. А.И.Голубев, А.А.Соловьев, В.А.Терехин, ПМТФ, №5, 33, 1978.
15. В.П.Башурин, А.И.Голубев, В.А.Терехин, ПМТФ, №5, 10, 1983.
16. В.А.Вшивков, Г.И.Дудникова, Ю.П.Захаров, А.М.Оришич, А.Г.Пономаренко, Исследование процессов бесстолкновительного взаимодействия облака плазмы с замагниченным фоном при больших числах Альфвена-Маха.

Физика космической и лабораторной плазмы, Новосибирск, 1989.

17. Ю.А.Березин, М.П.Федорук, П.В.Хенкин, Физика Плазмы, 14, 463, 1988.
18. С.Т.Суржиков, Физика Плазмы, 26, 811, 2000.
19. D.W.Коортан, Phys. Fluids, 11, 1959, 1972.
20. Ю.А.Березин, В.А.Вшивков, Ю.П.Захаров и др., Экспериментальное и численное исследование бесстолкновительного амбиполярного механизма взаимодействия плазменных потоков при отсутствии магнитного поля, ИТПМ СО АН СССР, препринт №7-86, Новосибирск, 1986.
21. C.S.Wu, D.Winske, Y.M.Zhou et al., Space Sci. Rev., 36, 63, 1983.
22. K.Papadopoulos, J. Geophys. Res., 14, 3806, 1971.
23. Ю.А.Березин, В.А.Вшивков, Г.И.Дудникова, М.П.Федорук, Физика Плазмы, 18, 1567, 1992.
24. Ю.А.Березин, В.А.Вшивков, Метод частиц в динамике разреженной плазмы, Наука, Новосибирск, 1980.
25. Ю.А.Березин, М.П.Федорук, Математическое моделирование нестационарных плазменных процессов, Наука, Новосибирск, 1993.

УДК: 524.354.6

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ  
ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДД.М.СЕДРАКЯН<sup>1</sup>, М.БЕНАКВИСТА<sup>2</sup>, К.М.ШАХАБАСЯН<sup>1</sup>,  
А.А.САДОЯН<sup>1</sup>, М.В.АЙРАПЕТЯН<sup>1</sup>

Поступила 4 июля 2003

В работе рассматриваются незатухающие квазирадиальные пульсации вращающихся нейтронных звезд и обусловленное ими гравитационное излучение. Указаны два возможных источника энергии для поддержания этих пульсаций: энергия деформации замедляющейся нейтронной звезды и энергия, высвобождаемая во время скачка угловой скорости звезды. Получены выражения для интенсивности гравитационного излучения и амплитуды плоской гравитационной волны для наблюдателя на Земле. Приведены оценки этих величин для пульсаров Vela и Crab, вековое изменение угловой скорости которых наиболее часто сопровождается нерегулярными изменениями. Показано, что гравитационные волны от этих пульсаров могут быть зарегистрированы детекторами нового поколения.

1. *Введение.* Одним из современных направлений исследований в астрофизике является изучение возможности детектирования гравитационного излучения. Наблюдение гравитационного излучения от компактных объектов - нейтронных звезд и белых карликов, может послужить дополнительным источником информации о состоянии материи, их характеристик и процессов, происходящих в них.

Известно, что сверхстабильная периодичность импульсов радиопульсаров дала возможность использовать пульсары в двойных системах для косвенной экспериментальной проверки Общей теории относительности. Наблюдение изменения орбитального периода двойного пульсара PSR1913+16 из-за гравитационных эффектов послужило первым примером, указывающим на наличие гравитационного излучения [1]. Возможными источниками гравитационных волн могут быть столкновения или тесные сближения астрофизических объектов, а также гравитационный коллапс массивной звезды, приводящий к образованию нейтронной звезды или черной дыры [2]. Однако в последнее время все больше внимания уделяется возможности гравитационного излучения от вращающихся одиночных нейтронных звезд в связи с появлением детекторов нового поколения VIRGO, LIGO, GEO 600, LISA, GAYA и т.д.

Как известно, гравитационные волны может излучать объект, квадрупольный момент которого зависит от времени. В частности, в работе [3] рассматривалась возможность гравитационного излучения от трехосной

нейтронной звезды. К трехосности звезды могут привести напряжения, возникшие в кристаллической коре при замедлении звезды, деформации из-за большого значения магнитного поля, а также неоднородности в виде гор, появляющихся в самом начале эволюции на кристаллической поверхности звезды. Как показывают расчеты [4], характерные размеры неоднородностей не могут превышать  $10^{-1}+10^{-3}$  см из-за сильного гравитационного поля звезды. Если принять, что при замедлении звезды кинетическая энергия вращения преобразуется в энергию гравитационных волн, то для объяснения замедления нейтронной звезды гравитационным излучением необходимо, чтобы характерные размеры гор превышали вышеприведенную величину на четыре порядка. По-видимому, гравитационные волны с амплитудой, необходимой для детектирования, могут излучать миллисекундные пульсары, из-за быстрого вращения которых кора звезды максимально сплюснута. Если считать, что деформации звезды обусловлены магнитным полем, то характерные значения магнитного поля внутри звезды должны достигать  $10^{16}$  Гс и выше. Такие значения магнитного поля на несколько порядков больше типичного значения этой величины для пульсаров, и неясны механизмы генерации таких сверхсильных магнитных полей.

Другим источником гравитационных волн может быть свободно-прецессирующая нейтронная звезда [4,5], ось симметрии которой вращается вокруг оси, направленной вдоль углового момента вращения звезды. Подобные "качения" нейтронной звезды учитывались при объяснении флуктуаций угловой скорости пульсаров Crab и Vela. На наличие прецессии указывает анализ наблюдательных данных пульсара PSRB 1828-11 [6]. Предполагается также, что недавно обнаруженный пульсар в остатке сверхновой 1987A замедляется гравитационным излучением, обусловленным свободной прецессией звезды [7]. Однако, как показывают теоретические исследования, наличие сверхтекучей компоненты должно привести к быстрому затуханию осцилляций из-за пиннинга части сверхтекучей жидкости к нормальной компоненте звезды. Можно было предположить, что пиннинг достаточно слаб, и сила Магнуса, обусловленная прецессионным движением, может превосходить силу пиннинга [8], и сверхтекучая компонента останется несвязанной с нормальной компонентой. Однако в этом случае интенсивность гравитационного излучения оказывается малой и не может быть детектирована имеющейся техникой наблюдения [4]. Рассматривалось также гравитационное излучение различных мод колебаний сверхтекучей и нормальной компонент нейтронной звезды. Частоты основных мод осцилляций сверхтекучей жидкости сильно зависят от параметра увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучей нейтронной жидкостью и лежат в области нескольких килогерц. Однако эти осцилляции быстро затухают [9].

Ранее возможность гравитационного излучения радиальными пульсациями вращающейся нейтронной звезды рассматривалась в [10], где вычислены интенсивность и характерное время затухания такого излучения. Однако, как показано в этой работе, эти колебания быстро затухают; время жизни этих колебаний порядка нескольких секунд.

В настоящей работе рассматриваются незатухающие подобные квазирадиальные пульсации вращающейся нейтронной звезды, состоящей из реального барионного газа и обусловленное ими гравитационное излучение. Обсуждаются различные источники энергии для поддержания этих пульсаций. Цель данной статьи - показать, что нейтронные звезды могут излучать гравитационные волны с амплитудой, достаточной для регистрации детекторами нового поколения.

В первой части статьи получено выражение для амплитуды  $h$  плоской гравитационной волны и ее зависимость от параметров нейтронной звезды и частоты осцилляций. Во второй части приведены расчеты зависимости частот основной моды колебаний звезды от центральной плотности. В третьей - обсуждается возможность детектирования гравитационных волн детекторами нового поколения. Для оценки амплитуды  $h$  гравитационной волны использованы астрономические данные пульсаров в созвездии Парусов и Крабовидной туманности.

**2. Гравитационное излучение.** Как известно, осциллирующая вращающаяся нейтронная звезда обладает отличным от нуля квадрупольным моментом, который зависит от времени. Так как интенсивность гравитационного излучения пропорциональна квадрату производной третьего порядка квадрупольного момента, то осциллирующая нейтронная звезда может быть источником гравитационного излучения. Интенсивность гравитационного излучения определяется, как [11]

$$J = \frac{G}{5c^5} |\ddot{D}_{\alpha\beta}|^2, \quad (1)$$

где  $G=6.67 \times 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2}$  - гравитационная постоянная,  $c=3 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}$  - скорость света,  $D_{\alpha\beta}$  - квадрупольный момент звезды, выражение которого имеет вид:

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho \left( x_\alpha x_\beta - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} x_\gamma^2 \right) dV. \quad (2)$$

При "подобных" осцилляциях координаты  $x_\alpha$  меняются по закону

$$x_\alpha = x_\alpha^0 (1 + \eta' \sin \omega t), \quad (3)$$

где  $\eta'$  - относительная амплитуда этих колебаний,  $\omega$  - их частота. Предполагается, что  $\eta' \ll 1$  и не зависит от радиальных и угловых координат. Подставляя (3) в (2), получим зависящий от времени квадрупольный момент осциллирующей звезды:

$$D_{\alpha\beta} = D_{\alpha\beta}^0(1 + \eta \sin \omega t), \quad (4)$$

где  $\eta = 2\eta'$ ,  $D_{\alpha\beta}^0$  - квадрупольный момент вращающейся сплюснутой звезды без осцилляций. Направим ось  $z$  по оси вращения звезды. Тогда для отличных от нуля компонентов  $D_{\alpha\beta}$  имеем следующие соотношения:

$$D_{xx}^0 = D_{yy}^0; \quad D_{zz}^0 = -2D_{xx}^0. \quad (5)$$

Подставляя (4) в (1), и учитывая (5), для интенсивности гравитационного излучения получим:

$$J = \frac{6G}{5c^5} \eta'^2 \omega^6 |D_{zz}^0|^2 \cos^2 \omega t' = J_0 \cos^2 \omega t', \quad (6)$$

где  $t' = t - r/c$ , и

$$J_0 = \frac{6G}{5c^5} \eta'^2 \omega^6 |D_{zz}^0|^2, \quad (7)$$

а  $r$  - расстояние от звезды до точки наблюдения. Для углового распределения гравитационного излучения получим следующее выражение:

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{G\eta'^2 \omega^6}{16\pi c^5} |D_{zz}^0|^2 \sin^4 \Theta \cos^2 \omega t', \quad (8)$$

где  $\Theta$  - угол, отсчитываемый от оси вращения. Два типа линейно-поляризованных плоских гравитационных волн, излучаемых объектом, определяются величинами  $\dot{h}_+$  и  $\dot{h}_\times$ , для производных которых имеем следующие выражения:

$$\dot{h}_+ = \frac{1}{2}(\ddot{h}_{yy} - \ddot{h}_{zz}) = -\frac{G}{c^4 r} (\ddot{D}_{yy} - \ddot{D}_{zz}), \quad (9)$$

$$\dot{h}_\times = \dot{h}_{yz} = -\frac{2G}{c^4 r} \ddot{D}_{yz}. \quad (10)$$

Используя выражение (4) для  $D_{\alpha\beta}$  и соотношение (5), вместо (9) и (10) получим:

$$\dot{h}_+ = \frac{3G\eta'\omega^3}{c^4 r} |D_{zz}^0| \cos \omega t' = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{7.5J_0 G}{c^3}} \cos \omega t', \quad (11)$$

$$\dot{h}_\times = 0. \quad (12)$$

Для монохроматического излучения с частотой  $\omega$  из (11) имеем:

$$h_+(t') = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{7.5J_0 G}{c^3 \omega^2}} \sin \omega t' = \frac{3G\eta'\omega^2}{c^4 r} |D_{zz}^0| \sin \omega t' = h_0 \sin \omega t', \quad (13)$$

где

$$h_0 = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{7.5J_0 G}{\omega^2 c^3}} = \frac{3G\eta'\omega^2}{c^4 r} |D_{zz}^0| \quad (14)$$

амплитуда плоской гравитационной волны на расстоянии  $r$  от пульсирующей нейтронной звезды. Для относительной амплитуды квазирадиальных

пульсаций получаем из (14) следующее выражение:

$$\eta' = \frac{1}{\omega^3 |D_{zz}^0|} \sqrt{\frac{5 J_0 c^5}{6 G}} \quad (15)$$

3. *Квадрупольный момент и частота осцилляций нейтронной звезды.* Равновесные конфигурации нейтронных звезд и их квазирадиальные осцилляции исследовались в работах [12,13] в связи с определением интегральных характеристик и условий устойчивости этих звезд. В табл.1 представлены результаты таких исследований для

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД ВРАЩАЮЩИХСЯ С  
МАКСИМАЛЬНОЙ УГЛОВОЙ СКОРОСТЬЮ

$\rho_c \times 10^{-15}$ (г/см <sup>3</sup> )	$M/M_\odot$	$\Omega_m \times 1$ (с <sup>-1</sup> )	$I \times 10^{-4}$ (г см <sup>2</sup> )	$\omega \times 10^{-3}$ (Гц)	$N \times 10^{-57}$	$D_{zz}^{0m} \times 10^{-43}$ (г см <sup>2</sup> )	$W_r \times 10^{-52}$ (эрг)	$\alpha_0 - \alpha$	$W_{def} \times 10^{-53}$ (эрг)
0.546	0.7815	5.97	4.92	3	1.51	7.68	0.876	0.082	1.85
1.14	1.3737	8.37	9.85	5	1.76	9.73	3.45	0.068	1.79
2.44	1.7127	12.3	11.1	7	2.02	30.7	8.45	0.070	2.10

уравнения состояния реального барионного газа [14]. Зная уравнение состояния, при известном значении центральной плотности  $\rho_c$  звезды находятся интегральные характеристики - масса  $M$ , момент инерции  $I$  и квадрупольный момент звезды  $D_{zz}^{0m}$ . В табл.1 представлено также значение частоты  $\omega$  адиабатических квазирадиальных осцилляций этих конфигураций. Таким образом, для каждого значения центральной плотности звезды из табл.1 можно найти характеристики звезды и частоту собственных квазирадиальных осцилляций. Как показали исследования [12,13] в области значений массы звезды от  $0.1 M_\odot$  до  $0.5 M_\odot$  частота  $\omega$  этих осцилляций быстро возрастает от значения порядка  $10$  Гц до  $2 \cdot 10^3$  Гц, а при  $M > 0.5 M_\odot$  частота  $\omega$  слабо зависит от массы звезды и меняется от  $2 \cdot 10^3$  Гц до  $10^4$  Гц. Заметим, что частота квазирадиальных осцилляций найдена для невращающейся конфигурации. Однако, как показывают расчеты [12,13], вращение существенно не влияет на зависимость  $\omega$  от массы  $M$ . Но вращение приводит к сплюснутости и различному от нуля значению квадрупольного момента  $D_{zz}^0$  звезды. Отметим также, что значение квадрупольного момента звезды  $D_{zz}^{0max}$  в табл.1 приведено для конфигурации, вращающейся с максимальной угловой скоростью вращения. Известно, что квадрупольный момент  $D_{zz}^0$  пропорционален квадрату угловой скорости вращения звезды [15]. Ясно, что нетрудно найти его значение для данной нейтронной звезды, если известна угловая скорость ее вращения и максимальное значение

угловой скорости вращения для выбранной модели нейтронной звезды. Значения  $\Omega_{max}$  данной конфигурации также представлены в табл.1.

4. *Деформационная энергия как источник незатухающих осцилляций.* Имеющиеся на сегодняшний день или проектируемые детекторы гравитационных волн имеют нижний предел чувствительности, т.е. они не могут регистрировать гравитационные волны, амплитуда  $h_0(t)$  которых меньше некоторого значения, зависящего от характеристик прибора. Для того, чтобы найти амплитуду  $h_0$  гравитационной волны от осциллирующей нейтронной звезды, необходимо указать источник энергии для поддержания незатухающих колебаний и оценить интенсивность  $J_0$  гравитационного излучения.

Таким источником может служить энергия, обусловленная деформацией вращающейся нейтронной звезды. При вращении звезды поверхности потоянной плотности представляют собой эллипсоиды вращения. При замедлении вращения эти поверхности деформируются, стремясь принимать сферическую форму. Из-за твердотельности коры нейтронной звезды процесс замедления угловой скорости должен сопровождаться "звездотрясением", необходимым для снятия напряжений в коре звезды и возбуждением квазирадиальных осцилляций в звезде. Можно предположить, что часть энергии деформации звезды преобразуется в энергию гравитационного излучения. Энергию деформации звезды можно вычислить следующим образом [16,17]:

$$W_{def}(\Omega) = (M - M_0)c^2 - W_r(\Omega), \quad (16)$$

где  $M$  и  $M_0$  - массы соответственно вращающейся и невращающейся конфигураций с одинаковым полным числом барионов  $N$ ,  $W_r = I\Omega^2/2$  - кинетическая энергия вращения,  $\Omega$  - угловая скорость нейтронной звезды. Используя полученные в [18] значения гравитационного коэффициента упаковки для вращающихся и невращающихся конфигураций:

$$\alpha = 1 - \frac{M}{mN} \quad \text{и} \quad \alpha_0 = 1 - \frac{M_0}{mN}, \quad (17)$$

получим для разности масс  $\Delta M = M - M_0$  следующее выражение:

$$\Delta M = (\alpha_0 - \alpha)mN, \quad (18)$$

где  $m$  - сумма масс покоя протона и электрона. Здесь коэффициент упаковки  $\alpha$  вычислен для конфигурации, вращающейся с максимальной угловой скоростью  $\Omega_{max}$ . Для вычисления энергии деформации звезды, вращающейся с угловой скоростью меньшей, чем  $\Omega_{max}$ , учтем, что в работах [15,18] вычисления проведены в линейном приближении по безразмерному параметру  $\beta = \Omega^2/8\pi G\rho_c$ . Следовательно, выражение для энергии деформации нейтронной звезды, вращающейся с угловой скоростью  $\Omega$  запишется в виде:

$$W_{def}(\Omega) = \left( \frac{\Omega}{\Omega_{max}} \right)^2 W_{def}(\Omega_{max}). \quad (19)$$

Если часть энергии деформации излучается в виде гравитационных волн в течение всего времени жизни пульсара, то интенсивность  $J_0$  гравитационного излучения можно оценить как

$$J_0 = \frac{\gamma W_{def}}{\tau}, \quad (20)$$

где

$$\tau = \Omega / 2|\dot{\Omega}| \quad (21)$$

время жизни пульсара, а  $\gamma < 1$  - малый параметр, определяющий ту часть энергии деформации, которая уносится гравитационным излучением. Тогда из (20) и (21) имеем:

$$J_0 = \frac{\gamma W_{def}}{\tau} = \frac{2\gamma\Omega|\dot{\Omega}|}{\Omega_{max}^2} W_{def}(\Omega_{max}). \quad (22)$$

Перейдем к оценке интенсивности гравитационного излучения  $J_0$  и амплитуды  $h_0$  гравитационной волны на примере пульсаров Vela и Crab. Для оценки интенсивности гравитационного излучения по формуле (22), нам необходимо знать максимальные значения угловой скорости вращения и энергии деформации звезды. С этой целью выберем модель нейтронной звезды с центральной плотностью  $\rho_c = 1.14 \cdot 10^{15} \text{ гсм}^{-3}$  и массой  $M = 1.4 M_\odot$ . Как видно из табл.1, эта модель имеет следующие характеристики:  $\Omega_{max} = 8.4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$  и  $W_{def}(\Omega_{max}) = 1.8 \cdot 10^{53}$  эрг. Подставляя в (22) значения  $\Omega_{max}$  и  $W_{def}(\Omega_{max})$  и наблюдаемые значения угловой скорости и ее производной для пульсара Vela  $\Omega = 70 \text{ с}^{-1}$  и  $|\dot{\Omega}| = 10^{-10} \text{ с}^{-2}$ , получим для интенсивности гравитационного излучения значение  $J_0 = 3.9\gamma \cdot 10^{37}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Для оценки амплитуды  $h_0$  гравитационной волны по формуле (14) необходимо знать частоту осцилляций звезды. Как показано в работах [12,13], для выбранной нами выше модели нейтронной звезды частота осцилляций имеет значение  $\omega = 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Используя это значение и полученное выше выражение для  $J_0$ , а также расстояние от пульсара Vela  $r = 0.3 \text{ кпк}$ , из (14) получим  $h_0 \approx 1.8\sqrt{\gamma} \cdot 10^{-25}$ . Выбирая  $\gamma = 0.01$ , имеем  $J_0 = 3.9 \cdot 10^{37}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  и  $h_0 = 1.8 \cdot 10^{-26}$ . Для пульсара Crab, у которого угловая скорость вращения и ее производная равны соответственно  $\Omega = 190 \text{ с}^{-1}$ ,  $|\dot{\Omega}| = 2.65 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-2}$ , а расстояние  $r = 2.5 \text{ кпк}$ , из (14) получим  $h_0 \approx 10^{-25}$  при значении  $\gamma = 0.01$ .

При рассмотрении квазирадиальных осцилляций нейтронной звезды мы выше предположили, что относительная амплитуда этих осцилляций  $\eta' \ll 1$ . Оценим теперь относительную амплитуду квазирадиальных осцилляций  $\eta'$  для пульсаров Vela и Crab. Как видно из формулы (15), для этого необходимо знать квадрупольный момент звезды  $D_{xx}^0$ . Как было указано

выше, его можно вычислить, используя значения  $\Omega_{max}$ ,  $D_{\alpha}^{0m}$  из табл.1 и значение угловой скорости пульсара. Так, для пульсаров Vela и Crab можно получить  $|D_{\alpha}^0| = 7.4 \cdot 10^{39} \text{ г см}^2$  и  $|D_{\alpha}^0| = 5 \cdot 10^{40} \text{ г см}^2$ , соответственно. Подставляя найденные выше значения  $J_0$ ,  $\omega$  и  $|D_{\alpha}^0|$  для этих пульсаров в (15), для относительной амплитуды квазирадиальных осцилляций получим значения  $\eta' = 3.7 \cdot 10^{-4}$  и  $\eta' = 2.6 \cdot 10^{-4}$ , соответственно.

5. *Гравитационное излучение при скачках угловой скорости пульсаров.* Известно, что угловая скорость вращения пульсаров непрерывно замедляется из-за магнито-дипольного излучения. На нерегулярные изменения угловой скорости вращения накладываются скачки и флуктуации порядка  $\Delta\Omega/\Omega = 10^{-6} + 10^{-9}$ , при этом изменения порядка  $\Delta\dot{\Omega}/|\dot{\Omega}| = 10^{-2} + 10^{-4}$  претерпевает также производная угловой скорости вращения. Ниже мы предполагаем, что одним из возможных источников генерации и поддержания квазирадиальных осцилляций могут служить скачки и флуктуации угловой скорости звезды. Можно полагать, что при нерегулярных изменениях угловой скорости часть вращательной энергии передается коре нейтронной звезды путем возбуждения гармонических осцилляций. В дальнейшем, передаваемая коре энергия уносится гравитационным излучением. Энергия вовлеченная в процесс ускорения нейтронной звезды равна

$$\Delta W = I \Omega \Delta\Omega \quad (23)$$

где  $\Omega$  - угловая скорость вращения,  $\Delta\Omega$  - ее изменение,  $I$  - момент инерции звезды. Мощность, которая передается коре звезды, определяется как

$$\Delta\dot{W} = I \Omega \Delta\dot{\Omega} = I \Omega \dot{\Omega} \frac{\Delta\dot{\Omega}}{\dot{\Omega}} = \dot{W} \frac{\Delta\dot{\Omega}}{\dot{\Omega}}, \quad (24)$$

где  $\dot{W}$  - стационарные потери вращательной энергии нейтронной звезды при вековом замедлении. При получении (24) мы учли, что  $(\dot{\Omega}/\Delta\dot{\Omega})(\Delta\Omega/\Omega) \ll 1$ . Если предположить, что энергия квазирадиальных осцилляций полностью излучается в виде гравитационных волн, то мы должны полагать

$$J_0 = \Delta\dot{W}. \quad (25)$$

Тогда из (14) и (25) можно получить выражение для амплитуды  $h_0$  гравитационной волны:

$$h_0 = \frac{2 \cdot 10^{-9}}{\omega} \left( \dot{W} \frac{\Delta\dot{\Omega}}{\dot{\Omega}} \right)^{1/2} \frac{1}{r}. \quad (26)$$

Для того чтобы оценить амплитуду гравитационной волны от нейтронных звезд при нерегулярных изменениях угловой скорости и выяснить, можно ли их детектировать, оценим интенсивность возможного гравитационного излучения на примере пульсаров Vela и Crab. Для наблюдаемых параметров

пульсара Vela имеем следующие значения:  $\Omega \approx 70 \text{ с}^{-1}$ ,  $|\dot{\Omega}| = 10^{-10} \text{ с}^{-2}$  и  $r \approx 0.3 \text{ кпк}$ . Для определения  $J_0$  необходимо также знать величину изменения угловой скорости и ее производной во время скачка и шумов. В табл.2 приведены значения  $(\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega})_{\max}$  для первых восьми скачков угловой скорости пульсара Vela [19]. После скачка угловой скорости следует дальнейшая релаксация угловой скорости к своему начальному значению. Релаксационное поведение величины  $\dot{\Omega}$  можно описать интерполяционной формулой

$$\frac{\Delta\dot{\Omega}}{\dot{\Omega}} = -\sum_{i=1}^3 a_i e^{-t/\tau_i} + At/t_g - A, \quad (27)$$

где  $\tau_1 = 10$  ч,  $\tau_2 = 3.2$  дня и  $\tau_3 = 32.7$  дней. Значения  $a_i$ ,  $A$  и  $t_g$  также приведены в табл.2 для каждого скачка угловой скорости [19]. Обычно, после сотни дней от момента скачка поведение угловой скорости становится флуктуационным, при котором относительные изменения  $\dot{\Omega}$  порядка

Таблица 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ  $a_i$  И  $A$  ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ И ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ПЕРВЫХ ВОСЬМИ СКАЧКОВ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА Vela,  $t_g$  - МЕЖСКАЧКОВОЕ ВРЕМЯ

$a_1$ ( $10^{-13} \text{ р с}^{-2}$ )	0.001	0.0002	0.0	0.0004	0.48	0.26	0.89	2.11
$a_2$ ( $10^{-13} \text{ р с}^{-2}$ )	1.98	6.13	1.64	4.77	3.92	5.8	4.71	6.8
$a_3$ ( $10^{-13} \text{ р с}^{-2}$ )	2.85	3.03	2.02	7.17	0.74	6.17	2.8	4.52
$A$ ( $10^{-22} \text{ р с}^{-3}$ )	49.62	53.34	78.75	54.55	115.89	45.78	75.78	37.45
$(\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega})_{\max}$	0.013	0.018	0.011	0.018	0.009	0.02	0.015	0.16
$t_g$ (дни)	912	1491	1009	1227	272	1067	1261	907

$|\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}| \approx 10^{-4}$  [20]. Подставляя значения  $I$ ,  $\omega$  и  $D_{\alpha\alpha}^0$  для выбранной нами модели нейтронной звезды и вышеприведенные значения  $\Omega$ ,  $\dot{\Omega}$  и  $(\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega})_{\max}$  в (25) и (26), для пульсара Vela получим:

$$J_{0\max} \approx 7 \cdot 10^{34} \text{ эрг с}^{-1} \quad \text{и} \quad h_{0\max} \approx 6.8 \cdot 10^{-27}. \quad (28)$$

Ясно, что после скачка  $J_0$  и  $h_0$  уменьшаются по мере уменьшения  $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}$ , что следует из (27). На рис.1 представлена зависимость  $h_0(t)$  после восьмого скачка угловой скорости пульсара Vela. При флуктуациях угловой скорости имеем  $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega} \approx 10^{-2} (\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega})_{\max}$ . Тогда, как следует из (25) и (26),

интенсивность гравитационного излучения на два порядка, а амплитуда  $h_0$  на один порядок меньше соответствующих значений, приведенных в (28). Теперь оценим также значение  $\eta'$ . Подставляя значения  $J_{0\max}$ ,  $\omega$ ,  $|D_{zz}^0|$  в (15), получим для  $\eta'$  значение  $\eta' = 1.6 \cdot 10^{-4}$ . Следовательно, и в этом

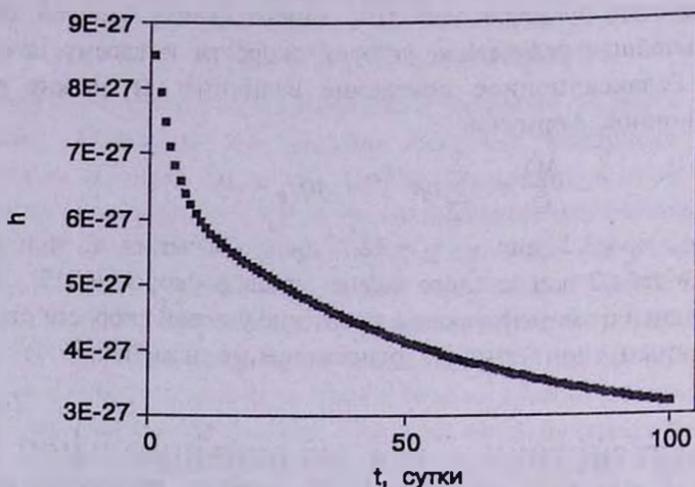


Рис.1. Зависимость амплитуды гравитационной волны от времени после восьмого скачка угловой скорости пульсара Vela.

случае вращающаяся нейтронная звезда может быть источником гравитационного излучения с достаточной для наблюдения интенсивностью.

Оценим также амплитуду гравитационной волны от пульсара Crab, для которого  $\Omega = 190 \text{ с}^{-1}$ ,  $|\dot{\Omega}| = 2.65 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-2}$ ,  $(\Delta\dot{\Omega}/|\dot{\Omega}|)_{\max} = 5 \cdot 10^{-3}$  и  $r = 2$  кпк [21]. Для выбранной нами выше модели нейтронной звезды получим интенсивность гравитационного излучения порядка  $J_0 = 2 \cdot 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$  и амплитуду гравитационной волны  $h_0 \approx 10^{-26}$  и  $\eta' \approx 10^{-3}$ .

Таким образом, пульсары с нерегулярными изменениями угловой скорости являются хорошими кандидатами для обнаружения гравитационных волн. Отметим, что для этой цели наилучшим кандидатом является пульсар Vela, за которым ведется непрерывный мониторинг. Этот пульсар отличается также от других пульсаров большими значениями скачка угловой скорости и частотой их проявления.

Авторы выражают благодарность гранту CRDF N12006/NFSAT PH N067-02, в рамках которого была выполнена эта работа. Один из авторов (Д.С.) выражает благодарность также гранту МНТЦ А-353 за финансовую поддержку.

<sup>1</sup> Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am

<sup>2</sup> Государственный университет Монтаны, Билингс, США

## GRAVITATIONAL RADIATION OF PULSATIONS OF THE ROTATING NEUTRON STARS

D.M.SEDRAKIAN<sup>1</sup>, M.BENACQUISTA<sup>2</sup>, K.M.SHAHABASSIAN<sup>1</sup>,  
A.A.SADOYAN<sup>1</sup>, M.V.HAIRAPETYAN<sup>1</sup>

In this paper we consider the nondamping quasiradial pulsations of rotating neutron stars and the gravitational radiation caused by them. Two possible energy sources for these pulsations are mentioned: one of them is deformation energy neutron star, released in spin-down process and the other is the energy involved in glitch-process. The expressions for the gravitational radiation power and for the amplitude of plane gravitational wave for the Earth's observer are derived. The estimates of these quantities are given for the Vela and Crab pulsars, secular spin-down of which is accompanied more frequently by glitches. It is shown that gravitational waves from these pulsars will be detectable by new generation detectors.

Key words: *stars:neutron:gravitational radiation*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.H.Taylor, J.M.Weisberg, Astrophys. J., 253, 908, 1982.*
2. *С.Шapiro, С.Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т.2, М., 1985.*
3. *M.Zimmerman, Phys. Rev., D21, 891, 1980.*
4. *D.I.Jones, N.Andersson, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 324, 811, 2001.*
5. *M.Zimmerman, Jr.E.Szedenits, Phys. Rev., D20, 351, 1979.*
6. *I.H.Stairs, A.G.Lyne, S.L.Shemar, Nature, 406, 484, 2000.*
7. *J.Middleditch et al., astro-ph/0010044, 2000b.*
8. *B.Link, C.Cutler, представлено в Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 2001.*
9. *N.Andersson, C.T.Commer, astro-ph/0101193, 2001.*
10. *Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., 54, 1047, 1977.*
11. *Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1972.*
12. *В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 750, 1972.*
13. *Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.*
14. *G.S.Sahakian, Yu.L.Vartanian, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963.*
15. *Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 48, 496, 1971.*
16. *Р.М.Авакян, Г.С.Саакян, Д.М.Седракян, Уч. Зап. ЕГУ, 2, 16, 1972.*
17. *Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, Г.С.Саакян, Астрофизика, 8, 476, 1972.*
18. *Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астроном. ж., 50, 60, 1973.*

19. *M.A.Alpar, H.F.Chou, K.S.Cheng, D.Pines*, *Astrophys. J.*, **459**, 706, 1996.
20. *J.M.Cordes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorff*, *Astrophys. J.*, **330**, 841, 1988.
21. *N.Wand, R.N.Manchester, J.Zhang, X.-Y.Wu, A.Yusup, A.G.Lyne, K.S.Cheng, M.Z.Chen*, *astro-ph/0111006*, 2001.

УДК: 524.335.4

СООТНОШЕНИЯ ПЕРИОД-СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ  
КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

Г.В.АБРАМЯН

Поступила 26 марта 2003

Принята к печати 27 августа 2003

На основе четырех выборок получены *ВУЖК*-соотношения период-светимость (PL) для пульсирующих в фундаментальной моде классических цефеид Галактики и Магеллановых Облаков. Полученные PL-соотношения для полос *ВVI* имеют более высокую точность по сравнению с существующими до настоящего времени аналогичными соотношениями. Для этих же выборок были получены также PL-соотношения в терминологии *W*-функций, которые обладают такой же точностью, что и имеющиеся в настоящее время аналогичные соотношения.

1. *Введение.* Современная шкала космических расстояний основана на классических цефеидах (КЦ), чем и объясняется необходимость высокоточной калибровки светимостей этих звезд. Существуют многочисленные работы, в которых детально исследованы вопросы калибровки светимостей КЦ. Довольно подробный анализ полученных в них результатов можно найти в обзорной работе Фиста [1], из которой следует, что, несмотря на важность и актуальность получения надежной калибровки светимостей КЦ, данный вопрос нельзя считать окончательно решенным хотя бы по той простой причине, что пока не существует единого мнения об окончательном значении расстояния БМО. Подтверждением сказанного может служить, например, тот факт, что в новейшей программе HSTKР [2] по определению постоянной Хаббла расстояние БМО просто постулируется.

Используя результаты эксперимента OGLE [3] по FU КЦ и подвыборки 25 КЦ Галактики из работы Джерена и др. [4], нами в работе [5] получены новые, заметно отличающиеся от прежних значения избытков цветов для FU КЦ Галактики. Кроме того, в этой работе получены также новые значения для коэффициентов межзвездной экстинкции света КЦ. Основываясь на этих результатах, а также на результатах эксперимента OGLE [3] по КЦ БМО и ММО, в настоящей работе предпринята попытка получения возможно высокоточных соотношений период-светимость (PL) с целью дальнейшего их применения для калибровки абсолютных величин КЦ.

2. *Основные рабочие соотношения.* Соотношение PL для полосы  $\lambda$  имеет следующий вид:

$$M_{\lambda} = \alpha_{\lambda} + \delta_{\lambda} \log P, \quad (1)$$

где  $M_{\lambda}$  - абсолютная звездная величина КЦ,  $\alpha_{\lambda}$  и  $\delta_{\lambda}$  - нуль-пункт и наклон соотношения PL в данной полосе  $\lambda$ , а  $\log P$  - десятичный логарифм периода  $P$  изменения блеска КЦ. Если иметь в виду, что

$$M_{\lambda} = \langle m_{\lambda} \rangle - R_{\lambda} E(\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda} \rangle) - DM, \quad (2)$$

где  $\langle m_{\lambda} \rangle$  - усредненная по интенсивности видимая звездная величина КЦ в полосе  $\lambda$ ,  $R_{\lambda}$  - отношение общего поглощения к селективному для полосы  $\lambda$ ,  $E(\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda} \rangle)$  - избыток цвета, а  $DM$  - модуль расстояния, то из (1) и (2) вытекает, что

$$DM = \langle m_{\lambda} \rangle - R_{\lambda} E(\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda} \rangle) - \alpha_{\lambda} - \delta_{\lambda} \log P, \quad (3)$$

Неоткалиброванный аналог формулы (2) выглядит следующим образом:

$$\langle m_{\lambda} \rangle = R_{\lambda} E(\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda} \rangle) + \beta_{\lambda} + \delta_{\lambda} \log P, \quad (4)$$

где  $DM = \beta_{\lambda} + \alpha_{\lambda}$ . С применением функции Везенхайт

$$W = \langle m_{\lambda} \rangle - (R_{\lambda_1} / (R_{\lambda_1} - R_{\lambda})) (\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda} \rangle) = \langle m_{\lambda} \rangle_0 - (R_{\lambda_1} / (R_{\lambda_1} - R_{\lambda})) (\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda} \rangle)_0, \quad (5)$$

(где в выражениях с индексами 0 учтено межзвездное поглощение) аналог выражения (3) можно написать следующим образом:

$$DM_W = W - A_{m_{\lambda}} - B_{m_{\lambda}} \log P = \langle m_{\lambda} \rangle - (R_{\lambda_1} / (R_{\lambda_1} - R_{\lambda})) (\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda} \rangle) - A_{m_{\lambda}} - B_{m_{\lambda}} \log P. \quad (6)$$

При этом

$$M_{W(m_{\lambda})} = A_{m_{\lambda}} + B_{m_{\lambda}} \log P \quad (7)$$

и  $M_{W(m_{\lambda})}$  является абсолютной  $W$ -величиной КЦ для полосы  $\lambda$ .

В случае применения  $W$ -функции, аналог формулы (4) имеет следующий вид:

$$\langle m_{\lambda} \rangle = (R_{\lambda_1} / (R_{\lambda_1} - R_{\lambda})) (\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda} \rangle) + C_{m_{\lambda}} + B_{m_{\lambda}} \log P, \quad (8)$$

где  $C_{m_{\lambda}} = DM_W + A_{m_{\lambda}}$ .

В наших дальнейших анализах используются полученные нами в работе [5] следующие значения коэффициентов отношений общего поглощения к селективному:

$$R_B : R_V : R_I : R_J : R_H : R_K = 4.190 (\pm 0.054) : 3.190 (\pm 0.054) : 1.884 (\pm 0.055) : 0.851 (\pm 0.078) + 0.501 (\pm 0.084) : 0.303 (\pm 0.087). \quad (9)$$

Для вычисления избытков цвета  $E(B-V)$  в [5] получены следующие выражения для случая  $VI$ -фотометрии FU КЦ Галактики:

$$E(B-V) = -0.382 (\pm 0.020) - 0.168 (\pm 0.017) \log P + 0.766 (V-I) \quad (10)$$

и для FU КЦ БМО и ММО

$$E(B-V) = -0.374 (\pm 0.020) - 0.166 (\pm 0.020) \log P + 0.766 (V-I). \quad (11)$$

Для случая  $BV$ -фотометрии избытки цвета  $E(B-V)$  будем вычислять с

использованием собственных цветов  $(B - V)_0$  FU КЦ. Они получены в [5] и выражаются соотношениями для FU КЦ Галактики:

$$\langle\langle B \rangle - \langle V \rangle\rangle_0 = 0.365(\pm 0.011) + 0.328(\pm 0.012)\log P, \quad (12)$$

для FU КЦ БМО:

$$\langle\langle B \rangle - \langle V \rangle\rangle_0 = 0.313(\pm 0.010) + 0.328(\pm 0.015)\log P, \quad (13)$$

для FU КЦ ММО:

$$\langle\langle B \rangle - \langle V \rangle\rangle_0 = 0.308(\pm 0.005) + 0.268(\pm 0.008)\log P. \quad (14)$$

Среднеквадратичные ошибки решений (12)-(14) равны  $\sigma = \pm 0.058, \pm 0.055$  и  $\pm 0.091$ , соответственно.

3. *Вывод PL-соотношений на основе BV и VI фотометрии КЦ.* При выводе PL-соотношений на основе результатов BV и VI фотометрии КЦ, имеющихся в настоящее время, нами использованы следующие выборки: №1 - подвыборка 25 (уверенно отнесенных к классу FU) КЦ, составленная на основе работы Джерена и др. [4]; №2 - выборка 464 FU КЦ ММО с  $\log P > 0.4$  эксперимента OGLE [3]; №3 - выборка 673 FU КЦ БМО с  $\log P > 0.4$  эксперимента OGLE; №4 - приведенная в работе [4] выборка 83 FU КЦ БМО. Отдельное рассмотрение выборки под номером 4 оправдывается тем, что КЦ этой выборки распределены по всей галактике, тогда как КЦ выборки под номером 3 расположены непосредственно в баре БМО. Кроме того, выборка 4 примечательна еще и тем, что до завершения эксперимента OGLE по части КЦ, все работы, относящиеся к исследованию PL-соотношений КЦ БМО, основаны на объектах этой выборки.

Отметим, что в данной работе все решения избыточных систем уравнений проводятся методом наименьших квадратов.

Неоткалиброванные PL-соотношения для выборок КЦ №2-4 получены согласно формуле (4) с применением закона межзвездного поглощения (9). При этом для  $E(B - V)$  приняты: для случая применения BV-фотометрии - разности наблюдаемых и вычисленных с помощью формул (13), (14) собственных цветов, а для случая применения VI-фотометрии-согласно формуле (11).

В случае выборки №1 выведены откалиброванные соотношения PL типа (1) с применением расстояний из [4] и определенных нами значений  $E(B - V)$  [5]. Отметим, что полученные при этом значения нуль-пунктов мы не считаем окончательными, они нами будут пересмотрены в дальнейшем на основе результатов эксперимента HIPPARCPS.

Полученные в результате наших решений значения параметров PL-соотношений приведены в табл.1-4 в соответствии с вышеуказанными номерами выборок. Для сравнения в конце каждой таблицы приведены решения для тех же выборок, что и у нас, но с применением схем

Таблица 1

ВИДНК PL-СООТНОШЕНИЯ  $M_\lambda = \alpha_\lambda + \delta_\lambda \log P$  ДЛЯ FU КЦ  
ГАЛАКТИКИ (ВЫБОРКА 1)

Решение	Полоса	$\alpha$	$\sigma_\alpha$	$\delta$	$\sigma_\delta$	$\sigma$	$\rho$	$N$
$E(B-V)$ из [5] (табл.4, ст.3), $R_\lambda$ формула (9)								
1.1	<i>B</i>	-0.590	0.096	-2.703	0.081	0.114	0.990	25
1.2	<i>V</i>	-1.003	0.108	-2.996	0.092	0.129	0.989	25
1.3	<i>I</i>	-1.502	0.117	-3.216	0.099	0.139	0.989	25
1.4	<i>J</i>	-1.799	0.119	-3.405	0.101	0.142	0.990	25
1.5	<i>H</i>	-2.062	0.124	-3.519	0.106	0.148	0.990	25
1.6	<i>K</i>	-2.100	0.126	-3.555	0.107	0.150	0.990	25
$E(B-V)$ из Ферни и др. [6], $R_\lambda$ согласно [4]								
1.7	<i>B</i>	-0.603	0.198	-2.729	0.169	0.236	0.959	25
1.8	<i>V</i>	-1.015	0.168	-3.029	0.143	0.200	0.975	25
1.9	<i>I</i>	-1.474	0.160	-3.304	0.134	0.178	0.982	25
1.10	<i>J</i>	-1.770	0.130	-3.395	0.111	0.155	0.988	25
1.11	<i>H</i>	-2.042	0.128	-3.516	0.109	0.152	0.989	25
1.12	<i>K</i>	-2.088	0.127	-3.555	0.108	0.151	0.990	25
Полученные в [4] решения								
1.13	<i>B</i>	-0.640	0.193	-2.712	0.162	0.237	0.956	28
1.14	<i>V</i>	-1.021	0.164	-3.037	0.138	0.209	0.974	28
1.15	<i>I</i>	-1.435	0.159	-3.329	0.132	0.194	0.981	27
1.16	<i>J</i>	-1.749	0.135	-3.435	0.114	0.173	0.986	28
1.17	<i>H</i>	-2.018	0.137	-3.562	0.115	0.175	0.987	28
1.18	<i>K</i>	-2.066	0.135	-3.598	0.114	0.173	0.987	28

Таблица 2

ВИ PL-СООТНОШЕНИЯ  $\langle m_\lambda \rangle = R_\lambda E(\langle m_{\lambda_1} \rangle) + \beta_\lambda + \delta_\lambda \log P$  ДЛЯ  
FU КЦ ММО С  $\log P > 0.4$  (ВЫБОРКА 3)

Решение	Полоса	$\alpha$	$\sigma_\alpha$	$\delta$	$\sigma_\delta$	$\sigma$	$\rho$	$N$
$E(B-V)$ на основе формулы (14), $R_\lambda$ - (9)								
2.1	<i>B</i>	18.057	0.033	-2.605	0.042	0.248	0.938	454
2.2	<i>V</i>	17.747	0.033	-2.875	0.042	0.248	0.947	454
2.3	<i>I</i>	17.207	0.023	-3.030	0.031	0.179	0.976	454
$E(B-V)$ согласно формулы (11), $R_\lambda$ - (9)								
2.4	<i>B</i>	17.892	0.024	-2.410	0.031	0.181	0.967	454
2.5	<i>V</i>	17.626	0.019	-2.731	0.025	0.150	0.981	464
2.6	<i>I</i>	17.137	0.019	-2.947	0.025	0.150	0.983	464
$E(B-V)$ и $R_\lambda$ согласно OGLE [3]								
2.7	<i>B</i>	17.752	0.047	-2.215	0.061	0.361	0.862	463
2.8	<i>V</i>	17.524	0.038	-2.585	0.049	0.293	0.926	464
2.9	<i>I</i>	17.077	0.028	-2.868	0.037	0.222	0.963	477

Таблица 3

*BVI* PL-СООТНОШЕНИЯ  $\langle m_\lambda \rangle = R_\lambda E(\langle m_{\lambda,1} \rangle - \langle m_\lambda \rangle) + \beta_\lambda + \delta_\lambda \log P$  ДЛЯ FU КЦ БМО С  $\log P > 0.4$  (ВЫБОРКА 3)

Решение	Полоса	$\alpha$	$\sigma_\alpha$	$\delta$	$\sigma_\delta$	$\sigma$	$\rho$	$N$
<i>E(B-V)</i> на основе формулы (14), $R_\lambda$ - (9)								
3.1	<i>B</i>	17.483	0.036	-2.521	0.052	0.168	0.953	309
3.2	<i>V</i>	17.173	0.036	-2.848	0.052	0.168	0.954	309
3.3	<i>I</i>	16.671	0.023	-3.022	0.033	0.108	0.982	309
<i>E(B-V)</i> согласно формулы (11), $R_\lambda$ - (9)								
3.4	<i>B</i>	17.441	0.022	-2.384	0.032	0.105	0.982	309
3.5	<i>V</i>	17.133	0.010	-2.754	0.015	0.080	0.992	673
3.6	<i>I</i>	16.645	0.010	-2.971	0.015	0.080	0.992	673
<i>E(B-V)</i> и $R_\lambda$ согласно OGLE [3]								
3.7	<i>B</i>	17.228	0.074	-2.212	0.108	0.353	0.759	311
3.8	<i>V</i>	17.099	0.037	-2.746	0.054	0.285	0.892	673
3.9	<i>I</i>	16.613	0.023	-2.960	0.034	0.181	0.959	673

Таблица 4

*BVIJK* PL-СООТНОШЕНИЯ  $\langle m_\lambda \rangle = R_\lambda E(\langle m_{\lambda,1} \rangle - \langle m_\lambda \rangle) + \beta_\lambda + \delta_\lambda \log P$  ДЛЯ FU КЦ БМО (ВЫБОРКА 4)

Решение	Полоса	$\alpha$	$\sigma_\alpha$	$\delta$	$\sigma_\delta$	$\sigma$	$\rho$	$N$
<i>E(B-V)</i> на основе формулы (13), $R_\lambda$ - (9)								
4.1	<i>B</i>	17.513	0.054	-2.544	0.045	0.124	0.991	53
4.2	<i>V</i>	17.200	0.054	-2.873	0.046	0.114	0.993	53
4.3	<i>I</i>	16.756	0.046	-3.103	0.039	0.106	0.996	53
4.4	<i>J</i>	16.352	0.053	-3.161	0.004	0.113	0.995	59
4.5	<i>H</i>	16.086	0.051	-3.270	0.040	0.110	0.996	59
4.6	<i>K</i>	16.032	0.050	-3.282	0.039	0.107	0.996	59
<i>E(B-V)</i> согласно формулы (11), $R_\lambda$ - (9)								
4.7	<i>B</i>	17.654	0.058	-2.587	0.049	0.135	0.991	53
4.8	<i>V</i>	17.308	0.049	-2.906	0.042	0.114	0.995	53
4.9	<i>I</i>	16.820	0.049	-3.123	0.042	0.114	0.995	53
4.10	<i>J</i>	16.567	0.125	-3.123	0.042	0.116	0.990	29
4.11	<i>H</i>	16.237	0.127	-3.371	0.091	0.118	0.990	29
4.12	<i>K</i>	16.228	0.124	-3.414	0.089	0.115	0.991	29
<i>E(B-V)</i> и $R_\lambda$ из Джерена и др. [4]								
4.13	<i>V</i>	17.165	0.087	-2.769	0.073	0.200	0.983	53
4.14	<i>I</i>	16.735	0.064	-3.042	0.054	0.148	0.992	53
4.15	<i>J</i>	16.356	0.066	-3.134	0.052	0.143	0.992	59
4.16	<i>H</i>	16.089	0.057	-3.254	0.044	0.122	0.995	59
4.17	<i>K</i>	16.034	0.054	-3.272	0.042	0.116	0.995	59

решений, принятых до нас другими авторами, подробности которых указаны в соответствующих таблицах.

3. Вывод PL-соотношений с применением W-функций. В случае применения W-функции для выборки №1 FU КЦ Галактики получены решения избыточных систем уравнений типа (6), а для всех остальных - типа (8). В случае принятия этой схемы решений, как и в предыдущем разделе, для выборки №1 получаются откалиброванные соотношения, а для остальных выборок - неоткалиброванные. Окончательную калибровку полученных в этом разделе всех решений мы намерены выполнить в дальнейшем с помощью параллаксов КЦ эксперимента HIPPARCOS. Соответствующие значения коэффициентов  $R_\lambda$  в формулах (6) и (8) приняты согласно закону межзвездного поглощения (9). Для БМО и ММО, в отличие от работы [3], мы не производили отсеечения объектов в зависимости от разброса

Таблица 5

PL-СООТНОШЕНИЯ  $M_W = A_{m_\lambda} + B_{m_\lambda} \log P$  ДЛЯ FU КЦ  
ГАЛАКТИКИ (ВЫБОРКА 1)

Решение	Полоса	A	$\sigma_A$	B	$\sigma_B$	$\sigma$	$\rho$	N
5.1	УГ	-2.222	0.138	-3.533	0.117	0.164	0.992	25
5.2	УД	-2.089	0.124	-3.554	0.106	0.148	0.994	25
5.3	УН	-2.260	0.128	-3.617	0.108	0.152	0.994	25
5.4	УК	-2.215	0.128	-3.614	0.109	0.152	0.994	25

Таблица 6

PL-СООТНОШЕНИЯ  $\langle V \rangle = 2.443(\langle V \rangle - \langle I \rangle) + C + B \log P$  ДЛЯ FU КЦ  
ММО И БМО С  $\log P > 0.4$  (ВЫБОРКИ 2 И 3)

Решение	Галактика	C	$\sigma_C$	B	$\sigma_B$	$\sigma$	$\rho$	N
6.1	ММО	16.433	0.019	-3.260	0.025	0.150	0.981	464
6.2	БМО	15.941	0.010	-3.284	0.015	0.080	0.992	673
Решения Удальского и др. [3]								
6.3	ММО	16.345	0.017	-3.303	0.022	0.135	-	469
6.4	БМО	15.815	0.010	-3.277	0.014	0.076	-	690

Таблица 7

PL-СООТНОШЕНИЯ  $\langle m_\lambda \rangle = (R_{\lambda_1} / (R_{\lambda_1} - R_{\lambda_2})) (\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda_2} \rangle) + C_{m_\lambda} + B_{m_\lambda} \log P$ ,  
ДЛЯ FU КЦ БМО (ВЫБОРКА 4)

Решение	Полоса	C	$\sigma_C$	B	$\sigma_B$	$\sigma$	$\rho$	N
7.1	УГ	16.117	0.053	-3.430	0.045	0.123	0.994	53
7.2	УД	16.259	0.129	-3.419	0.093	0.120	0.988	29
7.3	УН	16.018	0.132	-3.443	0.095	0.123	0.987	29
7.4	УК	16.102	0.129	-3.460	0.093	0.120	0.988	29

PL-соотношений, тогда как в [3] отсечены все объекты с разбросом более  $2.5\sigma_{PL}$ , что, несомненно, приведет к повышению точности решений.

4. *Обсуждение полученных результатов.* Используя квази-геометрический метод Эванса и Барнеса [7], Джерен и др. с 3% точностью измерили и в работе [4] приводят расстояния 34 КЦ Галактики. Сопоставляя список этих КЦ с каталогом Бердникова и др. [8], а также со списком галактических КЦ Гроневегена и Оудмажера [9], мы из [4] отбирали те КЦ, для которых в одном из этих двух источников указывается тип цефеиды как пульсирующий в фундаментальной моде (типа DCEP, то же самое, что и FU КЦ). Таких КЦ в [4] оказалось всего 25 (список приводится в работе [5]), которые и вошли в выборку №1 уверенно отнесенных к типу FU КЦ Галактики. Отметим, что аналогичная выборка авторов [4] насчитывает 28 объектов. В отличие от [4], звезды V340 Nor, LS Pup,  $\iota$  Car и SV Vul не вошли в нашу выборку, а входящая в выборку звезда CS Vel отсутствует в [4]. Данное различие указанных двух выборок никак не повлияло на точность определения параметров PL-соотношений. Кажется, что уменьшение объема выборки на 3 объекта должно было привести к ухудшению точности определения параметров PL-соотношений. Но, как следует из сравнения решений 1.7-1.12 с соответствующими решениями 1.13-1.18 (все перечисленные решения получены с применением принятых в [4] одинаковых исходных параметров), не только не наблюдается потеря точности, а, наоборот, наблюдается ее незначительное повышение. Данный факт говорит о правильности исключения из рассмотрения вышеуказанных КЦ. Отметим, что при этом численные значения искомым параметров сильно не отличаются от соответствующих величин работы [4].

Сравнение полученных на основе наших исходных данных ( $R_\lambda$  и  $E(B-V)$ ) из [5] решений 1.1-1.3 с соответствующими решениями 1.13-1.15 из [4], показывает, что наши решения для полос *BVI*, по точности определения параметров PL-соотношений, в среднем, примерно в 1.5 раза превосходят соответствующие решения из [4]. Для *JHK*-полос также замечается повышение точности, но незначительное (решения 1.4-1.6 и 1.16-1.18), что обусловлено незначительностью влияния возможных ошибок определения  $E(B-V)$  на величины КЦ в этих полосах.

Как окончательные для FU КЦ Галактики нами принимаются решения 1.1-1.6. Нуль-пункты этих решений будут уточняться нами в дальнейшем с применением HIPPARCOS параллакс.

В случае FU КЦ ММО наилучшими, с точки зрения ошибок, решениями оказались полученные нами решения на основе *V* и *I* фотометрии 2.4-2.6. Эти решения по точности определения параметров превосходят как наши решения 2.1-2.3, полученные на основе *B* и *V* данных, так и решения 2.7-2.9, полученные на основе избытков цветов

OGLE эксперимента. Аналогичная ситуация наблюдается и в случае FU КЦ БМО, для которых наилучшими оказались решения 3.4-3.6. В обоих этих случаях ошибки определения параметров PL-соотношений более чем в 1.5 раза снижаются, когда взамен OGLE  $E(B-V)$  перенимаем полученные нами в [5] и выражающиеся формулой (11) значения. Как окончательные решения для ММО и БМО нами принимаются решения 2.4-2.6 и 3.4-3.6, соответственно.

С точки зрения ошибок аналогичная с выборкой №1 ситуация наблюдается в случае выборки FU КЦ БМО №4. Для КЦ этой выборки применение  $E(B-V)$ , согласно формуле (11), приводит к снижению ошибок  $B, V, I$  PL-соотношений примерно в 1.5 раза. Из 17 решений, полученных для этой выборки (табл.4), как окончательные мы принимаем  $J, H, K$  решения 4.4-4.6.

Резюмируя вышеприведенные результаты, можно отметить, что полученные в данной работе решения для полос  $B, V, I$  в среднем в 1.5 раза по точности превосходят аналогичные результаты, полученные другими авторами на основе тех же наблюдательных данных.

С целью наглядной демонстрации целесообразности применения наших решений, на рис.1 и 2 приведены несколько примеров полученных нами PL-соотношений в сравнении с существующими аналогичными решениями для выборок №1 и №4.

Перейдя к рассмотрению 10 решений 5.1-6.2 и 7.1-7.4, полученных с применением  $W$ -функций (приведены в табл.5-7), отметим, что

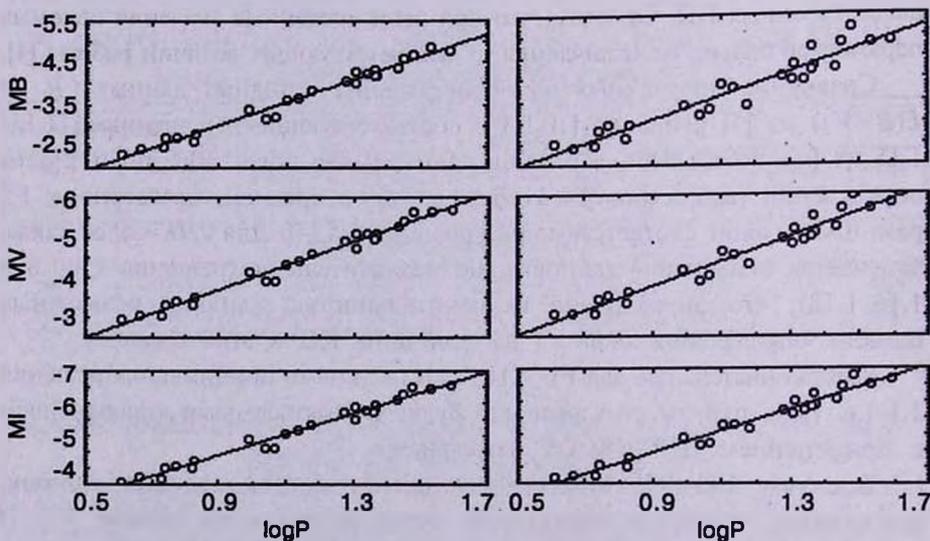


Рис.1.  $BVI$  PL-соотношения для выборки 25 FU КЦ Галактики: левые три зависимости получены в настоящей работе с применением закона межзвездного поглощения (9) и  $E(B-V)$  из [5] (решения 1.1-1.3), правые три зависимости построены на основе данных из работы Джерена и др. [4] (решения 1.13-1.15).

решения 5.1-5.4 и 7.1-7.4 для выборок №1 и 4 нами получены впервые. Прототипы наших решений 6.1 и 6.2 были получены раньше нас в работе Удельского и др. [3]. Для сравнения в табл.6 под номерами 6.3 и 6.4 приведены эти решения. С точки зрения точности определения параметров наши решения 6.1 и 6.2 почти не отличаются от решений 6.3 и 6.4. Единственное различие состоит в численных значениях параметров, что обусловлено различием принятых нами и авторами работы [3] законами межзвездного поглощения.

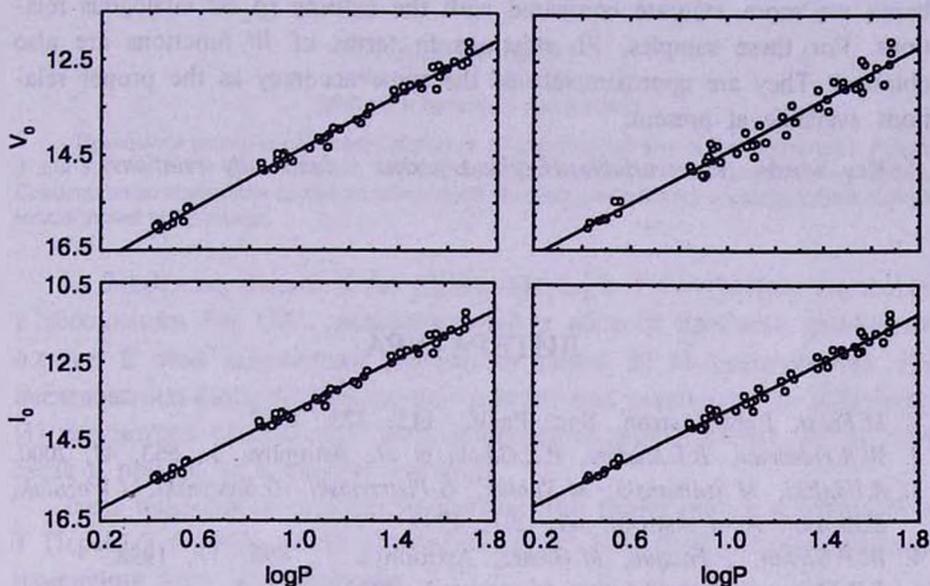


Рис.2.  $V/I$  PL-соотношения для выборки 53 FU КЦ БМО: левые две зависимости получены в настоящей работе с применением закона межзвездного поглощения (9) и  $E(B-V)$  согласно формуле (11) (решения 4.8, 4.9), правые две зависимости построены на основе данных из работы Джерена и др. [4] (решения 4.13, 4.14).

Анализ полученных нами решений мы намерены проводить в дальнейшем, после их окончательной калибровки с помощью HIPPARCOS параллаксов.

Автор выражает благодарность К.С.Гигояну за оказанную помощь в ходе выполнения данной работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,  
Армения, e-mail: habrahamyam@web.am

## PERIOD-LUMINOSITY RELATIONS FOR THE CLASSICAL CEPHEIDS

H.V.ABRAHAMYAN

On the basis of four samples, *BVIJHK* period-luminosity (PL) relations are found for the pulsating in the fundamental mode Classical Cepheids of our Galaxy and Magellanic Clouds. The obtained PL relations for the *BVI* bands are more accurate compared with the existing so far analogous relations. For these samples, PL relations in terms of *W* functions are also obtained. They are approximately of the same accuracy as the proper relations available at present.

Key words: *(stars:variables:)Cepheids:period - luminosity relations*

### ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Feast*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 111, 775, 1999.
2. *W.R.Freedman, B.F.Madore, B.K.Gibson et al.*, Astrophys. J., 553, 47, 2000.
3. *A.Udalski, M.Szumanski, M.Kubiak, G.Pietrzynski, G.Soszynski, I.Wozniak, K.Zebrun*, Acta Astron., 49, 201, 1999.
4. *W.P.Gieren, P.Fouque, M.Gomez*, Astrophys. J., 496, 17, 1998.
5. *Г.В.Абрамян*, Астрофизика (в печати), 2003.
6. *J.D.Fernie, B.Beattie, N.R.Evans, S.Seager*, IBVS №4148, 1995.
7. *T.G.Barnes, D.S.Evans*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 174, 489, 1976.
8. *L.N.Berdnikov, A.K.Dambis, O.V.Vozyakova*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 143, 211, 2000.
9. *M.A.T.Groenewegen, R.D.Oudmaijer*, Astron. Astrophys., 356, 849, 2000.

УДК: 52-357

## ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ S PER И T PER

Т.А.ПОЛЯКОВА

Поступила 7 марта 2003

Принята к печати 16 апреля 2003

Приводятся результаты фотоэлектрических  $V$ -наблюдений блеска и поляризации в полосе  $V$  для S Per и T Per за восемь лет. Сделана попытка отделения межзвездной поляризации. Сопоставление изменений блеска и собственной поляризации выявило некоторые зависимости между этими величинами.

1. *Введение.* Звезды S Per (M3eIa-M4eIa) и T Per (M2Iab) относятся к ассоциации Per OB1, расположенной в области двойного скопления  $\lambda$  Per. В этой ассоциации содержится около 30 M-сверхгигантов. Их исследованию было посвящено много работ (см. ссылки в [1]). Дзервитис [1] рассмотрел особенности фотометрических характеристик 29 из этих звезд и привел их в единую систему.

Здесь приводятся результаты наблюдений поляризации и блеска S и T Персея в течение почти восьми лет (1983-1992гг.) и рассматриваются изменения этих характеристик.

2. *Наблюдения.* Фотоэлектрические оценки блеска в цветовых полосах  $V$  и  $B$ , а также измерения поляризации в полосе  $V$  производились, в основном, на телескопе АЗТ-14 (48 см) Бюраканской наблюдательной лаборатории астрономической обсерватории Ленинградского университета (в настоящее время НИИИ СПбГУ).

Для S Per получено 54 определения поляризации и 60 оценок блеска с сентября 1983г. по август 1992г.

Для T Per произведено 62 наблюдения поляризации и примерно столько же оценок блеска с октября 1984г. по июль 1992г. и в 1997г. - еще 2 наблюдения поляризации на девятидюймовом рефракторе в Петербурге.

При фотометрических наблюдениях, как для S, так и для T Персея, звездой сравнения служила HD14404 (M2Ib), данные о которой были взяты из Каталога фотоэлектрических наблюдений звезд [2]:  $V = 7^m.84$ ,  $B - V = +2^m.30$ . Ошибки при фотометрии не превышали в среднем  $\sigma = 0^m.02$ . Результаты наблюдений представлены в табл.1 и 2. Кроме

## РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИИ И ФОТОМЕТРИИ S Per

Год	Месяц	JD-2440000	$\rho, \%$	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$	$V$	$B-V$
1983	IX	5596.49	4.93	0.10	127.6	0.6	8.99	+2.70
	IX	5604.51	5.32	0.17	126.3	0.9	8.94	2.70
1984	X	5982.33	5.17	0.05	130.6	0.3	9.72	2.73
	XII	6044.40	5.25	0.11	132.0	0.6	9.76	2.50
1985	XII	6055.42	5.33	0.12	135.8	0.7	9.91	2.7:
	II	6103.25	5.66	0.24	131.3	1.2	9.57	2.68
	III	6128.21	5.23	0.25	132.2	1.4	9.48	2.64
1986	X	6341.44	5.84	0.16	129.2	0.8	9.32	2.68
	III	6504.19	5.42	0.19	121.1	1.0	-	-
	IX	6691.47	4.50	0.08	129.3	0.5	9.36	2.72
1987	X	6719.52	4.01	0.12	131.5	0.8	9.29	2.71
	III	6858.23	3.63	0.11	140.2	0.8	9.48	2.77
	IX	7053.44	5.68	0.11	141.5	0.6	10.71	2.84
1988	IX	7057.49	6.31	0.18	139.5	0.8	10.72	2.78
	X	7069.56	-	-	-	-	10.64	2.69
	I	7168.25	6.46	0.20	142.6	0.9	9.65	2.55
	I	7180.35	-	-	-	-	9.37	2.58
	VII	7384.51	4.75	0.10	126.9	0.6	7.91	2.79
	VII	7386.47	5.08	0.05	128.5	0.3	7.90	2.79
	IX	7413.55	4.44	0.17	127.3	1.1	8.05	2.80
	IX	7426.49	4.70	0.10	125.6	0.6	8.20	2.81
	X	7451.29	3.7:	0.3	128:	-	8.49	-
	II	7573.20	3.80	0.23	129.1	1.7	9.70	2.82
1989	II	7581.22	3.82	0.20	125.6	1.5	9.80	2.76
	VI	7706.45	5.40	0.16	130.7	0.9	10.82	2.72
	VII	7733.44	5.50	0.14	132.1	0.8	10.99	2.79
	VIII	7764.50	5.55	0.48	133.1	2.5	11.0	2.72
	IX	7790.43	7.31	0.18	127.9	0.7	11.22	2.79
	X	7810.35	7.04	0.28	130.5	1.1	11.22	2.70
	X	7818.49	5.84	0.46	131.9	2.3	11.30	2.73
	X	7823.42	-	-	-	-	11.37	2.67
	X	7824.47	7.07	0.15	128.2	0.6	-	-
	XI	7836.24	5.70	0.31	134.3	1.5	11.50	2.75
1990	I	7901.29	-	-	-	-	11.75	2.7:
	I	7904.28	8.12	0.37	128.3	1.3	11.71	-
	II	7924.18	7.04	0.30	130.0	1.2	-	-
	II	7926.22	-	-	-	-	11.67	2.73
	III	7979.22	8.22	0.15	124.3	0.5	10.98	2.62
	V	8038.50	-	-	-	-	10.42	2.72
	VI	8055.49	-	-	-	-	10.28	2.61
	VI	8071.49	8.19	0.12	121.3	0.4	10.38:	-
	VII	8089.49	8.60	0.15	123.1	0.5	10.23	2.61
	VIII	8108.50	8.56	0.06	124.0	0.3	10.22	2.68
	VIII	8120.46	9.09	0.20	121.2	0.6	10.20	2.68
	IX	8143.49	7.73	0.14	121.8	0.5	9.97	2.56
	IX	8146.55	7.10	0.10	122.5	0.4	10.20	2.55
	IX	8151.52	7.80	0.08	122.2	0.3	10.16	2.60
	IX	8162.55	7.53	0.11	121.3	0.4	10.10	2.66

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
1991	I	8266.26	5.49	0.13	120.7	0.7	9.31	2.49
	I	8280.29	5.06	0.04	119.3	0.2	9.25	2.45
	II	8310.34	5.90	0.11	123.7	0.5	9.24	2.49
	II	8311.27	5.16	0.20	123.2	1.0	9.39:	-
	III	8342.29	6.05	0.23	127.5	1.1	9.68	2.59
	VI	8429.51	6.36	0.09	125.5	0.4	10.35	2.57
	IX	8501.51	6.01	0.24	127.6	1.1	10.90	2.61
	IX	8515.44	6.89	0.15	129.7	0.6	11.01	2.69
	IX	8526.47	7.13	0.33	135.0	1.3	11.21:	-
1992	VII	8805.46	8.32	0.15	120.6	0.5	11.64	2.56
	VII	8808.48	-	-	-	-	11.65	2.64
	VII	8815.48	8.75	0.36	118.2	1.2	11.49	2.58
	VII	8826.50	7.96	0.18	118.1	0.7	11.30	2.59
	VIII	8839.49	6.64	0.25	119.0	1.1	11.00	2.58

того, в 1971г. на этом же телескопе было выполнено несколько определений поляризации S Per в трех цветовых полосах (табл.3).

### 3. Обсуждение результатов.

а) *Фотометрия.* Между фотометрическими характеристиками М-сверхгигантов ассоциации Per OB1, полученными разными авторами,

Таблица 2

### РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИИ И ФОТОМЕТРИИ T Per

Год	Месяц	JD-2440000	$p, \%$	$\sigma_p$	$\theta$	$\sigma_\theta$	V	B-V
1984	X	5982.34	4.88	0.13	110.2	0.8	8.21	2.38
	XII	6044.40	4.50	0.10	108.4	0.6	8.33	2.34
1985	II	6103.26	4.42	0.17	106.9	1.1	8.13	2.31
	III	6129.20	4.44	0.15	109.4	0.9	8.08	2.30
	IX	6323.46	3.29	0.11	107.2	1.0	-	-
1986	III	6503.20	4.09	0.07	109.3	0.5	8.45	2.36
	IX	6691.46	4.77	0.08	105.9	0.5	8.61	2.37
	IX	6699.47	4.63	0.10	106.0	0.6	-	-
	X	6720.40	4.72	0.06	107.0	0.4	8.75	2.33
1987	III	6858.23	4.61	0.05	109.0	0.3	8.56	2.40
	IX	7052.48	4.80	0.14	112.2	0.8	8.76	2.34
	IX	7057.48	5.14	0.16	113.0	0.9	8.82	2.33
	X	7069.57	-	-	-	-	8.95	2.27
1988	I	7168.24	4.35	0.17	109.0	1.1	8.91	2.31
	I	7180.35	5.13	0.19	111.1	1.0	8.94	2.35
	VIII	7384.52	4.81	0.16	110.1	1.0	8.66	2.39
	VIII	7386.46	5.06	0.07	109.4	0.4	8.69	2.37
	IX	7419.56	4.99	0.11	110.4	0.7	8.66	2.30
	IX	7426.52	4.66	0.17	109.7	1.1	8.72	2.32
	XI	7487.26	4.73	0.11	106.5	0.6	8.86	2.39

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	
1989	II	7573.20	4.56	0.13	111.4	0.8	8.63	2.38	
	II	7581.22	4.61	0.12	112.8	0.7	8.61	2.35	
	V	7668.49	4.61	0.16	111.7	1.0	8.66	2.34	
	V	7675.49	5.10	0.18	110.3	1.0	8.64	2.34	
	VI	7679.49	4.78	0.17	109.8	1.0	8.64	2.34	
	VI	7684.48	5.01	0.21	111.3	1.2	8.65	2.34	
	VI	7703.45	4.46	0.10	109.2	0.6	8.63	2.38	
	VI	7707.46	4.43	0.14	110.3	0.9	8.66	2.35	
	VII	7733.40	3.94	0.08	109.0	0.6	8.58	2.35	
	VIII	7764.45	4.12	0.07	107.8	0.5	8.36	2.38	
	IX	7790.42	4.29	0.11	108.4	0.7	8.38	2.35	
	X	7810.40	4.62	0.08	111.0	0.5	8.45	2.34	
	X	7817.50	4.40	0.08	110.2	0.5	8.51	2.33	
	X	7823.43	-	-	-	-	8.55	2.35	
	1990	X	7824.51	4.91	0.10	109.5	0.6	-	-
XI		7836.24	4.63	0.09	109.2	0.5	8.66	2.32	
I		7901.28	3.94	0.08	110.6	0.6	8.55	2.34	
II		7924.35	4.25	0.14	109.5	0.9	-	-	
II		7926.22	-	-	-	-	8.53	2.41	
III		7954.24	3.74	0.15	111.7	1.2	8.73	2.38	
III		7957.22	4.77	0.14	109.1	0.8	8.63	2.35	
III		7981.22	3.68	0.14	109.2	1.1	8.48	2.45	
V		8038.19	4.91	0.19	105.6	1.2	8.22	2.40	
VI		8055.48	4.79	0.22	106.8	1.3	8.27	2.30	
VI		8072.50	4.61	0.04	109.2	0.3	8.43	2.29	
VIII		8107.47	4.45	0.05	107.8	0.4	8.43	2.36	
VIII		8122.49	4.57	0.12	107.3	0.7	8.51	2.35	
IX		8143.49	4.09	0.08	105.7	0.5	8.45	2.40	
1991		IX	8147.55	3.81	0.15	107.1	1.1	8.42	2.34
	IX	8159.56	4.30	0.10	104.9	0.7	8.42	2.31	
	X	8167.40	3.52	0.09	104.5	0.7	8.40	2.36	
	I	8266.27	4.12	0.09	109.2	0.6	8.40	2.34	
	I	8280.28	4.50	0.07	109.9	0.5	8.38	2.27	
	II	8311.32	4.31	0.15	111.8	1.0	8.36	-	
	III	8342.44	4.28	0.10	111.5	0.7	8.19	2.30	
	VI	8431.51	4.64	0.13	111.4	0.8	8.71	2.26	
	IX	8501.52	4.38	0.12	108.7	0.8	8.76	2.29	
	IX	8502.44	4.06	0.06	111.5	0.5	8.72	2.33	
	IX	8512.57	5.54	0.04	109.3	0.3	8.75	2.37	
	IX	8518.53	4.80	0.11	110.5	0.7	8.74	2.32	
	IX	8526.46	4.86	0.04	109.8	0.3	8.69	2.29	
	1992	VI	8803.47	4.92	0.07	108.6	0.4	8.72	2.24
		VII	8808.48	4.94	0.10	109.6	0.6	8.71	2.37
VII		8815.49	4.97	0.14	110.7	0.8	8.64	2.35	
1997	VII	8825.49	4.71	0.07	109.4	0.4	8.57	2.28	
	I	10459.52	-	-	-	-	8.61	2.38	
	III	10522.33	4.28	0.22	109.0	1.5	8.76	2.34	
	IV	10555.34	-	-	-	-	8.67	2.42	
	IX	10693.50	4.73	0.15	112.1	0.9	8.60	2.43	

нередко обнаруживались значительные расхождения. Одной из причин этого является переменность звезд и недостаточная продолжительность наблюдений, по которым выводились средние значения. Даже в работе Дзервитис [1], где при выводе среднего для S Per использовалось до

Таблица 3

## РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИИ S Per В 1971г.

JD	$p_r$ %	$\theta$	$p_b$ %	$\theta$	$p_R$ %	$\theta$
2441209	7.0	132	7.7	127	5.6	136
38	-	-	7.0	133	4.9	133
39	6.7	132	-	-	5.0	136
52	-	-	7.4	136	-	-
79	6.3	131	-	-	5.4	136

восьюми определений блеска, получилось завышенное значение  $\bar{V} = 9^m.36$ , в то время как в 1987-1992гг. звезда показала амплитуду изменений блеска более трех звездных величин и среднее значение оказалось около  $10^m.0$ . При этом показатель  $B - V$  не изменялся значительно и его среднее значение оказалось  $+2^m.67$  - на уровне, приведенном в [1].

В каталоге ОКПЗ [3] сообщается, что в изменениях блеска S Per

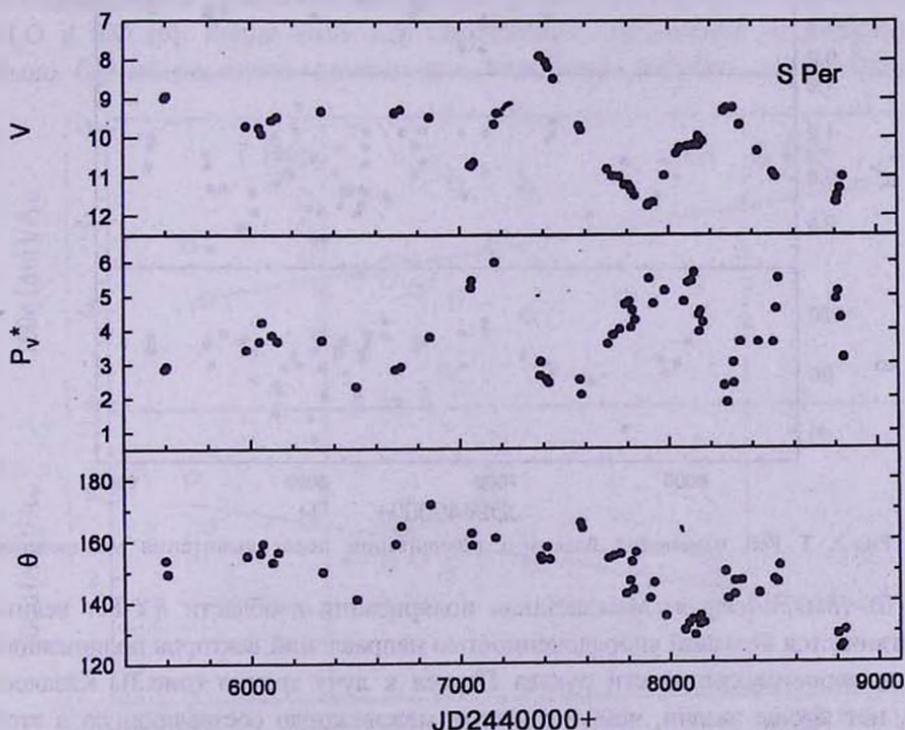


Рис.1. S Per: изменения блеска и параметров поляризации, освобожденной от межзвездной составляющей. Определения блеска, полученные Марсденом [4], приведены точками в области около JD244730.

накладываются два колебания с периодами  $810^d$  и  $916^d$ , каждое с амплитудой  $2^m.2$ . На время наших наблюдений, видимо, пришлось сложение амплитуд этих колебаний, так как одна из нисходящих ветвей кривой блеска составила  $3^m.8$ . Расстояние между минимумами блеска в это время было примерно 850 дней. Результаты наблюдений блеска, полученные Марсденом [4], вполне вписались в кривую блеска, построенную по нашим наблюдениям (рис.1).

В случае Т Рег увеличение количества наблюдений не привело к изменению средних значений блеска и показателя цвета по сравнению с указанными в [1], т.е.  $\bar{V} = 8^m.53$ ,  $(B-V) = 2^m.35$ . В ОКПЗ [3] для этой звезды указан период  $2430^d$ , а в предыдущем издании этого каталога приводились два периода:  $P_1 = 326^d$  и  $P_2 = 2800^d$ . Кривая блеска по нашим наблюдениям (рис.2) позволяет заметить, что  $300^d < P_1 < 400^d$ , а  $P_2$  - приблизительно  $2000^d$ . Амплитуда колебаний с периодом  $P_1$  составляет около  $0^m.4$ , а с  $P_2$  -  $0^m.6$ .

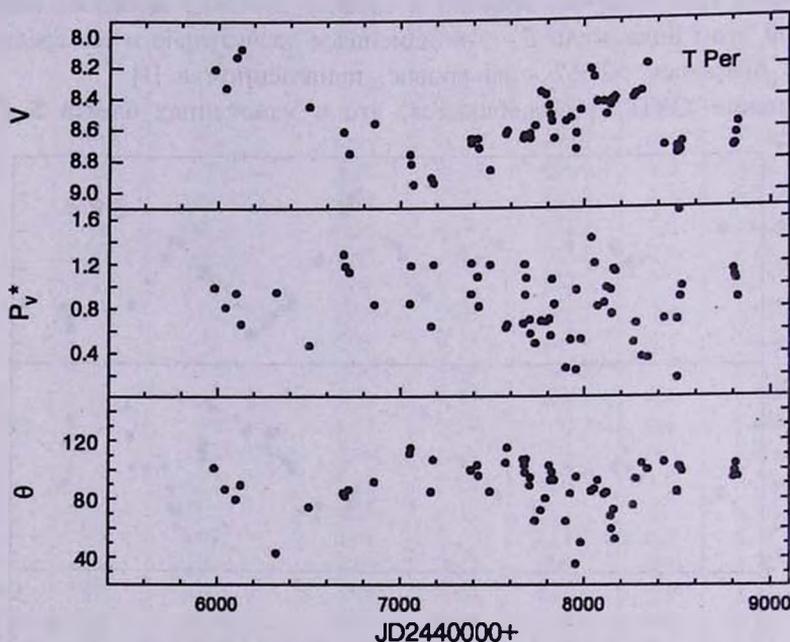


Рис.2. Т Рег: изменения блеска и поляризации после вычитания межзвездной

б) *Поляриметрия.* Межзвездная поляризация в области  $h\chi$  Рег велика и отличается большой упорядоченностью направлений векторов поляризации из-за перпендикулярности рукава Персея к лучу зрения (рис.3). Кажется бы, нет проще задачи, чем определить межзвездную составляющую в этой области. Но затруднения возникают из-за сильной запыленности рукава Персея и сложного распределения межзвездной материи в области

ассоциации как по полю, так и в глубь рукава [1,5]. Кроме того, S и T Персея, как M-сверхгиганты, имеют значительные околозвездные оболочки, особенно S Per, имеющая anomальное распределение энергии

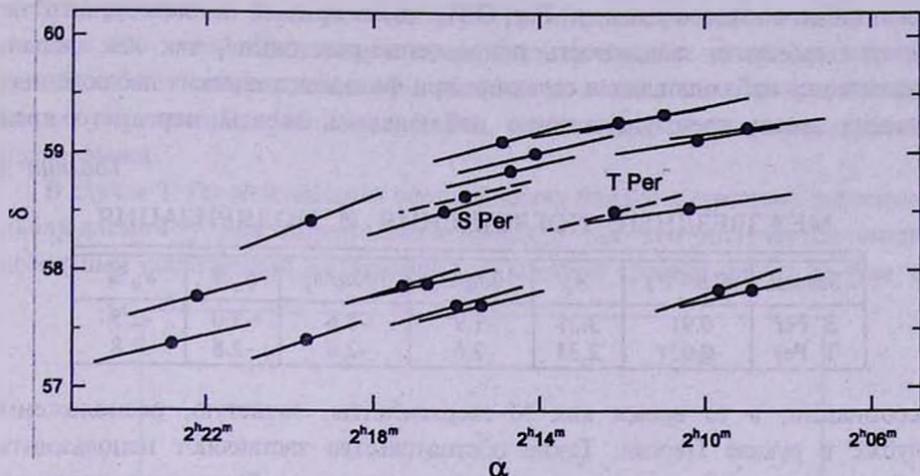


Рис.3. Поляризация голубых звезд в окрестностях S Per и T Per [7]. Межзвездные составляющие для этих двух звезд показаны пунктиром.

в инфракрасной области и обладающая радиоизлучением от молекул OH, H<sub>2</sub>O и SiO [6]. Ввиду этого для определения поглощения  $A_V$  желательно было бы использовать данные для окрестных голубых звезд. Однако

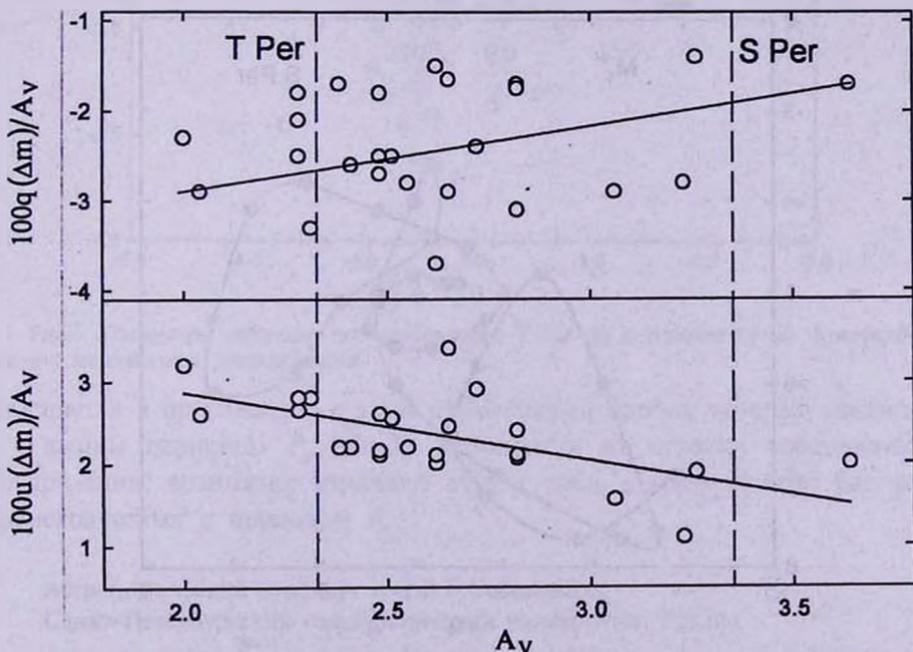


Рис.4. Поляризующая способность межзвездной материи в направлении на область S и T Персея.

диаграмма  $A_V - (V_0 - M)$ , построенная по 25 окрестным звездам из каталога Хильтнера [7], не выявила зависимости, позволяющей определить  $A_V$  по модулю расстояния. Дзервитис [1], проделавший подобную операцию в масштабах всей ассоциации Per OB1, тоже пришел к выводу, что не удастся выяснить зависимость покраснение-расстояние, так как сильно сказывается наблюдательная селекция при фотоэлектрических наблюдениях ранних звезд: преимущественно наблюдались звезды переднего края

Таблица 4

## МЕЖЗВЕЗДНЫЕ ПОГЛОЩЕНИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Звезда	$E(B - V)$	$A_V$	$100q/A_V$	$100u/A_V$	$q_M\%$	$u_M\%$
S Per	0.91	3.37	-1.9	-1.6	-3.0	-2.5
T Per	0.63	2.33	-2.6	-2.6	-2.8	-2.8

ассоциации, в то время как М-сверхгиганты, зачастую, расположены глубже в рукаве Персея. Такие обстоятельства заставляют использовать избытки цвета, полученные из сравнения средних наблюдаемых значений и нормальных показателей цвета, как и в работе Дзервитиса [1]. По этим же причинам графики зависимости поляризующей способности межзвездной материи от поглощения (рис.4) позволяют определить межзвездную поляризацию (табл.4) лишь с большой ошибкой, около 0.8%.

Собственная поляризация S Per показывает максимумы во время

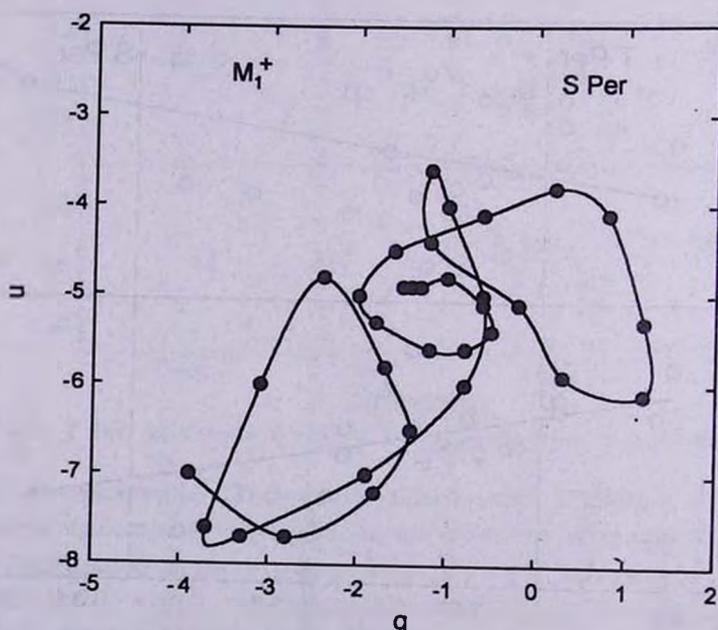


Рис.5. Изменения вектора поляризации S Per, полученные через равные промежутки времени по сглаженным кривым наблюдаемых изменений параметров  $q$  и  $u$ .

минимумов блеска (рис.1), что было видно и у наблюдаемой поляризации. Чтобы проследить за изменениями вектора поляризации у S Per, были построены графики изменений со временем наблюдаемых параметров  $q$  и  $u$ . Средние кривые были проведены от руки, с них сняты значения через каждые 100 дней. Полученная петлеобразная кривая на графике ( $q - u$ ) (рис.5) может свидетельствовать, например, о вращении вокруг звезды неких уплотнений в оболочке S Per, ответственных за возникновение поляризации.

В случае T Per межзвездная составляющая близка к среднему значению наблюдаемой у нее поляризации (рис.6), так что получается очень небольшая собственная поляризация, у которой среднее значение угла  $\theta$

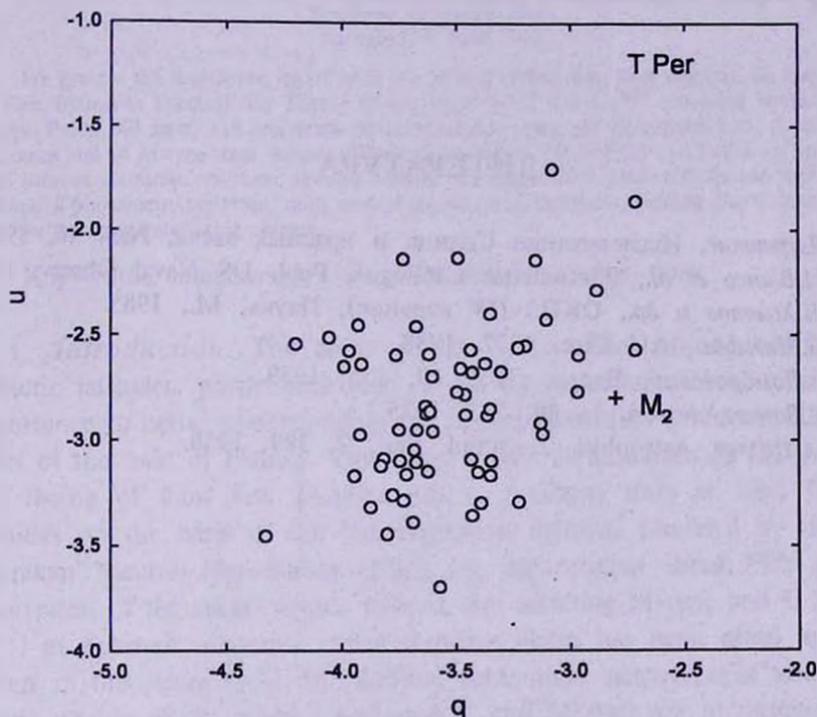


Рис.6. Параметры наблюдаемой поляризации T Per на диаграмме ( $q - u$ ). Крестиком указана межзвездная составляющая.

изменяется в противофазе с теми изменениями блеска, которые связаны с большим периодом  $P_2$  (рис.2). Изменения же степени собственной поляризации, возможно, отражают еще и связь с изменениями блеска, происходящими с периодом  $P_1$ .

THE POLARIZATION AND BRIGHTNESS  
VARIATIONS OF S PER AND T PER

T.A.POLYAKOVA

The photoelectric  $BV$  observations of the brightness and  $V$  observations of the polarization for S Per and T Per during eight years are given. The attempt has been made to separate interstellar polarization. The comparison of the variations of the brightness and intrinsic polarization of these stars has revealed some dependences between them.

Key words: *Polarization - stars:individual:S Per and T Per*

## ЛИТЕРАТУРА

1. У.Дзервигис, Исследование Солнца и красных звезд, №5, 46, 1976.
2. V.M.Blanco et al., Photometric Catalogue, Publ. US Naval Observ. 1970.
3. П.Н.Холопов и др., ОКПЗ (IV издание), Наука, М., 1985.
4. B.G.Marsden, IAU Circ. 4577, 1988.
5. В.А.Домбровский, Вестн. ЛГУ, 19, 135, 1959.
6. P.F.Bowers, Astron. J., 80, 513, 1975.
7. W.A.Hiltner, Astrophys. J. Suppl. Ser., 2, 389, 1956.

УДК: 524.316

FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. STARS OF LATE-SPECTRAL TYPES. XIV. Zone  $+13^{\circ} \leq \delta \leq +33^{\circ}$ K.S.GIGOYAN<sup>1</sup>, H.V.ABRAHAMYAN<sup>1</sup>, M.AZZOPARDI<sup>2</sup>,  
N.MAURON<sup>3</sup>, D.RUSSEIL<sup>2</sup>, P.SINAMYAN<sup>1</sup>

Received 12 March 2003

Accepted 16 June 2003

We present the fourteenth list of faint late M and carbon type stars detected on the plates of the First Byurakan Spectral Sky Survey in the zone  $+13^{\circ} \leq \delta \leq +33^{\circ}$  covering about 4736 sq. degrees. From 260 stars, 118 are newly detected objects: they are 19 carbon stars, 5 carbon star candidates and 94 M-type stars. Among 118 detected objects 73( 57 PSC + 16 FSC ) are unclassified IRAS sources. Accurate positions, spectral classes, red magnitudes, color indices and near-infrared *J*, *H* and *K* photometry are given, using several astronomical databases. Finding charts from DSS are given for the most interesting objects.

Key words: *stars:survey - stars:classification:carbon stars*

1. *Introduction.* The study of the faint stellar populations at high Galactic latitudes, particularly stars of the late spectral classes, is of prime importance to better understanding the Galaxy formation problems and properties of the halo of Galaxy. This paper is the continuation of the detection and listing of faint late M-type and C (carbon) stars at high Galactic latitudes on the basis of the low-dispersion material provided by the First Byurakan Spectral Sky Survey (FBS) [1]. Information about FBS and the description of the spectroscopic criteria for selecting M-type and C stars on the 1-m Schmidt telescope objective-prism plates has been given in earlier papers in this series [2,3]. In addition, subsequent spectroscopic and photometric studies of the newly discovered C and M stars are in progress [4,5].

2. *Previous surveys and investigations.* The main works devoted to the faint C and M stars studied at high Galactic latitudes are appeared in last decade and were reviewed in our paper [6] of the present series. We would like to briefly recall that before 1990's these objects were mostly provided by the Case-Western [7] and University Michigan [8] surveys. Subsequent spectroscopic and photometric investigations were reported then by various authors for C stars [9-12] found by the Case and Michigan surveys, and also for faint M-type stars [13,14] discovered by Stephenson's extensive search at the Warner and Swasey observatory [15].

Near-infrared photometry in combination with IRAS colors used by authors

[16-18] allowed to select C and M-type stars. IRAS Low-Resolution Spectra (LRS) in wavelength range 7-23 microns of unidentified infrared sources also allowed the detection of additional late-type stars [19-21].

In the past few years a growing number of faint high-latitude carbon stars (FHLC) have been discovered. For instance the APM survey by Irwin and Totten [22] resulted in the identification of 28 faint C stars selected through red  $B-R$  indices and confirmed spectroscopically. Recently, Christlieb et al. [23] presented a list of ~400 new faint C stars at high latitudes, selected automatically on the Hamburg/ESO Schmidt telescope plates. A few faint Galactic latitude C stars were serendipitously identified [24-28]. Last studies led to discovery of the first few dwarf C stars found at high latitudes [29].

More recently, the list of the 39 extremely distant FHLC stars have been presented by Margon et al. [30] on the base of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) commissioning data. The selection of faint AGB (Asymptotic Giant Branch) cool stars in the Galactic Halo from a Two Micron All Sky Survey (2MASS [31]) database is in progress [32].

3. *Photographic material.* In this paper we present the results of search for five zones FBS:

a) zone  $+13^\circ \leq \delta \leq +17^\circ$ ,  $00^h00^m \leq \alpha \leq 03^h40^m$ ,  $07^h50^m \leq \alpha \leq 16^h40^m$  and  $21^h10^m \leq \alpha \leq 24^h00^m$ .

b) zone  $+17^\circ \leq \delta \leq +21^\circ$ ,  $00^h00^m \leq \alpha \leq 03^h20^m$ ,  $07^h20^m \leq \alpha \leq 18^h15^m$  and  $22^h00^m \leq \alpha \leq 24^h00^m$ .

c) zone  $+21^\circ \leq \delta \leq +25^\circ$ ,  $00^h00^m \leq \alpha \leq 03^h55^m$ ,  $07^h00^m \leq \alpha \leq 18^h20^m$  and  $22^h30^m \leq \alpha \leq 24^h00^m$ .

d) zone  $+25^\circ \leq \delta \leq +29^\circ$ ,  $00^h00^m \leq \alpha \leq 03^h00^m$ ,  $07^h00^m \leq \alpha \leq 19^h30^m$  and  $22^h40^m \leq \alpha \leq 24^h00^m$ .

e) zone  $+29^\circ \leq \delta \leq +33^\circ$ ,  $00^h00^m \leq \alpha \leq 02^h50^m$ ,  $07^h00^m \leq \alpha \leq 18^h20^m$  and  $21^h45^m \leq \alpha \leq 24^h00^m$ .

Five zones ( $+13^\circ \leq \delta \leq +33^\circ$ ) corresponded to about 4736 sq. deg. and covered 296  $4^\circ \times 4^\circ$  fields have been surveyed. From 1967 to 1980 530 photographic plates (Kodak IIF, IIfA and IIF (baked)) have been obtained by Markarian and collaborators. This photographic material was scrutinized three times in order to identify C and M stars.

4. *Late-type star identification.* The survey resulted in the identification of 260 objects, showing the spectral characteristics of very red stars, including 215 M-type stars, 38 C stars plus 5 C star candidates and 2 S type stars. Identifications and cross-identifications of these objects have been made using SIMBAD astronomical database at the CDS (<http://simbad.u-strasbg.fr>). For this purpose we selected on the Palomar Atlas a circular area of 3 arcmin radius with the nominal position of each object as center.

215 of these 260 very red star candidates appear in various catalogues [33-38]. Among them 73 objects are unclassified IRAS [39,40] sources. The data of the 45 stars are not contained in existing catalogues.

For 73 FBS stars identified as infrared sources, using SIMBAD database, a cross-identification with IRAS Faint Source Catalogue [40] sources was repeated. For this purpose we took advantage of remote access, over the Internet, to the XCATSCAN program for automatic IRAS source identification provided by the Infrared Processing and Analysis Center (IPAC) at Pasadena. This led us to generate  $4' \times 4'$  field sky maps showing the positional uncertainty ellipse for the nearest IRAS FSC object at the nominal position of each FBS star as center. Comparison with visual sources provided the Palomar Digital Sky Survey (DSS) (<http://skyview.gsfc.nasa.gov/>) resulted in a cross-identification for all 73 FBS red stars. Note that 57 of them belong to the IRAS Point Source Catalogue [39] while the 16 remaining stars are IRAS Faint Source Catalogue [40] sources only. More specifically, identifications of detected faint FBS red stars with the IRAS FSC sources by help of XCATSCAN program are described in last two papers of the present series [3,6].

5. *The fourteenth list of red stars.* Data for the 118 newly discovered objects in the aforementioned five zones covered by the FBS plates are gathered in Table 1, successive column of which presents:

Column 1: Running list number, column 2: FBS designation, column 3, 4: Equatorial coordinates for J2000.0 determined using POSS images in combination with the USNO - A2.0 catalogue [41], column 5: Rough spectral subtype estimated from the visual inspection of the object spectral features displayed by our low-dispersion objective-prism plates, column 6, 7: The  $R$  magnitude and  $B-R$  color index as given in the USNO - A2.0 catalogue [41], column 8: Cross-identification with IRAS PSC [39] and FSC [40] catalogue number, if any.

When necessary, notes on individual stars are given at the end of Table 1. We give finding charts, extracted from the DSS for all new C stars, C star candidates and other more interesting stars listed in Table 1.

Table 1

## THE LIST OF THE NEW M AND C STARS

No	FBS Number	Coordinates		Spec. Type	$R$ mag.	$B-R$ color	IRAS PSC and FSC Identifications
		$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$				
1	2	3	4	5	6	7	8
1	0004+309	00 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 12.9 <sup>s</sup>	+31°15'26"	M5-M6	10.6	2.9	PSC 00045+3058
2	0014+326	00 17 24.4	+32 52 41	M7-M8	10.2	2.5	PSC 00148+3236
3	0018+213	00 21 33.4	+21 35 26	C (R)	9.3	1.6	
4	0029+235	00 31 47.8	+23 51 13	C (R)?	14.1	2.0	
5	0041+204	00 43 56.5	+20 45 18	M7-M8	12.9	1.8	PSC 00413+2028

Table 1 (continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
6	0042+149	00 45 04.2	+15 10 12	M4-M5	12.3	3.0	PSC 00424+1453
7	0045+267	00 48 20.8	+27 03 26	M8-M9	13.7	2.6	PSC 00456+2647
8	0048+319	00 51 19.4	+32 16 02	M7-M8	12.6	2.3	
9	0101+285	01 03 47.3	+28 47 38	M5-M6	12.8	2.6	
10	0125+282	01 28 05.0	+28 31 34	M5-M6	10.9	2.5	PSC 01253+2816
11	0138 276	01 41 14.2	+27 54 40	M7-M8	11.7	2.7	FSC 01384+2739
12	0155+223	01 58 14.0	+22 34 11	M6-M7	12.2	2.0	
13	0212+239	02 15 06.5	+24 13 07	M6-M7	13.2	2.2	FSC 02122+2359
14	0232+258	02 35 41.5	+26 03 03	M6-M7	12.3	2.9	PSC 02327+2549
15	0237+225	02 40 13.7	+22 43 46	M7-M8	13.2	2.7	PSC 02373+2230
16	0240+218	02 43 16.4	+22 03 35	M8-M9	12.4	3.3	PSC 02404+2150
17	0250+167	02 52 53.7	+16 54 40	M7-M8	---	---	
18	0304+181	03 06 58.7	+18 20 44	M4-M5	10.7	2.7	PSC 03041+1809
19	0304+210	03 07 05.8	+21 14 11	M6-M7	11.9	2.7	PSC 03042+2102
20	0315+215	03 18 09.7	+21 43 53	M7-M8	12.5	3.5	PSC 03152+2133
21	0318+238	03 21 16.2	+23 58 51	C (R)	10.7	1.7	
22	0318+154	03 21 46.1	+15 36 13	M8-M9	17.5	0.8	
23	0324+236	03 27 07.7	+23 48 47	C (R)?	13.7	2.0	
24	0328+232	03 31 13.1	+23 22 59	M4-M5	11.9	2.9	
25	0331+229	03 34 13.4	+23 04 09	M5-M6	12.7	3.5	PSC 03311+2253
26	0703+211	07 06 45.5	+21 03 23	M5-M6	12.4	1.3	
27	0704+243	07 07 35.9	+24 13 20	M8-M9	18.6	0.5	PSC 07045+2418
28	0707+270	07 10 47.9	+26 59 02	C (N)	11.3	7.2	PSC 07076+2704
29	0707+310	07 10 48.3	+30 55 46	C (N)	11.0	4.7	
30	0709+232	07 12 20.9	+23 07 17	M6-M7	11.9	3.3	PSC 07093+2312
31	0727+227	07 30 31.5	+22 36 56	M4-M5	12.4	2.7	PSC 07275+2242
32	0729+269	07 32 32.7	+26 47 16	C (N)	11.7	2.6	
33	0731+274	07 34 23.9	+27 19 11	C (N)	12.0	4.4	
34	0756+234	07 59 35.8	+23 20 41	C (R)?	12.3	2.5	
35	0826+185	08 29 15.1	+18 23 07	C (N)?	11.3	3.8	FSC 02863+1833
36	0904+213	09 07 12.0	+21 08 52	C (R)	11.6	2.1	
37	0910+197	09 13 31.8	+19 34 22	M7-M8	11.4	4.6	
38	0930+252	09 33 06.5	+25 03 45	M6-M7	12.1	2.5	PSC 09302+2517
39	1043+213	10 46 05.8	+21 02 26	C (R)	11.2	2.3	
40	1043+253	10 46 38.6	+25 03 06	C (R)	13.1	1.8	
41	1116+243	11 19 29.4	+24 05 08	M8-M9	---	---	
42	1440+263	14 42 48.4	+26 10 31	C (R)	12.4	2.6	
43	1516+151	15 18 40.2	+14 59 03	C (N)	11.1	3.8	
44	1612+262	16 15 03.4	+26 07 50	C (R)	13.1	2.2	
45	1615+188	16 17 34.8	+18 44 31	M3-M4	13.1	2.1	
46	1619+160	16 21 29.3	+15 52 57	C (R)	11.8	2.5	
47	1712+227	17 14 28.6	+22 39 41	M5-M6	11.4	2.5	PSC 17123+2243
48	1715+172	17 17 29.2	+17 13 57	C (R)	12.2	2.7	
49	1717+181	17 19 34.0	+18 07 09	M7-M8	12.2	2.8	PSC 17173+1810
50	1725+196	17 27 35.2	+19 36 05	M6-M7	12.2	2.1	PSC 17254+1938
51	1728+216	17 30 53.7	+21 38 41	C (R)	11.1	1.9	
52	1728+210	17 30 54.1	+21 02 01	M6-M7	12.8	2.0	FSC 17287+2104
53	1740+230	17 42 52.7	+23 00 58	M6-M7	12.5	3.0	PSC 17407+2302
54	1740+196	17 42 54.4	+19 38 09	M4-M5	12.5	2.3	
55	1742+190	17 44 34.1	+19 00 38	M4-M5	12.8	2.7	

Table 1 (continued)

1	2	3	4	5	6	7	8
56	1743+294	17 45 44.9	+29 27 36	M6-M7	12.1	2.5	PSC 17438+2928
57	1745+239	17 47 52.6	+23 56 15	M5-M6	12.5	2.7	PSC 17458+2357
58	1745+200	17 48 05.2	+20 00 26	M4-M5	12.9	2.6	
59	1748+325	17 50 28.7	+32 30 47	M4-M5	12.4	1.5	FSC 17486+3231
60	1749+327	17 51 04.3	+32 42 56	M3-M4	11.0	2.0	FSC 17492+3243
61	1751+266	17 53 38.5	+26 39 25	M4-M5	11.4	3.0	PSC 17516+2639
62	1752+253	17 54 05.1	+25 22 40	M5-M6	12.3	2.6	FSC 17520+2523
63	1752+174	17 54 12.3	+17 28 55	M4-M5	11.7	3.8	
64	1753+218	17 55 10.3	+21 49 57	M7-M8	16.2	1.9	
65	1753+251	17 55 10.4	+25 06 17	M7-M8	12.5	3.1	PSC 17531+2506
66	1753+186	17 55 14.9	+18 40 07	M7-M8	11.8	2.6	PSC 17530+1840
67	1754+259	17 56 48.3	+25 54 22	M6-M7	11.6	2.0	FSC 17547+2554
68	1756+319	17 58 13.4	+31 55 10	M4-M5	11.4	2.5	PSC 17563+3155
69	1756+226	17 58 15.6	+22 35 51	C (N)	12.0	3.7	
70	1800+212	18 02 24.7	+21 15 47	M6-M7	12.2	2.5	PSC 18002+2115
71	1800+232	18 03 00.9	+23 14 34	M6-M7	12.9	2.8	FSC 18009+2314
72	1803+289	18 05 29.9	+23 58 38	M4-M5	12.2	2.1	FSC 18034+2358
73	1804+218	18 06 17.6	+21 53 21	M5-M6	11.9	2.3	FSC 18041+2152
74	1804+272	18 07 00.5	+27 17 39	M5-M6	16.7	1.3	PSC 18050+2717
75	1805+270	18 07 09.5	+27 05 47	M5-M6	12.3	2.7	FSC 18051+2705
76	1805+240	18 07 33.5	+24 03 55	M4-M5	11.3	1.9	PSC 18054+2403
77	1806+282	18 08 06.3	+28 17 36	M7-M8	12.6	3.5	PSC 18061+2817
78	1806+221	18 09 05.1	+22 07 41	M8-M9	12.5	2.2	PSC 18069+2207
79	1807+273	18 09 30.8	+27 20 54	M6-M7	12.7	3.2	PSC 18074+2720
80	1808+313	18 09 54.7	+31 21 46	M5-M6	12.6	2.8	PSC 18080+3121
81	1809+220	18 11 23.1	+22 04 16	M5-M6	11.9	1.8	PSC 18092+2203
82	1810+220	18 12 18.8	+22 04 52	M5-M6	12.2	2.4	FSC 18102+2204
83	1812+292	18 14 53.4	+29 16 34	M5-M6	11.8	2.7	FSC 18129+2915
84	1813+230	18 15 29.4	+23 03 07	M4-M5	10.5	3.3	PSC 18134+2302
85	1813+282	18 15 30.7	+28 15 27	M4-M5	11.7	2.4	PSC 18135+2814
86	1813+244	18 15 43.1	+24 25 46	M6-M7	12.9	3.2	PSC 18136+2424
87	1814+242	18 16 17.0	+24 14 14	M4-M5	12.6	1.1	
88	1814+223	18 16 55.0	+22 23 31	M6-M7	13.2	1.9	
89	1815+283	18 17 04.0	+28 23 42	M5-M6	12.3	2.7	PSC 18151+2822
90	1821+324	18 22 55.6	+32 31 12	M5-M6	11.4	3.1	PSC 18210+3229
91	1822+288	18 24 44.3	+28 52 13	M5-M6	12.0	3.5	PSC 18227+2850
92	1822+321	18 24 45.7	+32 12 37	M5-M6	11.0	3.4	PSC 18228+3210
93	1825+272	18 27 10.1	+27 14 38	C (R)	12.1	1.5	
94	2114+140	21 16 34.6	+14 17 21	M2-M3	11.0	3.4	PSC 21141+1404
95	2122+137	21 25 19.0	+13 58 32	M7-M8	12.2	2.4	FSC 21229+1345
96	2123+158	21 25 44.0	+16 02 11	M6-M7	11.8	2.5	
97	2127+165	21 29 47.4	+16 46 38	M5-M6	13.0	2.2	
98	2134+138	21 37 11.0	+14 01 06	M6-M7	13.1	2.8	
99	2158+197	22 01 17.4	+20 01 49	C (R)	12.5	1.5	
100	2159+182	22 02 09.3	+18 31 04	M7-M8	10.9	3.6	
101	2203+198	22 05 43.8	+20 08 08	C (R)	13.2	1.9	
102	2205+185	22 07 48.0	+18 44 44	M4-M5	11.9	2.2	
103	2207+185	22 09 55.8	+18 47 55	M7-M8	10.4	3.5	
104	2218+324	22 20 21.6	+32 42 48	M6-M7	12.5	0.5	
105	2219+135	22 21 58.1	+13 46 38	M7-M8	14.4	3.2	

Table 1 (the end)

1	2	3	4	5	6	7	8
106	2235+301	22 37 34.8	+30 22 34	M4-M5	11.8	2.6	PSC 22352+3006
107	2238+193	22 41 17.0	+19 36 01	C (R)?	13.2	1.9	
108	2251+223	22 54 12.0	+22 39 35	M8-M9	11.3	3.5	PSC 22517+2223
109	2305+235	23 07 36.3	+23 46 56	M8-M9	14.1	2.9	PSC 23051+2330
110	2305+290	23 07 48.1	+29 17 56	M5-M6	14.3	2.9	PSC 23053+2901
111	2309+280	23 12 24.5	+28 17 03	M4-M5	12.3	2.5	PSC 23099+2800
112	2338+195	23 31 06.5	+19 49 03	M4-M5	11.1	3.1	PSC 23285+1932
113	2338+247	23 40 49.0	+25 02 35	M8-M9	12.4	2.2	PSC 23383+2445
114	2340+172	23 42 56.4	+17 30 25	M7-M8	11.5	2.8	PSC 23404+1713
115	2343+301	23 46 17.1	+30 24 47	M5-M6	12.5	2.4	PSC 23437+3008
116	2348+230	23 50 42.0	+23 19 41	M8-M9	14.3	2.2	FSC 23481+2303
117	2349+181	23 52 08.2	+18 25 00	M4-M5	11.2	2.8	PSC 23496+1808
118	2354+238	23 57 27.4	+24 07 31	M6-M7	11.7	2.0	PSC 23548+2350

## Notes to Table 1

- 0250-167 Object is not seen on Palomar Atlas E and O charts, approximate coordinates are provided and assumed position is shown on the DSS finding chart. The USNO - A2.0 [41] catalogue contained no data for this object. A possible Mira type variable star.
- 0318+154 A possible binary system.
- 0704+243 IRAS Low-Resolution Spectra (LRS) classification 29 [39] indicate a presence of the dust shell around this object. Probable, binary system.
- 0707+270 A large  $B-R$  (7.2) colour index indicates a possible existence of a dense gas-dust shell around this object.
- 1116+243 Object is not seen on Palomar Atlas E and O charts, consequently, approximate coordinates are provided and assumed position is shown on the DSS finding charts. The USNO - A2.0 [41] catalogue contained no data for this object. A possible Mira type variable star.
- 1619+160 A star of R0 - R1 subtype.
- 1728+210 ROTSE1 J173053.98 + 210200.4 [42].
- 1740+230 ROTSE1 J174252.68 + 230104.4 [42].
- 1743+294 ROTSE1 J174544.94 + 292733.0 [42].
- 1749+327 ROTSE1 J175104.11 + 324256.9 [42].
- 1751+266 ROTSE1 J175338.23 + 263922.9 [42].
- 1753+186 In IRAS PSC [39] catalogue this object has identification with source SSC 17530+1840.
- 1754+259 ROTSE1 J175648.63 + 255417.7 [42].
- 1800+232 ROTSE1 J180300.95 + 231437.7 [42].
- 1804+272 A probable binary system.
- 1807+273 In IRAS PSC [39] catalogue this object has identification with source SSC 18074+2720.
- 1808+313 ROTSE1 J180955.10 + 312147.2 [42].
- 1812+292 ROTSE1 J181453.28 + 291633.9 [42].
- 1813+244 ROTSE1 J181543.02 + 242549.0 [42].
- 1815+283 ROTSE1 J181704.17 + 282343.1 [42].
- 1821+324 ROTSE1 J182255.58 + 323115.1 [42].
- 1822+288 ROTSE1 J182444.17 + 285214.7 [42].
- 2218+324 A probable binary system.
- 2338+247 A probable binary system.
- 2348+230 IRXS J235048.1 + 231939 [43].

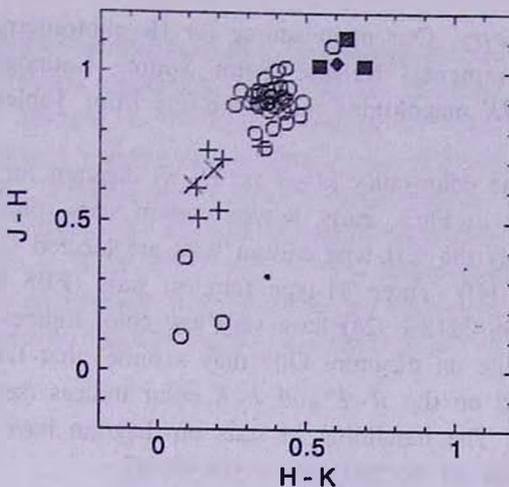


Fig.1. The color-color ( $J-H$  vs.  $H-K$ ) diagram for 55 FBS red stars. Symbols represents: circles - M-type stars, plus sign - C(R) stars, crosses - C(R)? stars, filled squares - C(N) stars, lozanges - C(N)? stars.

Table 2

IR DATA FOR 55 FBS STARS

FBS Number	$J$ mag.	$J-H$ mag.	$H-K$ mag.	FBS Number	$J$ mag.	$J-H$ mag.	$H-K$ mag.
0018+213	7.827	0.507	0.134	1752+174	7.574	0.898	0.363
0029+235	12.537	0.620	0.115	1754+259	7.900	0.797	0.327
0041+204	6.816	0.921	0.382	1756+319	7.855	0.935	0.356
0048+319	9.334	0.938	0.277	1803+289	7.855	0.935	0.356
0101+285	8.293	0.890	0.388	1804+218	7.537	0.921	0.379
0155+223	5.999	0.920	0.420	1808+313	7.242	0.814	0.387
0212+239	8.022	0.942	0.370	1812+292	7.265	0.896	0.333
0237+225	6.728	0.953	0.412	1813+282	6.973	0.937	0.336
0304+210	6.186	0.977	0.359	1813+244	6.378	0.910	0.431
0318+238	8.529	0.535	0.204	1814+242	11.497	0.112	0.076
0318+154	16.109	0.161	0.216	1814+223	8.046	0.918	0.365
0328+232	8.082	1.007	0.403	1821+324	6.567	0.948	0.411
0331+229	6.740	1.016	0.429	1822+288	5.993	0.949	0.441
0707+310	8.156	1.022	0.546	1822+321	6.073	0.944	0.389
0709+232	6.958	0.919	0.392	2122+137	7.381	0.896	0.366
0727+227	6.966	0.834	0.433	2123+158	8.169	0.746	0.361
0729+269	9.851	1.022	0.696	2127+165	8.286	0.921	0.318
0731+274	9.286	1.117	0.637	2203+198	11.202	0.707	0.217
0826+185	8.727	1.033	0.604	2218+324	11.233	0.377	0.091
0910+197	9.043	1.090	0.590	2235+301	6.647	0.902	0.348
0930+252	6.650	0.886	0.394	2238+193	10.498	0.671	0.186
1043+213	9.381	0.738	0.167	2305+290	7.100	0.904	0.489
1615+188	10.041	0.889	0.256	2309+280	6.780	0.898	0.369
1619+160	9.934	0.752	0.347	2340+172	6.188	0.901	0.416
1715+172	10.721	0.611	0.128	2348+230	8.484	0.858	0.478
1717+181	5.660	0.867	0.424	2349+181	5.964	0.899	0.309
1748+325	8.349	0.872	0.371	2354+238	6.570	0.890	0.441
1749+327	7.327	0.923	0.339				

6. *IR-Photometry.* Our main source for IR-photometry is the 2MASS in its Second Incremental Release Point Source Catalogue (PSC) [31], which provided *JHK* magnitudes for 55 objects from Table 1. The data are listed in Table 2.

Fig.1 displays the color-color (*J-H* vs. *H-K*) diagram for objects Table 2.

As can be seen in Fig.1, early R-type carbon stars (plus sign) occupy a region, where usually the CH-type carbon stars are located (see, for example, Fig.5a, b of paper [4]). Three M-type (circles) stars (FBS 0318 + 154, FBS 1814 + 242, and FBS 2218 + 324) have very low color indices and are located on the lower-left side on diagram. One may assume, that these three objects are M-dwarfs, based on the *R-K* and *J-K* color indices (see, for details the Fig.4 of paper [5]). The remaining M stars on diagram have *J-H* and *H-K* color indices, similar to normal giants [14,44-46].

7. *Conclusion.* In the  $FBS +13^\circ \leq \delta \leq +33^\circ$  zone we have identified 260 red stars, 118 of which are newly discovered objects: they are 19 carbon stars, 5 carbon star candidates and 94 M-type stars. 73 are cross-identified with unclassified IRAS point sources. The lack of optical counterpart on Palomar E and O maps for two stars (FBS 0250+167 and FBS 1116+243) indicates a large brightness variability of these objects, making them bona fide long-period Mira candidates.

*Acknowledgement.* K.S.G. is grateful to the CNRS for making possible his visit to Observatoire de Marseille and Universite de Montpellier, France.

<sup>1</sup> V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am

<sup>2</sup> IAM, Observatoire de Marseille, France

<sup>3</sup> Groupe d'Astrophysique, CNRS & Universite De Montpellier, France

## ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. XIV. ПОЛОСА $+13^\circ \leq \delta \leq +33^\circ$

К.С.ГИГОЯН<sup>1</sup>, Г.В.АБРАМЯН<sup>1</sup>, М.АЗЗОПАРДИ<sup>2</sup>, Н.МАУРОН<sup>3</sup>,  
Д.РУССЕЙ<sup>2</sup>, П.СИНАМЯН<sup>1</sup>

Приводится четырнадцатый список слабых углеродных и М-звезд, выявленных на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба в полосе  $+13^\circ \leq \delta \leq +33^\circ$  с площадью около 4736 кв. градусов на

высоких Галактических широтах. Из 260 отобранных звезд 118 обнаружены впервые. 19 объектов являются углеродными звездами, 5 - кандидатами в углеродные звезды и 94 звезд класса М. Из 118 объектов 73 идентифицированы с неизвестными точечными источниками IRAS, причем 57 являются PSC-источниками, а 16 FSC-источниками. Приводятся точные координаты, спектральные классы, звездные величины в красном цвете, показатели цветов, а также *J*, *H*, *K* ИК-фотометрия, для чего были использованы современные астрономические базы данных. Для наиболее интересных объектов даются карты отождествления из DSS.

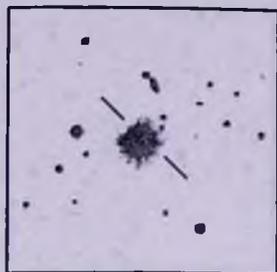
## REFERENCES

1. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian*, *Astrofizika*, **17**, 619, 1981.
2. *H.V.Abrahamian, K.S.Gigoyan*, *Astrofizika*, **31**, 601, 1989; **38**, 212, 1995.
3. *K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil*, *Astrofizika*, **44**, 111, 2001.
4. *K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **371**, 560, 2001.
5. *K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi*, *Astrofizika*, **46**, 259, 2003.
6. *K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil*, *Astrofizika*, **44**, 405, 2001; **45**, 397, 2002.
7. *N.Sanduleak, P.Pesh*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **66**, 387, 1988.
8. *G.MacAlpine, D.Lewis*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **36**, 587, 1978.
9. *J.R.Mould, D.P.Schneider, G.A.Gordon et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **97**, 130, 1985.
10. *P.J.Green, B.Margon*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **102**, 1372, 1990.
11. *G.Bothun, J.H.Elias, G.MacAlpine et al.*, *Astron. J.*, **101**, 2220, 1991.
12. *R.R.Joyce*, *Astron. J.*, **115**, 2059, 1998.
13. *M.W.Feast, P.A.Whitelock, B.S.Carter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **247**, 227, 1990.
14. *R.M.Sharples, P.A.Whitelock, M.W.Feast*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **272**, 139, 1995.
15. *C.B.Stephenson*, *Astron. J.*, **301**, 927, 1986.
16. *F.Guglielmo, N.Epchtein, T. Le Bertre et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **99**, 31, 1993.
17. *F.Guglielmo, N.Epchtein, F.Arditti et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **122**, 489, 1997.
18. *F.Guglielmo, T. Le Bertre, N.Epchtein*, *Astron. Astrophys.*, **33**, 609, 1998.
19. *K.Volk, M.Cohen*, *Astron. J.*, **98**, 931, 1989.
20. *K.Volk, S.Kwok, R.E.Stencel et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **77**, 607, 1991.

21. *S.Kwok, K.Volk, W.Bidelman*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **112**, 557, 1997.
22. *E.J.Totten, M.J.Irwin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **294**, 1, 1998.
23. *N.Christlieb, P.J.Green, L.Wisotzki et al.*, *Astron. Astrophys.*, **375**, 366, 2001.
24. *B.Margon, M.Aaronson, J.Liebert et al.*, *Astron. J.*, **89**, 274, 1984.
25. *N.Sanduleak, P.Pesch*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **94**, 274, 1984.
26. *R.M.Cutri, F.J.Low, S.G.Kleinmann et al.*, *Astron. J.*, **97**, 866, 1989.
27. *M.A.Groenewegen, R.D.Outmijer, H.G.Ludwig*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **292**, 626, 1997.
28. *J.W.Moody, S.A.Gregory, M.S.Soukup et al.*, *Astron. J.*, **113**, 1022, 1997.
29. *E.W.Deutsch*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **106**, 1134, 1994.
30. *B.Margon, S.F.Anderson, H.C.Harris et al.*, *Astron. J.*, **124**, 1651, 2002.
31. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis*, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.  
(The IPAC extinction Web calculator is [www.ipac.caltech.edu/forms/calculator.html](http://www.ipac.caltech.edu/forms/calculator.html)).
32. *T.R.Kendall, N.Mauron, M.Azzopardi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **403**, 929, 2003.
33. *A.Alksnis, A.Balklavs, U.Dzervitis et al.*, *General Catalog Of Galactic Carbon Stars by Stephenson. Third Edition, Baltic Astronomy*, **10**, №1/2, 2001.
34. *B.V.Kukarkin, P.N.Kholopov, N.M.Artyukhina et al.*, *A New Catalog of Stars Suspected of Light Variability (in Russian)*, Nauka, Moscow, 1982.
35. *P.N.Kholopov, R.N.Samus, V.P.Goranskii et al.*, *General Catalog of Variable Stars (in Russian)*, Vols. 1 and 2, Nauka, Moscow, 1985; Vol. 3, Nauka, Moscow, 1987.
36. *H.M.Giclas, R.Burnham, N.G.Thomas*, *Lowell Observ. Bull.*, **8**, №4, 1978; **8**, №5, 1979.
37. *G.Neugebauer, R.Leighton*, *Two-Micron Sky Survey. A Preliminary Catalog*. Washington: NASA Spec. Publ. №3047, 1969.
38. *C.B.Stephenson*, *A general Catalogue of Galactic S Stars*, Publ. Warner and Swasey, v.3, №1, 1984.
39. *IRAS Point Source Catalog. On The Optical Disk. (Sel. Astron. Catalogs)*. Supplied by NASA, Vol. 2, 1991.
40. *IRAS Faint Source Catalog.  $I_{\text{b}} > 10^{\circ}$ . On The Optical Disk. (Sel. Astron. Catalogs)*. Supplied by NASA, Vol. 2, 1989.
41. *D.Monet, B.Canzain, C.Dahn et al.*, *The PMM USNO - A2.0 Catalog*, U.S. Naval Observatory and Univ. Space Research Association, 1998.
42. *C.Akelof, S.Amrose, R.Balsano et al.*, *Astron. J.*, **119**, 1901, 2000.
43. *W.Voges, B.Aschenbach, Th.Boller et al.*, *Astron. Astrophys.*, **349**, 389, 1999.
44. *C.A.Beichman, T.Chester, F.G.Gillett et al.*, *Astron. J.*, **99**, 1569, 1990.
45. *M.W.Feast, P.A.Whitelock, B.S.Carter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **247**, 227, 1990.
46. *P.Whitelock, J.Menzies, M.Feast et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **267**, 711, 1994.

## FINDER CHARTS FOR FBS RED STARS

(North is Up, East is Left, 5' x 5')



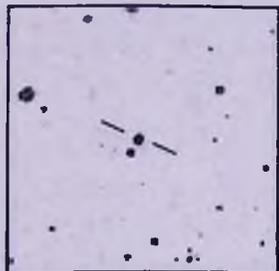
0018+213



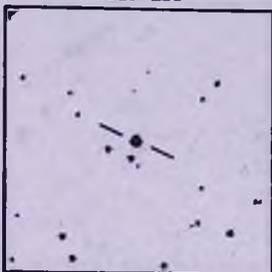
0029+235



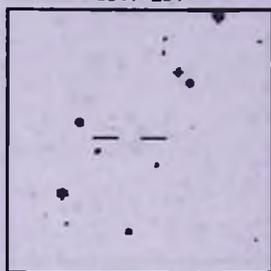
0041+204



0045+267



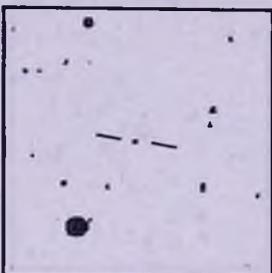
0240+218



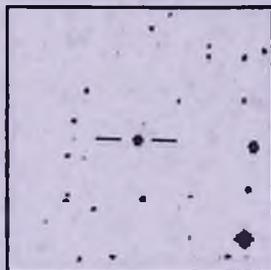
0250+167



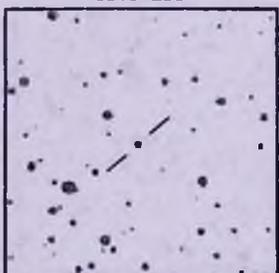
0318+238



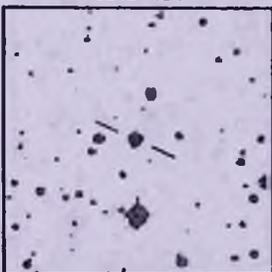
0318+154



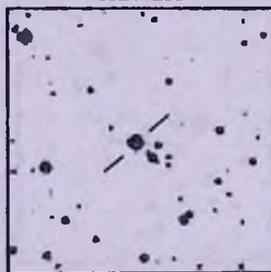
0324+236



0704+243



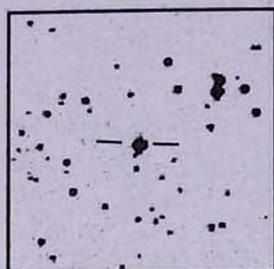
0707+270



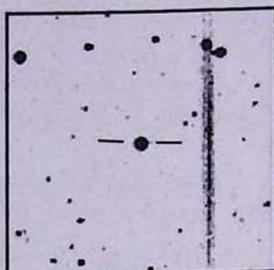
0707+310

## FINDER CHARTS FOR FBS RED STARS

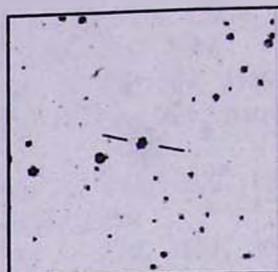
(North is Up, East is Left, 5' x 5')



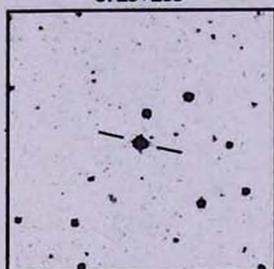
0729+269



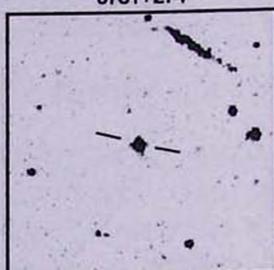
0731+274



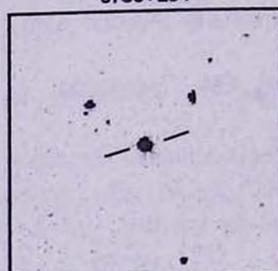
0756+234



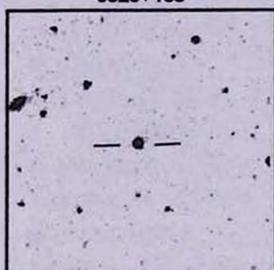
0826+185



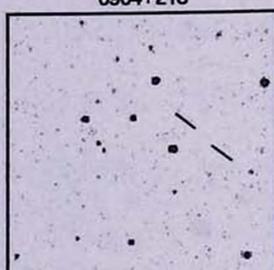
0904+213



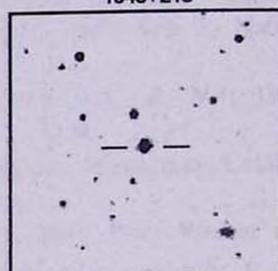
1043+213



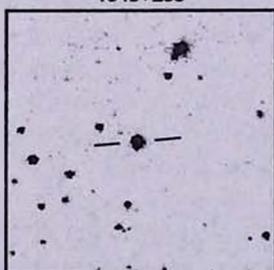
1043+253



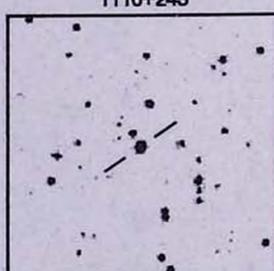
1116+243



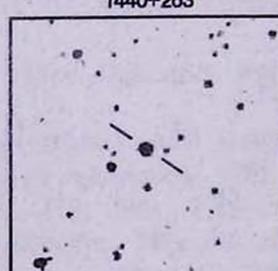
1440+263



1516+151



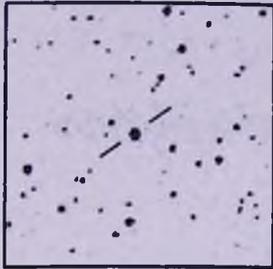
1612+262



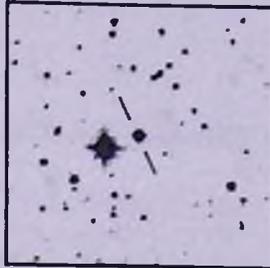
1619+160

## FINDER CHARTS FOR FBS RED STARS

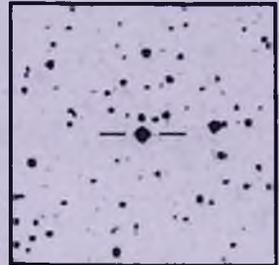
(North is Up, East is Left, 5' x 5')



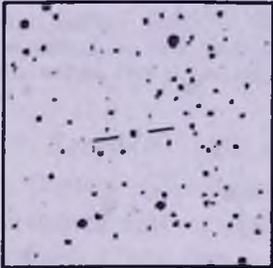
1715+172



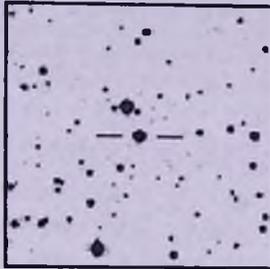
1717+181



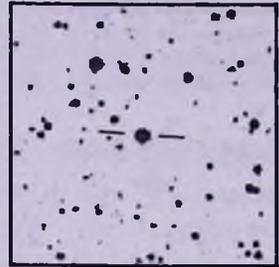
1728+216



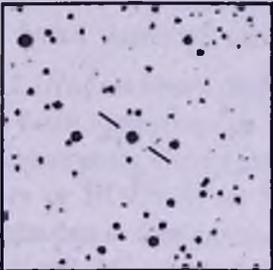
1753+218



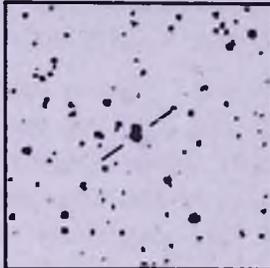
1753+251



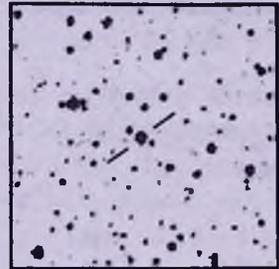
1753+186



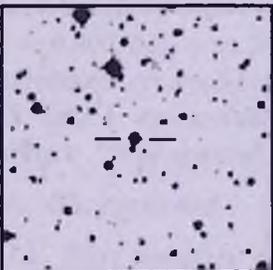
1756+226



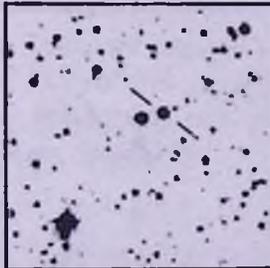
1804+272



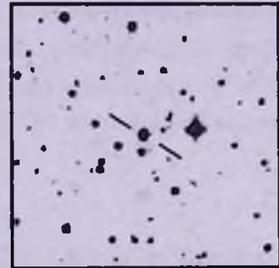
1806+221



1814+242



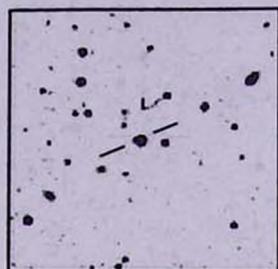
1825+272



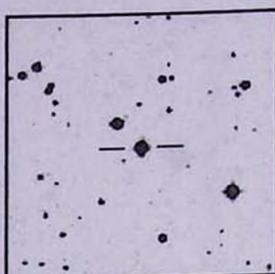
2122+137

## FINDER CHARTS FOR FBS RED STARS

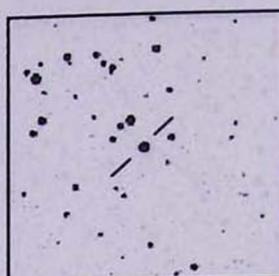
(North is Up. East is Left, 5" x 5')



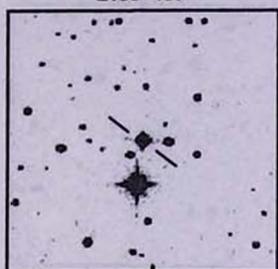
2158+197



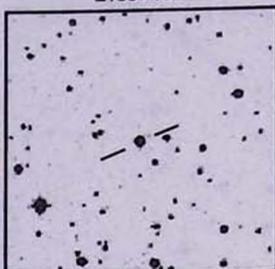
2159+182



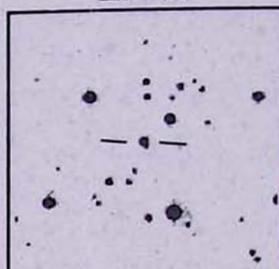
2203+198



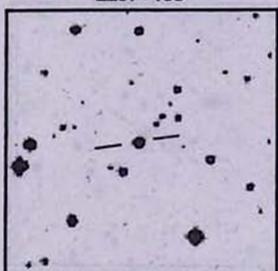
2207+185



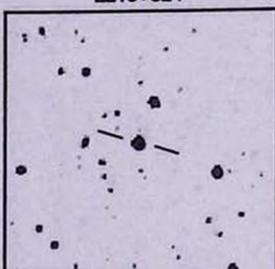
2218+324



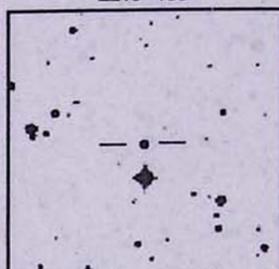
2219+135



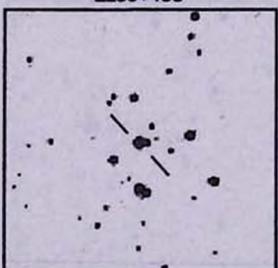
2238+193



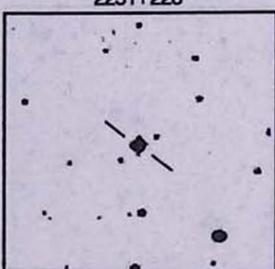
2251+223



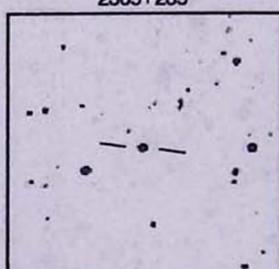
2305+235



2338+247



2340+172



2348+230

УДК: 524.3:520.82.054

## ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ LkH<sub>α</sub> 215

Я.Н.ЧХИКВАДЗЕ

Поступила 12 июня 2003

Принята к печати 27 августа 2003

Представлены результаты фотозлектрических наблюдений в системе Стрёмгрена Ae/Be звезды Хербига LkH<sub>α</sub> 215. Установлено, что исследуемая звезда претерпевает вспышки. Обнаружены два типа вспышек. Амплитуда вспышки первого типа растет с уменьшением длины волны. При вспышках второго типа амплитуда блеска имеет максимум в полосе *V*.

1. *Введение.* LkH<sub>α</sub> 215 является классической Ae/Be звездой Хербига [1]. Оценки спектрального класса звезды у разных авторов заметно отличаются друг от друга: B1-B8 [1-8]. Звезда характеризуется заметной эмиссией в водородных линиях:  $W(H_{\alpha}) = 18\text{\AA} + 23$  [3,5]. Единственное упоминание на переменность исследуемой звезды содержится в работе [9]: блеск меняется квазициклически в пределах  $10^m.40-10^m.66$  ( $P = 7^d?$ ).

2. *Наблюдения.* Наблюдения LkH<sub>α</sub> 215 в системе Стрёмгрена *ibvuav* [10] были проведены на 125-см телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории. Стандартом служила звезда 10-й величины, находящаяся к югу от HD259431 на 5 мин дуги. Контрольной звездой служила звезда, освещающая отражательную туманность VdB 79:  $V = 10.04$ ,  $U - B = 0.16$ ,  $B - V = 0.24$ ,  $V - R = 0.24$ . ( $\Delta m_{\lambda} = \Delta m_{\lambda}$  (контр.) -  $\Delta m_{\lambda}$  (станд.):  $\Delta m_y = 0.002$ ,  $\Delta m_b = 0.245$ ,  $\Delta m_V = 0.555$ ,  $\Delta m_u = 0.170$ ,  $\Delta \beta_n = -0.128$ ,  $\Delta \beta_W = 0.135$ ,  $\Delta \alpha_n = -0.400$ ,  $\Delta \alpha_W = -0.300$ ). Точность измерения по контрольной звезде в ультрафиолете порядка  $0^m.015 + 0^m.020$ , в остальных фильтрах -  $0^m.010$ .

В табл.1 представлены результаты наблюдений в относительных единицах: "переменная" минус "стандарт".

### 3. Обсуждение.

3.1. *Результаты *ibvu* наблюдений.* В период наших наблюдений амплитуда изменения блеска LkH<sub>α</sub> 215 в полосе *u* была порядка  $0^m.17$ .

По данным табл.1 видно, что фотометрические параметры исследуемой звезды показывают определенный тренд. В частности, с падением блеска значения показателя цвета *u-b* и индекса *c<sub>1</sub>* сначала уменьшаются, а затем растут. Вероятно, значения показателя цвета *b-u* и индекса  $\beta$  изменяются аналогичным образом.

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ Lkn<sub>α</sub> 215.

$$\Delta m = m(\text{var}) - m(\text{stand}).$$

$\Delta\beta_n, \Delta\beta_W, \Delta\alpha_n$  И  $\Delta\alpha_W$  - ОЦЕНКИ В УЗКОМ И ШИРОКОМ  
H<sub>β</sub> И H<sub>α</sub> ФИЛЬТРАХ

JD2440000+	$\Delta m_y$	$\Delta m_b$	$\Delta m_V$	$\Delta m_u$	$\Delta\beta_n$	$\Delta\beta_W$	$\Delta\alpha_n$	$\Delta\alpha_W$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
6750.521	0.414	0.434	0.194	0.446	0.424	0.471		
	0.428	0.436	0.196	0.377	0.403	0.435		
	0.420	0.418	0.184	0.387	0.384	0.418		
6840.315	0.426	0.463	0.202	0.377	0.463	0.482		
	0.484	0.459	0.189	0.564	0.475	0.489		
	0.507	0.499	0.235	0.644	0.546	0.528		
7090.335	0.520	0.527	0.322	0.511	0.474	0.539		
	0.533	0.569	0.349	0.512	0.458	0.606		
	0.493	0.523	0.272	0.465	0.545	0.515		
7453.200	0.423	0.414	0.173	0.412	0.412	0.443	-0.249	0.242
	0.430	0.437	0.199	0.421	0.412	0.435	-0.274	0.234
	0.432	0.456	0.204	0.391	0.404	0.468	-0.248	0.248
7561.425	0.477	0.457	0.300	0.521	0.456	0.515		
7564.300	0.416	0.435	0.207	0.403	0.417	0.442	-0.202	0.231
	0.405	0.464	0.229	0.463	0.454	0.469	-0.248	0.247
7879.442	0.573	0.610	0.389	0.651	0.608	0.634		
	0.548	0.602	0.396	0.631	0.622	0.599		
	0.575	0.609	0.389	0.655	0.571	0.601		
7917.343	0.426	0.444	0.232	0.496	0.466	0.475		
	0.426	0.425	0.157	0.369	0.388	0.431		
	0.433	0.462	0.180	0.274	0.337	0.377		
7918.359	0.416	0.476	0.255	0.405	0.470	0.468	-0.269	0.267
	0.450	0.475	0.211	0.396	0.483	0.431	-0.200	0.202
	0.511	0.473	0.238	0.396	0.496	0.449	-0.223	0.216
7928.322	0.477	0.480	0.264	0.427	0.450	0.487	-0.205	0.286
	0.460	0.462	0.207	0.423	0.408	0.396	-0.212	0.209
	0.441	0.471	0.247	0.385	0.474	0.434	-0.242	0.244
7949.276	0.442	0.449	0.218	0.406	0.410	0.460	-0.179	0.253
	0.397	0.449	0.192	0.449	0.476	0.451	-0.183	0.243
	0.426	0.452	0.219	0.445	0.459	0.442	-0.169	0.280
7960.288	0.448	0.448	0.214	0.386	0.490	0.477	-0.206	0.263
	0.454	0.455	0.234	0.454	0.429	0.458	-0.213	0.265
7961.241	0.434	0.457	0.202	0.401	0.477	0.470	-0.196	0.257
	0.441	0.477	0.252	0.368	0.444	0.478	-0.231	0.268
	0.431	0.446	0.212	0.397	0.435	0.456	-0.237	0.240
7971.247	0.434	0.476	0.233	0.388	0.474	0.465	-0.192	0.278
	0.453	0.483	0.281	0.491	0.478	0.489	-0.248	0.277
	0.428	0.471	0.202	0.390	0.431	0.464	-0.208	0.281

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
7972.239	0.494	0.527	0.324	0.547	0.508	0.544	-0.116	0.322
	0.464	0.414	0.205	0.405	0.405	0.451	-0.199	0.230
	0.435	0.434	0.210	0.369	0.419	0.474	-0.187	0.258
7973.237	0.459	0.492	0.229	0.375	0.461	0.481	-0.276	0.253
	0.482	0.501	0.217	0.446	0.509	0.503	-0.141	0.261
	0.453	0.471	0.225	0.392	0.436	0.483	-0.233	0.274
7974.241	0.482	0.518	0.281	0.486	0.486	0.520	0.029	0.496
	0.461	0.495	0.264	0.370	0.463	0.463	-0.149	0.281
	0.418	0.446	0.187	0.377	0.416	0.439	-0.219	0.250

3.2. *Фотометрическая активность звезды.* Ниже будут представлены результаты анализа данных наблюдений в *UBVRI*, полученных В.С.Шевченко и др. по программе "Ротор" [11].

На рис.1 представлена гистограмма блеска LkN<sub>α</sub> 215, построенная по данным [11]: общее число измерений - 219, шаг - 0<sup>m</sup>.02. Блеск переменной менялся от 9<sup>m</sup>.93 до 10<sup>m</sup>.83, хотя эти крайние значения наблюдались только один раз.

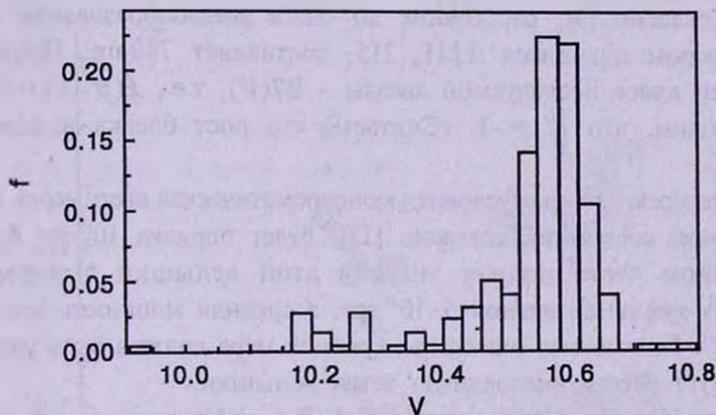


Рис.1. Гистограмма блеска LkN<sub>α</sub> 215. f - частота, V - блеск.

Из рис.1 следует, что блеск LkN<sub>α</sub> 215 в большинстве случаев (78%) варьировал в пределах 10<sup>m</sup>.48-10<sup>m</sup>.63. В дальнейшем этот интервал будем называть основным состоянием. С другой стороны, как видно из рис.1, можно отметить отчетливую асимметрию в сторону повышенной яркости.

Выше было отмечено, что исследуемая звезда претерпевает квазициклическое колебание блеска в интервале 10<sup>m</sup>.40-10<sup>m</sup>.66. Между тем для исследуемой звезды характерны состояния, когда блеск в течение нескольких дней практически не менялся. Например, в период времени JD2445689-95 7 дней подряд блеск был равен 10<sup>m</sup>.60, а в интервале JD2447778-88 11 дней подряд блеск был равен 10<sup>m</sup>.55±0.02.

Наиболее примечательными особенностями  $LkH_{\alpha}$  215 оказались быстрые подъемы блеска. В табл.2 представлены данные об этих эруптивных процессах. К сожалению, наблюдениями охвачены лишь два состояния и, поэтому, мы не в состоянии представить полную картину указанных процессов.

Таблица 2

### БЫСТРЫЕ ВСПЫШКИ В $LkH_{\alpha}$ 215.

JD2440000+	Продолжительность вспышки в мин	$\Delta V$	$\Delta(U-B)$	$\Delta(B-V)$	$\Delta(V-R)$
6338.431	8.64	-0.40	-0.23	-0.06	-0.05
7133.353	67.18	-0.24	-0.06	+0.08	-0.19
7885.422	102.24	-0.06	-0.04	-0.04	+0.01
8552.420	97.92	-0.14	-	+0.06	-0.07
8553.410	152.64	-0.18	-0.01	+0.05	-0.01

Наиболее впечатляющим представляется подъем блеска вблизи JD2446338.431, когда за 8 мин блеск из основного состояния возрос на  $0^m.40$  в полосе  $V$ . Этот процесс, вероятно, можно считать вспышкой.

Для оценки энергетики этой вспышки воспользуемся следующими данными. Согласно [9], расстояние до очага звездообразования RSF3 Mon, в котором находится  $LkH_{\alpha}$  215, составляет 780 пк. Принимая спектральный класс исследуемой звезды -  $B7(V)$ , т.е.,  $E(B-V) = 0.67$  и  $R = 3.1$ , находим, что  $M_V = -1$ . (Считаем, что рост блеска в полосе  $I$  равен нулю).

При вышеперечисленных условиях монохроматическая светимость  $LkH_{\alpha}$  215 в основном состоянии, согласно [12], будет порядка  $10^{32}$  эрг  $\text{\AA}^{-1} \text{с}^{-1}$ .

В конечном счете полная энергия этой вспышки в интервале  $3600\text{\AA} - 9700\text{\AA}$  оказалась равной  $5 \cdot 10^{37}$  эрг, а средняя мощность вспышки -  $4 \cdot 10^{35}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Полученная оценка по крайней мере должна быть удвоена, так как следует учесть нисходящую ветвь вспышки.

Изменения блеска с амплитудой  $0^m.3 - 0^m.4$  наблюдаются и в другие даты. Особенно активной была звезда в интервале JD2446332-6399 (период А) и в период JD2447794-7827 (период В), когда блеск исследуемой звезды за сутки возрастал на  $0^m.3 - 0^m.4$ , а через день был на прежнем уровне. Например, в период времени JD2447812-7817 блеск звезды 3 раза поочередно находился на уровнях  $10^m.17$  и  $10^m.58$ .

Изменение фотометрических параметров при возрастании блеска в период А происходило так же, как и в случае более быстрых вариаций (табл.2), т.е. при увеличении блеска звезда становилась голубее.

В период В изменение показателей цвета  $LkH_{\alpha}$  215 происходило иначе, чем в период А. Как видно из рис.2, при росте блеска показатели

цвета  $U - V$  и  $B - V$  увеличиваются. Показатель цвета  $V - R$  хотя и уменьшается, тем не менее, его градиент изменения больше, чем в период А.

Различие вспышек периодов А и В можно легко проиллюстрировать следующим образом. Спектр вспышки в период А и вспышек из табл.2 таков: амплитуда изменения блеска растет с уменьшением длины волн. В период В амплитуда изменения блеска имеет четкий максимум в визуальных лучах.

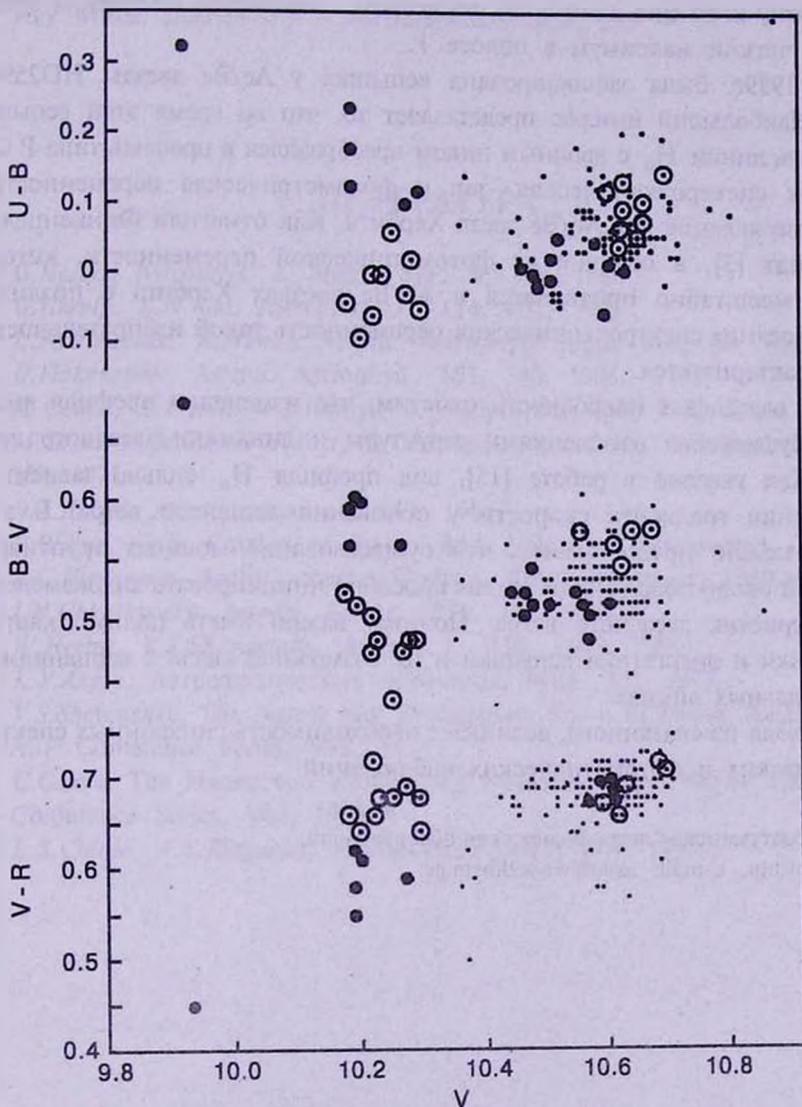


Рис.2. Зависимости показателей цвета  $U - V$ ,  $B - V$  и  $V - R$  от блеска. Кружки с точкой - период JD2446332-6399, заполненные кружки - период JD2447794-7827, точки - остальные данные.

4. *Выводы и проблемы.* Вкратце перечислим основные результаты и выводы. В статье представлены результаты фотоэлектрических наблюдений  $LkH_{\alpha}$  215 в системе Стрёмгрена.

Несмотря на небольшую амплитуду изменения блеска, установлено, что в процессе уменьшения блеска значения показателей цвета  $u-b$ ,  $b-y$  и индексов  $\beta$  и  $c$ , сначала уменьшаются, а затем увеличиваются.

Обнаружено, что  $LkH_{\alpha}$  215 претерпевает вспышки. Наблюдаются два типа вспышек. В первом случае амплитуда изменения блеска растет в сторону коротких длин волн, во втором - амплитуда изменения блеска имеет четкий максимум в полосе  $V$ .

В 1989г. была зафиксирована вспышка у Ae/Be звезды HD259431 [13]. Наибольший интерес представляет то, что во время этой вспышки профиль линии  $H_{\alpha}$  с двойным пиком преобразился в профиль типа P Cуг.

Как спектроскопическая, так и фотометрическая переменность - обычное явление для Ae/Be звезд Хербига. Как отметили Финкенцеллер и Мундт [3], в отличие от фотометрической переменности, которая более масштабно проявляется в Ae/Be звездах Хербига с поздними подклассами, спектроскопическая переменность такой избирательностью не характеризуется.

Не вдаваясь в подробности отметим, что изменения профиля линии  $H_{\alpha}$  обусловлены изменениями структуры и динамики звездного ветра [14]. Как указано в работе [15], вид профиля  $H_{\alpha}$  сильно зависит от изменения градиента скорости у основания звездного ветра. В этой связи можно предположить, что существование мощных эруптивных явлений около поверхности звезды способно инициировать видоизменение характеристик звездного ветра. Поэтому важно иметь полную картину динамики и энергетики вспышки и их возможной связи с вариациями в спектральных линиях.

Исходя из сказанного, возникает необходимость синхронных спектрометрических и фотометрических наблюдений.

Абастуманская астрофизическая обсерватория,  
Грузия, e-mail: abao@www2kheta.ge

PHOTOMETRIC ACTIVITY OF LkH $_{\alpha}$  215

I.N.CHKHIKVADZE

The results of photometric observation of the Herbig Ae/Be star LkH $_{\alpha}$  215 are presented. It is found that the investigated star undergoes flare events. There are two types of flares. The amplitude of type I flare increases with decreasing wavelength. The amplitude of type II flare reaches a maximum in V.

Key words: *stars:activity - stars:individual:LkH $_{\alpha}$  215*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Herbig*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **4**, 337, 1960.
2. *G.Herbig, K.N.Rao*, *Astrophys. J.*, **174**, 401, 1972.
3. *U.Finkenzeller, R.Mundt*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **55**, 109, 1984.
4. *U.Finkenzeller*, *Astron. Astrophys.*, **151**, 340, 1985.
5. *M.Cohen, L.V.Kuhi*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **41**, 743, 1985.
6. *M.Strom, K.M.Strom, J.Yost, L.Carrasco, G.Grasdalen*, *Astrophys. J.*, **173**, 350, 1972.
7. *Э.А.Дубай*, *Астрофизика*, **5**, 249, 1966.
8. *R.Wilson*, *Gen. Catalog of Stellar Rad. Velocities*, Washington, 1959.
9. *В.С.Шевченко*, *Ае/Ве звезды Хербига*, ФАН, Ташкент, 1989.
10. *I.N.Chkhikvadze*, *Astron. Nachr.*, **315**, 253, 1994.
11. *W.Herbst, V.S.Shevchenko*, *Astron. J.*, **118**, 1043, 1999.
12. *К.У.Аллен*, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
13. *V.S.Shevchenko*, *The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ASP Conference Series, V62, 1994.
14. *C.Catala*, *The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ASP Conference Series, V62, 1994.
15. *L.S.Cidale, A.E.Ringuelet*, *Astrophys. J.*, **411**, 874, 1993.

УДК: 524.354.4

## ON THE TETRAD FORMULATION OF THE EQUATIONS OF MOTION IN GENERAL RELATIVITY

R.A.KRIKORIAN

Received 20 May 2003

Accepted 25 June 2003

It is shown that the equation of motion  $Du_j / Ds = (e / mc^2) F_{j\mu} u^\mu$ , natural generalization to curved space-time of the Heaviside-Lorentz law of ponderomotive force, is equivalent to the metric independent and covariant Van Dantzig's equations of motion  $dx^j \partial_{[j} p_i] = 0$  or  $L_\nu p_i = 0$  where  $p_i$  is the conjugate momentum 4-vector and  $\nu$  a vector determined by the condition  $p_i \nu^i = 1$ , only with respect to holonomic coordinates. With respect to an anholonomic system, the Heaviside-Lorentz equation is a particular case of VD equations valid for a privileged class of anholonomic frames, those consisting of orthogonal unit vectors.

**Key words:** *Relativity:equations of motions*

1. *Introduction.* Kottler [1], Cartan [2] and later Van Dantzig [3], quite independently of one another, concluded on the natural invariance of Maxwell's equations under arbitrary transformations of the space-time coordinates. Adopting the point of view that the fundamental laws of physics, not only of electromagnetism, must be formulated in a form independent of the metric of space-time, Van Dantzig was the first to develop a relativistic theory of electromagnetism, thermodynamics and thermo-hydrodynamics independent of metrical geometry. In his article entitled "Electromagnetism independent of metrical geometry III. Mass and motion" [3b] he showed that the equations of dynamics can also be written in a form which is covariant under all holonomic coordinate transformations and independent of any metric or linear connection, and presented a beautiful interpretation of these equations in terms of the Lie derivative. Van Dantzig applied his new results to the motion of a charged test particle of mass  $m$ , charge  $e$ , and 4-velocity  $u^\mu$  moving in a given gravitational field ( $g_{\mu\nu}$ ) and electromagnetic field ( $F_{\mu\nu}$ ), and recovered the usual general relativistic equations of motion, natural generalization to curved space-time of the Heaviside-Lorentz (HL) law of ponderomotive force,

$$\frac{Du_j}{Ds} = \frac{e}{mc^2} F_{j\mu} u^\mu, \quad (1)$$

where  $D/Ds$  indicates the absolute derivative with respect to proper time  $s$  along the world line of the particle. The question which naturally arises is

whether or not we would reach the same conclusion if, instead of an holonomic coordinate system  $\{x^i\}$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) with basis vectors  $\{e_i\}$  tangent to the parameter curves  $x^k = \text{const}$  ( $k \neq i$ ), we use an orthogonal frame of basis vectors  $\{e_{\bar{a}}\}$  ( $\bar{a} = 1, 2, 3, 4$ ), one of the vectors (say  $e_{\bar{4}}$ ) being timelike and the other three  $\{e_{\bar{a}}\}$  ( $\bar{a} = 1, 2, 3$ ) spacelike, which are not the tangents to the parameter curves of any system of allowable coordinates. Such a system of orthogonal basis vectors, called by Schouten [4] an anholonomic coordinate system, constitutes, as pointed out by Synge [5] and Pirani [6], a much more natural and convenient device for ascribing a physical significance to the components of a tensor than the natural basis vectors  $\{e_i\}$ . In physical terms,  $e_{\bar{4}}$  is interpreted as the 4-velocity of an observer at a given event and the triad  $\{e_{\bar{a}}\}$  forms the reference frame used by the observer at the event in question. Physical quantities measured by the observer are then just the tetrad components of the corresponding tensor field.

As emphasized by Schouten, "if any mathematical expression with respect to holonomic coordinates is transformed with respect to an anholonomic system, correction terms appear, all containing the object of anholonomy." We shall see that, with respect to an "anholonomic coordinate system", the HL equation of motion is a particular case of Van Dantzig's general theory.

In sec.II, we briefly recall Van Dantzig's derivation of his new form of the equations of dynamics. In sec.III, we give the mathematical prerequisites for the tetrad formulation of the equations of dynamics. We show that the anholonomic VD and HL equations of motion do agree with each other only and only if the anholonomic frame consists of mutually orthogonal unit vectors.

2. *Van Dantzig's new form of dynamical equations.* For purposes of reference, we briefly recall Van Dantzig's formulation of the equations of motion of a material particle. Let  $d\Lambda$  be the action-differential assumed to be positive homogeneous of degree unity in the differentials  $dx^i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ). By variation of  $\int d\Lambda = \int p_i dx^i$ , where

$$p_i = \frac{\partial d\Lambda}{\partial dx^i}, \quad (2)$$

one obtains the equation of motion

$$dp_i - \frac{\partial d\Lambda}{\partial x^i} = 0. \quad (3)$$

Following Euler's condition, the  $p_i$  are homogeneous of degree zero in the  $dx^i$ , hence

$$\frac{\partial d\Lambda}{\partial x^i} = (\partial_i p_j) dx^j, \quad (4)$$

and eq. (3) is therefore equivalent to

$$2 dx^j \partial_j p_i = 0. \quad (5)$$

Now if we put

$$v^i = \frac{dx^i}{d\Lambda}, \quad (6)$$

we have

$$p_i v^i = 1, \quad (7)$$

from which it results that

$$(\partial_j p_i) v^i + p_i \partial_j v^i = 0. \quad (8)$$

Thus the Lie derivative of  $p_i$  with respect to  $v^i$  is given by

$$L_v p_i \equiv v^j \partial_j p_i + p_j \partial_i v^j = 2 v^j \partial_{[j} p_{i]} \quad (9)$$

From (9) we see that the equation of motion (5) can be written in the form

$$L_v p_i = 0, \quad (10)$$

which expresses the fact that the conjugate momentum 4-vector is constant, in the sense of the Lie derivative, during the motion under the condition that  $v^i$  be defined by (7).

Van Dantzig applied the above general results to the relativistic motion of a mass point particle in an external electromagnetic field, neglecting the emission of radiation. The relativistic action-differential is

$$d\Lambda = mc ds + \frac{e}{c} \varphi_i dx^i, \quad (11)$$

where

$$ds = \sqrt{g_{ij} dx^i dx^j} \quad (12)$$

is the Riemannian line-element of general relativity and  $\varphi_i$  the 4-potential. From eq (2) it follows that

$$p_i = mc u_i + \frac{e}{c} \varphi_i, \quad \left( u^i = \frac{dx^i}{ds} \right). \quad (13)$$

The Riemannian connection being symmetrical, eq (5) can be written with covariant derivatives. Hence

$$u^i \nabla_j p_i = u^i \nabla_i p_j. \quad (14)$$

Substitution of (13) in (14) yields

$$mc \frac{D}{Ds} u_j + \frac{e}{c} u^i \nabla_i \varphi_j = mc u^i \nabla_j u_i + \frac{e}{c} u^i \nabla_j \varphi_i. \quad (15)$$

Because  $u_i u^i = 1$ , the term in  $u^i \nabla_j u_i$  vanishes and we recover the usual relativistic equation of motion

$$\frac{D}{Ds} u_j = \frac{e}{mc^2} u^i (\nabla_j \varphi_i - \nabla_i \varphi_j) = \frac{e}{mc^2} u^i F_{ji}, \quad (16)$$

with

$$F_{ji} \equiv \nabla_j \varphi_i - \nabla_i \varphi_j = \partial_j \varphi_i - \partial_i \varphi_j. \quad (17)$$

3. *The anholonomic equations of motion.* Let us introduce a field of anholonomic frames consisting of orthogonal vectors  $e_a^i$  ( $\bar{a}, i = 1, 2, 3, 4$ ), with  $e_4^i$  timelike and  $e_{\bar{\alpha}}^i$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ) spacelike, and the reciprocal system  $e^{\bar{a}}$ , we have

$$g_{\bar{a}\bar{b}} = g_{ij} e_a^i e_b^j, \quad e_a^i e_j^{\bar{a}} = \delta_j^i, \quad e_a^i e_i^{\bar{b}} = \delta_{\bar{a}}^{\bar{b}}. \quad (18)$$

The Lorentz indices are raised and lowered by  $g^{\bar{a}\bar{b}}$  or  $g_{\bar{a}\bar{b}}$  according to  $e^{\bar{a}i} = g^{\bar{a}\bar{b}} e_b^i$  (resp.  $e_a^i = g_{\bar{a}\bar{b}} e^{\bar{a}i}$ ).

The anholonomic components of a tensor, for example,  $T_j^i$  are

$$T^{\bar{a}\bar{b}} = e_i^{\bar{a}} e_j^{\bar{b}} T_j^i \quad (19)$$

and from (18) it follows that

$$T_j^i = e_a^i e_j^{\bar{b}} T^{\bar{a}\bar{b}}. \quad (20)$$

Equations with respect to a tetrad frame nearly always contain correction terms with the object of anholonomy [4]

$$\Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} \equiv e_b^i e_a^j \partial_{[j} e_{i]}^{\bar{c}}, \quad (21)$$

for instance

$$e_b^i e_a^j \partial_{[j} v_{i]} = \partial_b v_a - \partial_a v_b + \Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} v_c. \quad (22)$$

The covariant derivative of a vector with respect to an anholonomic coordinate system is defined by

$$\begin{aligned} \nabla_{\bar{b}} v_a &\equiv e_b^i e_a^j \nabla_j v_i = \partial_b v_a - \Gamma_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} v_c, \\ \nabla_{\bar{b}} v^{\bar{a}} &\equiv e_b^i e_i^{\bar{a}} \nabla_j v^j = \partial_b v^{\bar{a}} + \Gamma_{\bar{b}\bar{c}}^{\bar{a}} v^{\bar{c}}, \end{aligned} \quad (23)$$

where

$$\partial_{\bar{a}} = e_a^i \partial_i \quad (24)$$

is the Pfaffian derivative, and

$$\Gamma_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} \equiv e_b^i e_j^{\bar{c}} \nabla_j e_i^{\bar{a}}. \quad (25)$$

The transformation law of linear connections, associated with a change of natural basis vectors, remaining valid for an anholonomic system, we have

$$\Gamma_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} = e_b^i e_a^k [e_i^{\bar{c}} \Gamma_{jk}^i - \partial_k e_j^{\bar{c}}]. \quad (26)$$

From this it follows that

$$\Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} = \Gamma_{\bar{a}\bar{b}}^{\bar{c}} - \Gamma_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}}. \quad (27)$$

*Remark:* Note that with Schouten's notation  $\Gamma_{\bar{a}\bar{b}}^{\bar{c}} - \Gamma_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} = 2\Omega_{\bar{h}\bar{a}}^{\bar{c}}$ .

With reference to eq (23), one finds that the tetrad components of the LH equation of motion (1) are

$$\frac{Du_{\bar{b}}}{Ds} = \frac{du_{\bar{b}}}{ds} - \Gamma_{\bar{a}\bar{b}}^{\bar{c}} u_c u^{\bar{a}} = \frac{e}{mc^2} F_{\bar{b}\bar{a}} u^{\bar{a}}. \quad (28)$$

Likewise, with reference to (22), the tetrad components of VD equation of motion (5) are

$$dx^{\bar{a}}(\partial_{\bar{b}} p_{\bar{a}} - \partial_{\bar{a}} p_{\bar{b}}) + \Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} p_{\bar{c}} dx^{\bar{a}} = 0. \quad (29)$$

Substitution of  $u^{\bar{a}} = \frac{dx^{\bar{a}}}{ds}$  and  $p_{\bar{a}} = mc u_{\bar{a}} + \frac{e}{c} \varphi_{\bar{a}}$  in eq (29) gives

$$\frac{du_{\bar{b}}}{ds} = \frac{e}{mc^2} u^{\bar{a}} [\partial_{\bar{b}} \varphi_{\bar{a}} - \partial_{\bar{a}} \varphi_{\bar{b}}] + \Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} \varphi_{\bar{c}} + \Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} u^{\bar{a}} u_{\bar{c}}. \quad (30)$$

From eq (30) it follows that the simple expression  $F_{\bar{b}\bar{a}} = \partial_{\bar{b}} \varphi_{\bar{a}} - \partial_{\bar{a}} \varphi_{\bar{b}}$  is not acceptable as a definition of  $F_{\bar{b}\bar{a}}$  when employing a tetrad frame and must be replaced by

$$F_{\bar{b}\bar{a}} = \partial_{\bar{b}} \varphi_{\bar{a}} - \partial_{\bar{a}} \varphi_{\bar{b}} + \Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} \varphi_{\bar{c}}, \quad (31)$$

in agreement with Corum's remark [7]. Eq (30) may now be written

$$\frac{du_{\bar{b}}}{ds} = \frac{e}{mc^2} u^{\bar{a}} F_{\bar{b}\bar{a}} + \Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} u^{\bar{a}} u_{\bar{c}}. \quad (32)$$

The equation of motion (29), as in the holonomic case, can be expressed in terms of the Lie derivative. With respect to an anholonomic coordinate system, one can prove that the Lie derivative  $L_{\nu} w_{\bar{a}}$  of a covariant vector  $w_{\bar{a}}$  is given by [4]

$$L_{\nu} w_{\bar{a}} = v^{\bar{b}} \partial_{\bar{b}} w_{\bar{a}} - v^{\bar{b}} \partial_{\bar{a}} w_{\bar{b}} + \Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} v^{\bar{b}} w_{\bar{c}} + \partial_{\bar{a}} (v^{\bar{b}} w_{\bar{b}}). \quad (33)$$

Putting  $v^{\bar{a}} = dx^{\bar{a}}/d\Lambda$  so that  $p_{\bar{a}} v^{\bar{a}} = 1$ , we see that eq (29) is equivalent to

$$L_{\nu} p_{\bar{a}} \equiv v^{\bar{b}} \partial_{\bar{b}} p_{\bar{a}} - v^{\bar{b}} \partial_{\bar{a}} p_{\bar{b}} + \Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} v^{\bar{b}} p_{\bar{c}} = 0. \quad (34)$$

From eq (34) it is clear that, when a transformation from a system of natural basis vectors  $\{e_i\}$  to a tetrad frame  $\{e_{\bar{a}}\}$  is performed, the vanishing of  $v^{\bar{b}}(\partial_{\bar{b}} p_{\bar{a}} - \partial_{\bar{a}} p_{\bar{b}})$  is not sufficient to ensure the constancy of  $p_{\bar{a}}$  in the sense of the Lie derivative.

The familiar language of physics may be introduced by defining the physical electric and magnetic fields  $E_{\bar{a}}$  and  $H_{\bar{a}}$ , measured by the observer with 4-velocity  $e_{\bar{a}}$ , by the invariants [5]

$$E_{\bar{a}} = F_{\bar{a}\bar{4}}, \quad H_{\bar{a}} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\bar{a}\bar{\beta}\bar{\gamma}} F_{\bar{\beta}\bar{\gamma}}, \quad F_{\bar{a}\bar{b}} = e_{\bar{a}}^i e_b^j F_{ij}. \quad (35)$$

The first three components of eqs (28) and (30) may thus be exhibited in the form

$$\frac{du_{\bar{a}}}{ds} = \frac{e}{mc^2} [E_{\bar{a}} u^{\bar{4}} + \varepsilon_{\bar{a}\bar{\beta}\bar{\gamma}} u_{\bar{\beta}} H_{\bar{\gamma}}] + \Gamma_{\bar{a}}^{\bar{c}} u_{\bar{c}} u^{\bar{a}}, \quad (36)$$

$$\frac{du_{\bar{a}}}{ds} = \frac{e}{mc^2} [E_{\bar{a}} u^{\bar{4}} + \varepsilon_{\bar{a}\bar{\beta}\bar{\gamma}} u_{\bar{\beta}} H_{\bar{\gamma}}] + \Omega_{\bar{a}}^{\bar{c}} u_{\bar{c}} u^{\bar{a}}. \quad (37)$$

Eqs (36) and (37) are seen to have the same form as in special relativity with an added term representing the influence of anholonomy on the

description of the motion of the charged particle relative to the reference frame  $\{e_{\bar{a}}\}$ . The component  $u^{\bar{4}} = dx^{\bar{4}}/ds$  may be interpreted in physical terms as the ratio of the elapsed time registered by the observer's clock between two adjacent events  $x^i$  and  $x^i + dx^i$  in the history of the particle to the corresponding time  $ds$  registered by the clock carried by the particle.

To pursue further the comparison of eqs (28) and (32) we have to substitute in eq (28) the relation connecting  $\Gamma_{\bar{a}\bar{b}}^{\bar{c}}$  and  $\Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}}$ . According to eq (27), in a Riemannian space we have [4,8]

$$\Gamma_{\bar{a}\bar{b}}^{\bar{c}} = \left\{ \frac{\bar{c}}{\bar{a} \bar{b}} \right\} + \frac{1}{2} \left[ -\Omega_{\bar{a}\bar{b}}^{\bar{c}} + g_{\bar{a}i} g^{\bar{c}\bar{m}} \Omega_{\bar{b}\bar{m}}^i + g_{\bar{b}j} g^{\bar{c}\bar{m}} \Omega_{\bar{a}\bar{m}}^j \right], \quad (38)$$

where  $\left\{ \frac{\bar{c}}{\bar{a} \bar{b}} \right\}$  are the Christoffel symbols of the metric  $g_{\bar{a}\bar{b}}$

$$\left\{ \frac{\bar{c}}{\bar{a} \bar{b}} \right\} = \frac{1}{2} g^{\bar{c}\bar{d}} [\partial_{\bar{a}} g_{\bar{d}\bar{b}} + \partial_{\bar{b}} g_{\bar{d}\bar{a}} - \partial_{\bar{d}} g_{\bar{a}\bar{b}}]. \quad (39)$$

When the tetrad  $\{e_{\bar{a}}\}$  is orthonormal

$$g_{\bar{a}\bar{b}} = \eta_{\bar{a}\bar{b}} = \text{diag}(-1, -1, -1, 1), \quad (40)$$

the Christoffel symbols in eq (38) vanish.

Substituting (38) in (30) and using (39) we get

$$\frac{du_{\bar{b}}}{ds} = \frac{e}{mc^2} u^{\bar{a}} F_{\bar{b}\bar{a}} + \frac{1}{2} g^{\bar{c}\bar{d}} u_{\bar{c}} u^{\bar{a}} \partial_{\bar{b}} g_{\bar{d}\bar{a}} + \Omega_{\bar{b}\bar{a}}^{\bar{c}} u_{\bar{c}} u^{\bar{a}}. \quad (41)$$

This agrees with the anholonomic VD equation of motion (32) only if the tetrad frame  $\{e_{\bar{a}}\}$  consists of orthonormal vectors. On account of this, it is not quite correct to say that the formulation of dynamics in the ordinary general relativity theory is equivalent to D.Van Dantzig's naturally covariant and metric independent approach.

Collège de France et Institut d'Astrophysique,  
France, e-mail: krikorian@iap.fr

## О ТЕТРАДНОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Р.А.КРИКОРЯН

Показано, что уравнение движения  $Du_j/Ds = (e/mc^2)F_{j\mu}u^\mu$ , которое является естественным обобщением закона Хевисайда-Лоренца о подемоторной силе на случай искривленного пространства-времени, эквивалентно независимому от метрики, ковариантному уравнению движения Ван Данцинга  $dx^j \partial_{[j} p_{i]} = 0$ , или  $L_{\nu} p_i = 0$  (где  $p_i$  - сопряженный 4-вектор импульса и  $\nu$  - вектор, определяемый условием  $p_i \nu^i = 1$ ) лишь относительно голономных координат. При неголономных системах уравнение Хевисайда-Лоренца является частным случаем уравнения Ван Данцинга лишь для избранного класса таких систем, образуемых взаимно ортогональными единичными векторами.

### REFERENCES

1. *F.Kottler*, Sitzungsber. AK. Wien IIa, **131**, 119, 1922.
2. *E.Cartan*, Ann, de l'Ecole Norm. Sup., **41**, 1 and 12, 1924.
3. *D.Van Dantzig*, (a) Proc. Cambr. Phil. Soc., **30**, 421 1934; (b) I, II, III, IV. Proc. Kon. Akad. Amsterdam, **37**, 521, 526, 644, 825, 1934; (c) I, II. Proc. Kon. Akad. Amsterdam, **40**, 387, 609, 1940.
4. *J.A.Schouten*, (a) Ricci Calculus, Springer-Verlag, 1954, 2<sup>nd</sup> ed. (b) Tensor analysis for physicists. 2<sup>nd</sup> ed., Dover, 1988.
5. *J.L.Singe*, Relativity: The General Theory, North-Holland, Amsterdam, 1960.
6. *F.A.E.Pirani*, Acta Phys. Pol., **XV**, 389, 1956; Bull. Acad. Pol. Sci. **V**, 143, 1957.
7. *J.F.Corum*, J. Math. Phys., **18**, 770, 1977; **21**, 2360, 1980.
8. *Y.Choquet-Bruhat*, *C.Dewitt-Morette*, *M.Dillard-Bleick*, Analysis, Manifolds and Physics, North-Holland, Amsterdam, 1982.

УДК: 524.33

Краткие сообщения

## ТРИ НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ

1. *Введение.* На спектральных пластинках, размерами 16 x 16 см, полученных на 1-м телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 4° объективной призмой, для области Цефея, охватывающей на небе примерно 17 кв. град., было обнаружено 257 звезд типа М [1]. Для них определены спектральные подклассы и фотографические звездные величины. Из них примерно 18% имеют спектральные классы М7 и позднее и с большой вероятностью могут являться кандидатами в переменные звезды. Однако из этих звезд ни одна не попала в Каталог переменных звезд [2]. Из звезд, приведенных в [2], только одна физическая переменная NO Сер попала в эту область, причем она по своим координатам не совпадает с координатами ни одной из вышеотмеченных 257 звезд. Фактически эта область не была изучена с целью поисков новых переменных звезд. Впервые такая работа была выполнена в [3], где показано, что из вышеотмеченных 257 звезд 18 являются переменными. Кроме них в этой области были обнаружены еще три новые переменные, которые не вошли в список вышеотмеченных звезд. Ниже приводятся данные о них.

2. *Наблюдательный материал.* Как было отмечено выше, наблюдения проводились на 1-м телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории одним из авторов (М.А.К.). Сведения об этих наблюдениях приведены в табл.1. В качестве стандартной области была снята NPS.

3. *Данные о новых переменных звездах.* При просмотре пластинок были обнаружены три новые переменные звезды. Их координаты и фотографические звездные величины были определены методом, примененным в [1]. Данные, полученные об этих звездах, приведены в табл.2, откуда видно, что самая яркая звезда №1 была получена на пластинке №2653,  $m_{PR} = 16^m.7$ , а на пластинке №3359 ее изображение ослабло -  $18^m.2$ . Слабые следы спектров этой звезды получились также на всех спектральных снимках. По этим спектрам были оценены ее фотографические звездные величины. Звезда №1 хорошо видна на картах Паломарского атласа (КПА), ее яркость на голубой карте примерно  $18^m.2$ .

## НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

№ пластинки	Дата наблюдения	Призма	Фильтр	Эмульсия	Экспозиция (мин)	Спектральная область (в Å)
2425	08.07.1970	1°5	-	Kodak I-N	30	3600-8800
2440	15.07.1970	4°	GG11	Kodak 103a-E	30	5000-6700
2444	25.07.1970	4°	GG11	Kodak I-N	60	5000-8800
2653	21.09.1970	-	-	Kodak 103a-O	10	3200-5000
3350	17.09.1971	-	-	Kodak OaO	8	-//-
3359	19.09.1971	-	-	Kodak OaO	15	-//-

Из этих данных можно заключить, что эта звезда в минимуме имеет яркость  $\approx 18^m.3$ . Минимальная амплитуда переменности звезды  $\Delta m = 1^m.6$ .

В спектре этой звезды, полученном на пластинке №2440, видно слабое изображение эмиссионной линии  $H_{\alpha}$ , т.е. она одновременно обладает горячей оболочкой.

Звезда №2 видна только на прямых снимках (№3350, 3359), а №3 на №3350. Эти звезды не видны на КПА. Фотографические системы звездных величин на прямых снимках и на голубых КПА приблизительно одинаковые. Имея в виду, что предельная звездная величина на голубых КПА равна  $\approx 21^m.2$  [4], можно заключить, что минимальные амплитуды переменности звезд №2 и 3 будут порядка  $5^m.0$  и  $7^m.2$  соответственно. Значения амплитуд всех трех звезд приведены в табл.2.

На рис.1 приведены карты отождествления этих звезд. Для звезды №1 карта отождествления была изготовлена по голубой КПА, а для №2 и 3 - как по голубой КПА, так и по прямым снимкам №3359 (№2), №3350 (№3). Звезды №2 и 3 на голубой КПА отмечены приблизительно, их яркость слабее  $21^m.2$ .

Таблица 2

КООРДИНАТЫ И ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДНЫЕ  
ВЕЛИЧИНЫ

№ звезды	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	$m_{\text{из}}$						$\Delta m$
			2425	2440	2444	2653	3350	3359	
1	23 <sup>h</sup> 16 <sup>m</sup> 13 <sup>s</sup> .9	68°18'29"	$\approx 18^m.3$	$\approx 18^m.3$	$\approx 18^m.2$	16 <sup>m</sup> .7	$\geq 18^m.0$	18 <sup>m</sup> .2	$\geq 1^m.6$
2	23 19 40.7	68 38 45				$\geq 19$	18.0	16.2	$\geq 5.0$
3	23 50 41.6	65 38 46				$\geq 19$	14.0	$\geq 18.5$	$\geq 7.2$

4. *Обсуждение результатов.* Область, где обнаружены эти переменные звезды, близка к плоскости Галактики ( $b = +5^{\circ}20'$ ) и

находится в поглощающих облаках. Как отмечено выше, в этой области была обнаружена только одна физическая переменная звезда NO Cep, тип переменности которой по новой классификации [2] - INT, т.е.,

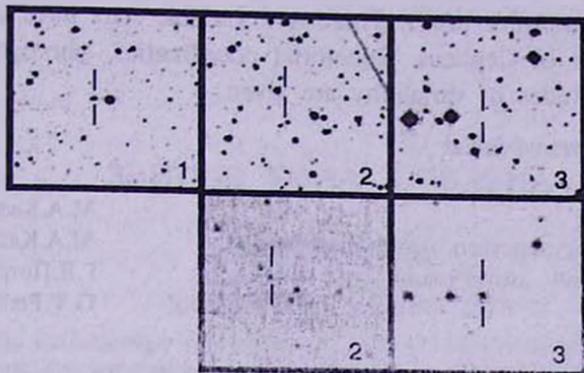


Рис.1. Карты отождествления переменных звезд. Верхний ряд был изготовлен по голубой КПА, нижний - по пластинкам (север сверху, восток слева; масштаб 1мм = 6".6)

возможно, она относится к звездам типа Т Тау.

Судя по спектрам, полученным для звезды №1 из табл.2, ее можно отнести к эмиссионным звездам раннего класса  $B_e$ .

Имея в виду ее спектральный класс и амплитуду переменности, можно предполагать, что она принадлежит к типу переменных звезд Gamma Cas (GCAS) [2].

Что касается звезд №2 и 3, имеющийся материал не позволяет точно определить тип переменности. Из табл.2 видно, что яркость звезды №2 в течение двух дней увеличилась на 1.8 звездных величин. Такое увеличение яркости могут иметь неправильные переменные. Учитывая еще то обстоятельство, что звезда находится в области, где имеются диффузные и темные туманности, ее тип переменности можно отнести к IN. В пользу этого предположения говорит также принадлежность этих звезд плоской подсистеме Галактики.

Звезда №3 получилась только на одной пластинке. Она довольно яркая и хорошо видна на рис.1. Амплитуда переменности  $\Delta m \geq 7^m.2$ . На пластинке №3359, которая была снята, примерно, через два дня, не было следа этой звезды. Скачок переменности за такой короткий промежуток времени могут иметь только вспыхивающие звезды. Хотя она получилась на одной пластинке, с некоторой вероятностью ее можно считать вспыхивающей звездой типа UV Cet, поскольку это изображение не похоже на дефект.

Если принять, что максимальная светимость вспыхивающих звезд равна  $M_V = +4^m$  [5], то можно приблизительно оценить расстояние до этой звезды, которое получится порядка 500 пк. В этой области Цефея

находится звездное скопление С 2347 + 677, расстояние которого равно 1020 пк [6], т.е. звезда №3 примерно в два раза ближе к нам, чем это скопление.

*Three new variable stars.* Three new variable stars have been discovered in the region of Cepheus. Equatorial coordinaties, photographic magnitudes and amplitudes of variability are given.

Key words: *stars:variables*

29 марта 2003  
Ереванский государственный университет,  
Армения, e-mail: astro@ysu.am

М.А.Казарян  
М.А.Kazarian  
Г.В.Петросян  
G.V.Petrosian

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, Г.В.Петросян, *Астрофизика*, **44**, 413, 2001.
2. P.N.Kholopov, *Combined General Catalogue of Variable Stars*, II/214A, 1998.
3. М.А.Казарян, Г.В.Петросян, *Астрофизика*, **46**, 35, 2003.
4. G.O.Abell, *Astrophys. J.*, **144**, 259, 1966.
5. Л.В.Мирзоян, *Нестационарность и эволюция звезд*, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1981.
6. G.Lunga, *Catalogue of Open Cluster Data*, Lund Observ., Sweden, 1987.

УДК: 524.335

Обзоры

## ЗВЕЗДЫ ТИПА Т ТЕЛЬЦА

П.П.ПЕТРОВ

Поступила 20 июля 2003

Принята к печати 27 августа 2003

Дан обзор наблюдаемых характеристик молодых звезд солнечной массы (звезд типа Т Тельца); кратко рассмотрены современные теоретические концепции и модели этих звезд.

1. *Введение.* Наша планетная система образовалась на ранней стадии эволюции Солнца. Каким было Солнце в то время, можно узнать, наблюдая молодые звезды солнечной массы. Такие звезды называются звездами типа Т Тельца (T Tauri stars, TTS)<sup>1</sup>. Они расположены в областях звездообразования - газовой-пылевой комплексах Млечного Пути. TTS находятся на стадии звездной эволюции *до главной последовательности* (Pre-Main Sequence, PMS). По наблюдаемым характеристикам TTS отличаются от звезд главной последовательности (ГП) в основном избыточной непрерывной эмиссией, наиболее заметной в УФ и ИК, и эмиссионным спектром низкого возбуждения. Эти особенности наиболее сильны у так называемых *классических* TTS (Classical T Tauri Stars, CTTS), в то время как большинство TTS имеет слабые эмиссионные признаки (Weak Line T Tauri Stars, WTTS) и выделяются лишь эмиссией в линиях H $\alpha$  и НК Ca II.

TTS как класс астрофизических объектов был впервые выделен А.Джоем [1,2] по их характерным эмиссионным спектрам, напоминающим спектр солнечной хромосферы. До того времени эти звезды были известны как неправильные переменные, связанные с темными облаками и отражательными туманностями. Первый решающий шаг в понимании природы TTS был сделан В.А.Амбарцумяном, который выдвинул революционную идею о том, что процесс звездообразования в Галактике продолжается и в наше время [3]. Этот вывод был основан на открытии В.А.Амбарцумяном звездных ассоциаций. OB-ассоциации содержат как массивные горячие звезды, так и маломассивные, холодные. T-ассоциации содержат только маломассивные звезды. Пространственная плотность

<sup>1</sup> В данном обзоре используются устоявшиеся в современной литературе сокращения: PMS, TTS, CTTS, WTTS, NTTS.

звездных ассоциаций невелика, они гравитационно не связаны и поэтому должны быть достаточно молодыми образованиями, так как приливные силы Галактики разрушают их за время менее 10 миллионов лет. TTS присутствуют как в T-ассоциациях, так и в OB-ассоциациях, и также должны быть молодыми объектами. Вывод о молодости TTS был впоследствии подтвержден и другими данными. Первое систематическое исследование TTS было выполнено Дж. Хербигом [4]. Наиболее полные обзоры наблюдаемых характеристик и моделей TTS даны в [5-7].

2. *Образование звезд малой массы.* По современным представлениям, звезды образуются в результате гравитационного коллапса фрагментов ядер плотных молекулярных облаков. Гигантские молекулярные облака являются самыми массивными объектами в Галактике ( $10^5$ - $10^6 M_{\odot}$ ). Они состоят из фрагментов меньшей массы, размером 2 - 5 пк, с температурой порядка 10 K и плотностью несколько сотен молекул водорода в  $\text{см}^3$  [8]. Массивные горячие звезды образуются только в гигантских молекулярных облаках, сконцентрированных в спиральных рукавах Галактики. Менее массивные облака, где образуются звезды меньшей массы, более равномерно распределены по галактическому диску. Например, комплекс в Тельце-Возничем содержит около  $10^4 M_{\odot}$  вещества; там нет массивных звезд, но есть много TTS.

Когда в центре коллапсирующего облака уже образовалась звезда в гидростатическом равновесии, на нее продолжается аккреция вещества, поэтому звезда окружена непрозрачной оболочкой и не видна как оптический объект. В этой стадии объект называется протозвездой. Протозвезды могут наблюдаться только в далеком ИК или радио диапазоне. Хотя резервуар массы в облаке огромен, аккреция вещества останавливается при накоплении некоторой массы центрального объекта. Что именно останавливает гравитационный коллапс, не вполне ясно, но из наблюдений известно, что уже на стадии протозвезды начинается истечение, выброс вещества. Как аккреция, так и истечение (потеря массы) продолжаются и на стадии TTS, когда молодая звезда уже видна как оптический объект. Численное моделирование показывает, что коллапс вращающегося облака приводит к образованию звезды, окруженной околос звездным диском [9]. Эволюция такого диска и взаимодействие его с центральной звездой (при возможном участии магнитного поля) приводят к перераспределению углового момента вращения от центра к периферии, что способствует образованию звезды. Наша планетная система является конечным продуктом эволюции подобного диска вокруг молодого Солнца.

Вновь образовавшаяся звезда в центре коллапсирующего облака продолжает медленно сжиматься (фаза гидростатического сжатия). Перенос энергии в звезде первоначально радиативный. Со временем температура

становится достаточно высокой, чтобы в центре звезды начались реакции горения дейтерия. Энерговыведение таких реакций не достаточно велико, чтобы остановить сжатие, но радиативный температурный градиент становится достаточно большим, чтобы установилась конвекция.

Как только молодая звезда становится видимой как оптический объект, можно определить ее эффективную температуру и светимость и локализовать ее на диаграмме ГР. До ГП звезда эволюционирует сначала при приблизительно постоянной температуре и уменьшающейся светимости, вдоль "трека Хаяши". В этой фазе звезда полностью конвективна. Затем развивается радиативное ядро, и звезда переходит на "радиативный трек" и эволюционирует, увеличивая температуру при почти постоянной светимости. Размер радиативного ядра увеличивается и, когда звезда приходит на ГП, остается только внешняя конвективная зона. Звезда с массой  $1M_{\odot}$  проводит  $10^7$  лет на треке Хаяши и  $3 \cdot 10^7$  лет на радиативном треке [10]. До прихода звезды на ГП основным источником энергии в звезде является гравитационная энергия.

3. *Общие представления о ТТС.* На диаграмме ГР звезды типа Т Тельца расположены справа от ГП, в области теоретических эволюционных треков звезд с массой  $0.3-3M_{\odot}$  и с возрастом порядка 1-10 миллионов лет, и занимают область как конвективных, так и радиативных треков (рис.1). Выше на диаграмме располагаются более массивные молодые звезды, так называемые звезды Ae-Be Хербига (Herbig Ae-Be Stars, HАЕВЕ). HАЕВЕ - это звезды промежуточных масс, от 2 до  $10M_{\odot}$ . Они отличаются

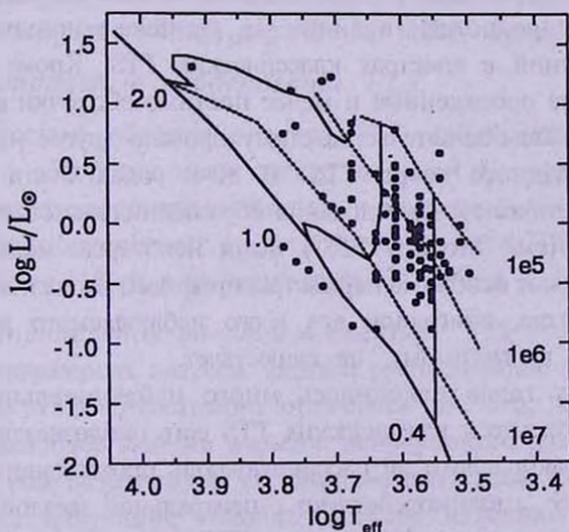


Рис.1. Положение звезд типа Т Тельца на диаграмме ГР. Температуры и светимости из работы Кеньона и Хартмана [11], эволюционные треки из работы Палла и Сталера [10]. Показаны три эволюционных трека для масс  $0.4M_{\odot}$ ,  $1.0M_{\odot}$  и  $2.0M_{\odot}$ , и три изохроны для возрастов  $10^5$ ,  $10^6$  и  $10^7$  лет.

от TTS не только по массе, но и по темпу эволюции, и по внутреннему строению. НАЕВЕ находятся на радиативном треке и не имеют таких конвективных зон, как TTS (см., например, обзор [12]). Ниже на диаграмме ГР находятся маломассивные ( $<0.3M_{\odot}$ ) красные M-карлики, известные как вспыхивающие звезды типа UV Cet [13].

Представления о том, как устроены звезды типа Т Тельца, значительно менялись на протяжении полувека, как под влиянием новых наблюдательных данных, так и в результате прогресса в теоретических исследованиях. Можно выделить три основные направления исследований, доминировавших в разные периоды: 1) хромосферная или магнитная активность, 2) звездный ветер, 3) аккреционная активность. До конца 60-х годов считалось, что на TTS мы наблюдаем магнитную активность солнечного типа. Эти идеи были основаны на том, что TTS имеют глубокие конвективные зоны и сравнительно быстро вращаются, с периодами от 2 до 12 суток, и при наличии дифференциального вращения можно ожидать генерации магнитного поля и сопутствующей магнитной активности. В начале 70-х XX века уже имелись косвенные данные, указывающие на существование магнитных полей порядка килогаусса на поверхности TTS [14]. Впоследствии были получены и другие, более очевидные, доказательства: вспышки в рентгеновском диапазоне, корреляция рентгеновского излучения со скоростью осевого вращения, поляризация излучения в эмиссионных линиях и, наконец, Зеemanовское уширение магнито-чувствительных линий (см. "Магнитные поля и пятна", а также обзор [15]). Хотя магнитная активность на TTS несомненно присутствует, хромосферные модели не могут объяснить чрезвычайно большие потоки в линии  $H_{\alpha}$ , а также широкие профили Бальмеровских линий в спектрах классических TTS. Кроме хромосфер, должны быть более протяженные и менее плотные оболочки с некоторым полем скоростей. Это обстоятельство стимулировало другое направление - исследование звездного ветра TTS. В 80-х годах были проведены интенсивные теоретические исследования образования эмиссионных линий в оболочках TTS (см. "Модели TTS"). Хотя некоторые модели удовлетворительно объясняют основные параметры профилей эмиссионных линий, единой модели ветра, пригодной для всего наблюдаемого разнообразия профилей линий, по-видимому, не существует.

К началу 90-х годов накопилось много наблюдательных данных, указывающих на то, что у классических TTS есть околозвездные диски и что эти диски играют далеко не пассивную роль протопланетных систем, как считалось ранее, а взаимодействуют с центральной звездой. Основным свидетельством того являются ИК спектры TTS с плоским распределением энергии в диапазоне от 1 до 10 мкм и высокая светимость в ИК диапазоне, сравнимая и даже превосходящая светимость центральной звезды (см. "Диски"). Это можно объяснить тем, что околозвездный диск является не

пассивным, а аккреционным, и его ИК светимость обусловлена не только переизлучением света центральной звезды, но и собственной светимостью, определяемой темпом аккреции вещества диска на центральную звезду. Даже при умеренном темпе аккреции, сравнимом с темпом потери массы звездным ветром, потенциальной энергии аккрецируемого вещества достаточно для того, чтобы объяснить всю наблюдаемую энергетику TTS в широком диапазоне спектра. Модель аккреционного диска нашла также применение при объяснении феномена FU Ori (см. "Феномен FU Ориона").

В рамках этой концепции наблюдаемое различие между CTTS и WTTS объясняется тем, что CTTS имеют аккреционные диски, что обуславливает УФ и ИК избытки, массивный звездный ветер и большие потоки в эмиссионных линиях, в то время как WTTS аккреционных дисков не имеют, и у них присутствует только магнитная активность, плюс возможные ИК избытки от холодных пассивных дисков, переизлучающих звездный свет. Звезды, не имеющие явных признаков околозвездных дисков, иногда называют "голыми" (Naked T Tauri Stars, NTTs) [16]. CTTS и WTTS занимают одну и ту же область на диаграмме ГР, т.е. не различаются систематически по возрасту. Наличие или отсутствие аккреционных дисков связано, возможно, с начальными условиями образования звезды.

В процессе эволюции, по мере приближения к ГП, TTS теряют свои отличительные особенности и становятся так называемыми post-T Tauri звездами, трудно отличимыми от звезд ГП. Такие post - T Tauri звезды можно обнаружить, например, как вторичные компоненты двойных систем, в которых главный компонент является O-B звездой ГП и, следовательно, абсолютный возраст двойной системы не может быть большим [17].

#### 4. Спектральные особенности TTS.

В оптической области спектра TTS наблюдается фотосферный континуум и абсорбционный спектр звездной фотосферы, на который наложены нефотосферный континуум и эмиссионный спектр. Основные характеристики оптического спектра большого числа TTS даны в каталоге Хербига и Белл [18] и в фундаментальной работе Козна и Куи [19,20].

4.1. *Распределение энергии в спектре.* TTS - это звезды-карлики поздних спектральных классов. Однако распределение энергии в спектре классических TTS существенно отличается от того, что наблюдается у звезд ГП. Наиболее заметен избыток непрерывного излучения в синей и УФ области (так называемый "ультрафиолетовый избыток"), где собственно фотосферное излучение холодной звезды невелико (см., например, [21,22]). Значительные избытки наблюдаются и в ИК области [23,24], причем распределение энергии более плоское, чем Релей-Джинсовское, что указывает на некоторый диапазон температур. Распределение энергии

от УФ до ближнего ИК в спектрах 61 TTS представлено в каталоге [25]. Наблюдения на спутнике IRAS расширили наблюдаемый диапазон до 100 $\mu$ m [26]. Распределение энергии в ИК диапазоне спектра в большинстве случаев может быть представлено как степенное:  $\lambda \cdot F_{\lambda} = \lambda^p$ , с показателем степени около единицы, что соответствует излучению пылевых околозвездных дисков (см. "Диски").

УФ избытки можно объяснить как дополнительное излучение горячего газа (свободно-свободные и свободно-связанные переходы в водородной плазме) при температуре порядка 10<sup>4</sup> К. Это же излучение дает некоторый вклад и в ближней ИК области, но у многих классических TTS ИК избытки столь велики, что необходимо привлечь еще один источник излучения - пылевые частицы при температуре в сотни Кельвин. Таким образом, распределение энергии указывает на составной спектр: фотосфера звезды + горячий газ + пыль.

**4.2. Фотосферный спектр. Veiling.** TTS имеют фотосферный спектр от позднего F до M, типичный спектр классической TTS K7 V [4,19]. Отличительной деталью фотосферного спектра TTS является усиленная абсорбция Li I 6707 (часто столь же сильная, как и соседняя линия Ca I 6717). Повышенное содержание лития в атмосферах TTS - это один из критериев молодости, поскольку содержание лития быстро уменьшается с приходом звезды на ГП [27]. Содержание лития в TTS исследовалось в работах [28,29].

У классических TTS линии фотосферного спектра менее глубокие, чем у нормальных звезд того же спектрального типа. На фотографических пластинках абсорбционный спектр CTTS выглядит слабым, вуалированным. Это вуалирование вызвано, в основном, дополнительным непрерывным излучением нефотосферного происхождения. Отсюда появился термин *veiling* (вуалирование), который часто используется в литературе по TTS. В общем случае глубина фотосферных линий может быть уменьшена не только дополнительным континуумом, но и присутствием эмиссии в той же самой линии (подобно эмиссионному ядру в линиях H и K CaII в солнечном спектре). Этот эффект был детально исследован в спектрах WTTS Финкензеллером и Басри [30]. У классических TTS эффект *veiling* может быть настолько большим, что объяснить его можно только дополнительным (нефотосферным) континуумом. У наиболее активных CTTS этот континуум может превышать фотосферный в несколько раз, при этом абсорбционный спектр фотосферы практически невидим, и только на спектрах высокого разрешения с большим отношением сигнал/шум можно заметить его слабые следы. Исследованию эффекта *veiling* было посвящено много работ (см., например, [31]). Интенсивность нефотосферного континуума возрастает в коротковолновую сторону, что указывает на

излучение горячей области. *Veiling* может значительно меняться за время около суток [32,33]. При сравнении наблюдаемых характеристик разных TTS обнаруживается корреляция *veiling* с интенсивностью эмиссионных линий  $H_{\alpha}$  [31], Ca II и He I [34], а также с избытком излучения в ИК диапазоне [35].

4.3. *Вращение*. В первых работах, где исследовались наиболее активные CTTS, было найдено, что скорости осевого вращения этих звезд довольно велики, до  $100 \text{ км с}^{-1}$  [4]. Это не противоречило представлениям о том, что недавно образовавшиеся в результате гравитационного коллапса звезды должны вращаться со скоростями, близкими к критическим. Позже были проведены систематические исследования скоростей вращения многих TTS по спектрам высокого разрешения (см, например, [36]). Оказалось, что большинство TTS вращается со скоростями гораздо меньше критической скорости. Проекция скорости осевого вращения на луч зрения ( $v \sin i$ ) находится в диапазоне от 6 до  $70 \text{ км с}^{-1}$ . Если же ограничиться только звездами с массой менее  $1.2 M_{\odot}$ , то диапазон сокращается до 6 -  $30 \text{ км с}^{-1}$  при средней скорости около  $15 \text{ км с}^{-1}$ . Есть заметное различие в скоростях вращения WTTS и CTTS: классические TTS вращаются медленнее (см. "Магнитные поля и пятна"). Это различие объясняется механизмом магнитного взаимодействия звезды с аккреционным диском (см. "Модели TTS").

4.4. *Эмиссионный спектр*. Эмиссионный спектр TTS похож на спектр солнечной хромосферы [1], т.е. образуется при физических условиях ( $T_e, N_e$ ), сходных с хромосферными. В оптической области спектра наиболее интенсивны эмиссионные линии  $H_{\alpha}$  и H, K Ca II, они присутствуют у всех TTS. Эмиссионный спектр CTTS более богатый, включая Бальмеровские линии, и линии нейтральных и однажды ионизованных металлов. Характерная особенность спектра TTS: линии Fe I 4063, 4132 усилены флуоресценцией [1,37]. Накачка верхнего уровня этих переходов осуществляется за счет эмиссии в крыле бленды H Ca II + He. Есть и другие флуоресцентные линии, их наиболее полный список приведен в статье [38].

УФ область спектра TTS была исследована с помощью спутника IUE. Основные результаты и ссылки на оригинальные работы можно найти в обзорах [39,40]. В ближней УФ области спектра наиболее интенсивны эмиссионные линии h и k Mg II около  $2800 \text{ \AA}$ . Поток излучения в этих линиях с одного  $\text{см}^2$  поверхности звезды в десятки раз больше, чем на Солнце и сравним с тем, что наблюдается лишь у наиболее активных красных карликов и звезд типа RS CVn. В коротковолновой области УФ спектра ( $\lambda < 2000 \text{ \AA}$ ) присутствуют эмиссионные линии, образующиеся при температурах до  $2 \cdot 10^5 \text{ K}$  (C IV, Si IV, N V и др.), потоки в этих

линиях на два-три порядка величины превышают соответствующие потоки в солнечной хромосфере и переходной зоне.

В ближней ИК области наиболее сильны линии триплета Ca II 8498, 8542, 8662, имеющие тот же верхний уровень, что и резонансный дублет H и K Ca II. Далее в ИК области наблюдаются линия He I 10830 и водородные линии серий Пашена и Брекета. Более далекий ИК спектр принадлежит уже не столько звезде, сколько ее окружению: газопылевому околозвездному диску и ветру. ИК спектры TTS, полученные на орбитальной обсерватории ISO, показывают, кроме абсорбций и эмиссий льда, силикатов, CO и OH, многочисленные эмиссии молекулярного водорода [41-44].

Характерным свойством TTS является переменность эмиссионного спектра. Наибольшая переменность наблюдается у классических TTS. Меняются как профили эмиссионных линий, так и потоки излучения в линиях. Характерное время изменений составляет порядка суток, но иногда значительные изменения происходят за несколько часов.

**4.5. Профили эмиссионных линий.** Профили эмиссионных линий обычно используются для изучения динамики околозвездной среды, например, для исследования движения газа в звездном ветре или аккреции газа на звезду. Наиболее полное описание профилей основных спектральных линий у большого числа TTS приведено в статьях [34,40,45-50].

Признаки истечения вещества (смещенные в коротковолновую сторону абсорбции) лучше видны в профилях резонансных линий, а также в линии H $\alpha$  (рис.2). Признаки аккреции наблюдаются в профилях более высоких членов Бальмеровской серии, а также в линиях He I, Fe II, и др. На рис.3 показан фрагмент спектра RW Aur в области линий He I и Na I. Аккреционный компонент этих линий (смещенная в длинноволновую

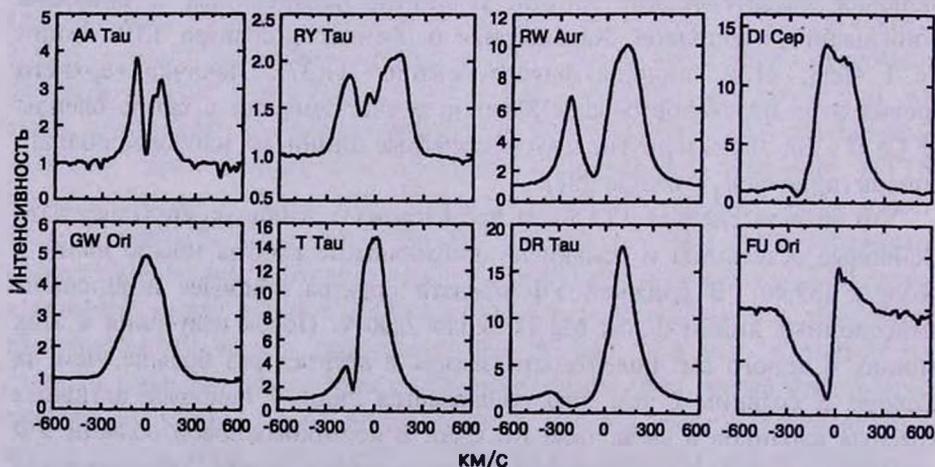


Рис.2. Профили линии H $\alpha$  в спектрах TTS (наблюдения автора).

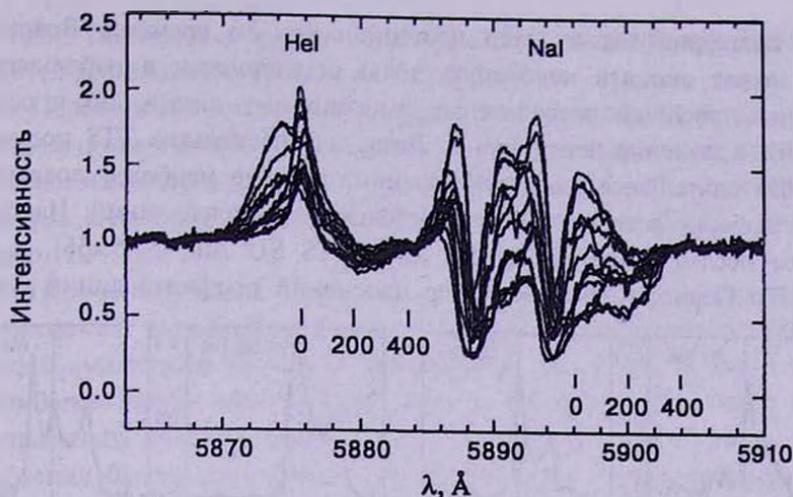


Рис.3. Переменность профилей линий в спектре RW Aur [33]. Эмиссия He I состоит из широкого и узкого компонентов. Шкала лучевой скорости (в  $\text{км с}^{-1}$ ) указана для красного крыла линий He I и Na I D<sub>1</sub>, где видны аккреционные компоненты.

сторону абсорбция) прослеживается до лучевой скорости  $+400 \text{ км с}^{-1}$ . Это скорость свободного падения на звезду с массой  $1 M_{\odot}$  и радиусом  $2.5 R_{\odot}$ . Обнаружение аккреционных компонентов, указывающих на течение газа к звезде со скоростями, достигающими скорости свободного падения, послужило одним из аргументов в пользу концепции магнитосферной аккреции (см. "Модели TTS"). Как истечение вещества, так и аккреция, могут наблюдаться одновременно, и даже в профиле одной и той же спектральной линии, например в H $\beta$  у SU Aur [51]. Следует подчеркнуть, что явления интенсивного звездного ветра и аккреции наблюдаются только у классических TTS. Другая отличительная особенность CTTS - сложный профиль разрешенных эмиссионных линий. На рис.3 видно, что эмиссия He I состоит из двух компонентов - узкого и широкого. В спектрах WTTS наблюдаются только узкие эмиссионные линии.

Запрещенные эмиссионные линии [OI], [SII] и др., наблюдаются в основном у классических TTS. Их интенсивность значительно ниже по сравнению с разрешенными эмиссионными линиями. Запрещенные линии возникают в разреженных газовых потоках (см. "Ветер и джеты") на больших расстояниях от звезды ( $> 1 \text{ а.е.}$ ). У большинства TTS запрещенные линии имеют двойной профиль: центральный эмиссионный пик на лучевой скорости звезды (или слегка смещенный в синюю сторону), и эмиссионный пик на  $-50 \dots -150 \text{ км с}^{-1}$ , образующийся в звездном ветре и/или в джете (рис.4). Иногда присутствует также эмиссионный пик с красной стороны, но обычно он значительно ослаблен, так как джет (или ветер), направленный от наблюдателя, экранируется околзвездным диском [52-54].

Как аккреция, так и ветер нестационарны во времени. Вращение звезды может вносить некоторую долю регулярности в наблюдаемые изменения профилей разрешенных эмиссионных линий, но в общем случае эти изменения нерегулярны. Лишь для нескольких TTS получены достаточно длительные ряды наблюдений, дающие наиболее представительную выборку всех возможных состояний профилей линий. Наиболее детальное исследование проведено для CTTS SU Aur [51,55,56], и RW Aur [33,57]. Периодический характер изменений профилей линий у этих

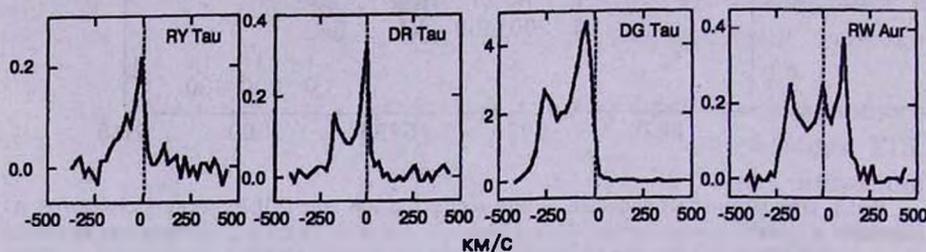


Рис.4. Профили запрещенной линии [OI]  $\lambda$  6300 Å в спектрах CTTS [54].

звезд в принципе согласуется с моделью магнитосферной аккреции [58]. Сложные изменения в профиле  $H\alpha$  наблюдаются у V410 Tau [59,60]. Эта WTTS не имеет явных признаков диска, ветра или аккреции. На ее поверхности находятся большие холодные пятна, вследствие чего ее блеск модулирован периодом вращения ( $1^d.87$ ) [61]. Поток в линии  $H\alpha$  усиливается, когда холодные пятна обращены к наблюдателю.

Длительные ряды спектров высокого разрешения были получены также для звезд DF Tau [62], DR Tau [63], BP Tau [64], AA Tau [65,66], Lk  $H\alpha$  264 [49].

**5. Фотометрическая переменность. Поляризация.** Еще до выделения TTS как класса по спектральным признакам, они были известны как неправильные переменные [67]. До середины 60-х годов фотометрия была в основном фотографической. Фотозлектрические наблюдения TTS в стандартных системах  $UBV$  и  $UBVRI$  охватывают период уже около 40 лет. Наиболее полный каталог  $UBVRI$  наблюдений большого количества TTS составили Хербст и др. [68].

Нерегулярная переменность блеска является характерной для большинства классических TTS, в то время как у многих WTTS наблюдаются периодические изменения блеска. Можно выделить три основных физических механизма переменности TTS [68]:

1) Вращательная модуляция блеска звезды с холодными пятнами на поверхности. Это периодическая переменность с периодом от 2 до 12 суток и амплитудой от нескольких сотых до нескольких десятых звездной величины (см. "Магнитные поля и пятна"). Наблюдается, в основном,

у WTTs. Типичный пример: V410 Tau. При ослаблении блеска усиливаются молекулярные полосы TiO [69,70].

2) Переменный темп аккреции газа на поверхность звезды, горячие короткоживущие пятна на поверхности. Нерегулярные или квазипериодические изменения блеска с амплитудой до  $1^m - 3^m$ , с характерным временем несколько суток. Наблюдается только у CTTS. Типичный пример: BP Tau [71].

3) Переменная экстинкция на луче зрения, в основном околозвездная, т.е. затмения звезды пылевыми облаками. Нерегулярные ослабления блеска с амплитудой до  $2^m - 3^m$  наблюдаются как у WTTs, так и у CTTS. В наиболее явном виде наблюдается у молодых звезд более раннего спектрального класса (НАЕВЕ типа UX Ori) [72]. Характерно, что при ослаблении блеска цвет сначала увеличивается, а потом уменьшается: по мере того, как затмевается звезда, усиливается вклад рассеянного на пылевых частицах света. В глубоких минимумах блеска увеличивается линейная поляризация. Спектр не меняется даже при значительных ослаблениях блеска. Типичный пример: RY Tau [70].

Кроме трех перечисленных выше механизмов переменности, существует также вспышечная активность, аналогичная звездам типа UV Cet, но в оптическом диапазоне эти явления наблюдаются редко или трудноотличимы на фоне других [73-77]. Вспышечная активность более очевидна в рентгеновском диапазоне (см. "Магнитные поля и пятна"). Особое место занимают звезды типа FU Ori, претерпевающие увеличение светимости на два порядка величины (см. "Феномен FU Ori").

Диаграммы цвет-величина показывают, что в общем случае с ослаблением блеска звезда краснеет, что может быть вызвано как околозвездным поглощением света, так и температурными изменениями. На рис.5 показаны примеры таких диаграмм для двух CTTS: RW Aur (K1 V) и

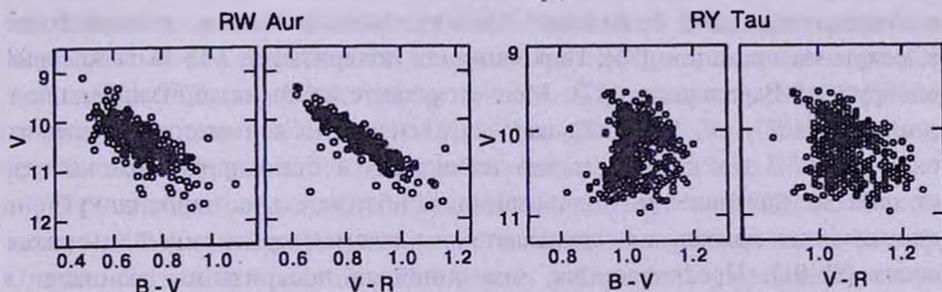


Рис.5. Диаграммы цвет-величина для двух CTTS (по данным [68]).

RY Tau (G1 IV). У RW Aur направление изменений цвета совпадает с межзвездным покраснением. У RY Tau при ослаблении блеска цвет сначала возрастает, а затем, при более глубоком ослаблении блеска, начинает уменьшаться.

Роль указанных выше причин переменности различна в зависимости от массы молодой звезды, что схематически представлено в табл.1. Магнитная активность наиболее ярко выражена у менее массивных, полностью конвективных красных карликов, известных как вспыхивающие звезды типа UV Cet. С другой стороны, околосветные пылевые диски наиболее явным образом проявляют себя у более массивных звезд Ae-Be Хербига.

Таблица 1

## ОСНОВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕМЕННОСТИ PMS ЗВЕЗД

Основные механизмы	Звезды Ae-Be $2 - 5 M_{\odot}$	TTS $0.3 - 3 M_{\odot}$	Звезды UV Cet $0.1 - 0.3 M_{\odot}$
магнитная активность (холодные пятна и вспышки)	-	XXX	XXX
аккреция вещества на звезду (горячие пятна, <i>veiling</i> )	XXX	XXX	-
затмения околосветными пылевыми облаками	XXX	XXX	-

Эти звезды не имеют конвективных оболочек, что, по-видимому, исключает магнитную активность солнечного типа. У звезд типа Т Тельца присутствуют все три типа переменности, причем аккреционная активность наблюдается только у CTTS.

Присутствие пылевых облаков вокруг TTS проявляет себя не только в эпизодических ослаблениях блеска, но и в линейной поляризации света [78,79]. Систематическое исследование поляризации большого числа TTS и других молодых объектов выполнил Бастиен [80] (см. также [81-85]). У большинства TTS с измеренной линейной поляризацией степень поляризации  $P$  составляет 0.3 - 2%, и только 5% звезд имеют  $P > 4\%$ . Существует зависимость между степенью поляризации и ИК избытком излучения: звезды с большими ИК избытками имеют в среднем более высокую поляризацию [86]. Переменность поляризации TTS была впервые обнаружена Варданяном [87]. Меняется как степень поляризации, так и позиционный угол, что указывает на аксиальную асимметрию пылевого окружения. В тех случаях, когда наблюдаются биполярные потоки газа от звезды, направление поляризации приблизительно перпендикулярно направлению потока, т.е. совпадает с ожидаемой ориентацией пылевого диска [88-91]. Предполагается, что линейная поляризация возникает в результате рассеяния света звезды на пылевых частицах диска [92].

6. *Магнитные поля и пятна.* Есть много косвенных данных, указывающих на существование магнитных полей на TTS. Эмиссионный спектр WTTS, не имеющих аккреционных дисков, образуется по-видимому в хромосфере солнечного типа, но значительно более мощной, так как

потоки в УФ эмиссионных линиях в 50-100 раз превышают солнечные. Можно ожидать, что магнитное поле порядка килогаусса покрывает значительную часть поверхности звезды. Другим индикатором является рентгеновская светимость TTS, на три порядка превышающая рентгеновскую светимость солнечной короны [93,94]. Рентгеновская светимость хорошо коррелирует со скоростью вращения TTS [95] (так же, как и у активных звезд ГП и в двойных системах типа RS CVn). Поскольку нагрев короны происходит, скорее всего, за счет диссипации магнитной энергии, это указывает на генерацию магнитного поля механизмом динамо. У некоторых TTS наблюдались вспышки в рентгеновском диапазоне на шкале времени от нескольких минут до часа [96,97]. Интересно, что WTTS, как класс молодых объектов, были обнаружены сначала как рентгеновские источники, и лишь позднее обнаружилось, что это такие же молодые маломассивные звезды, отличающиеся от известных TTS менее интенсивным эмиссионным спектром, и потому менее заметные. В известных группировках TTS таких звезд гораздо больше, чем классических TTS [98]. Рентгеновское излучение, зависящее от скорости вращения, наблюдается как у WTTS, так и у CTTS. Магнитная активность TTS проявляется также и в радио диапазоне, хотя количество TTS, излучающих в радио, на порядок величины меньше, чем в рентгене (см. обзоры [98,99]).

В 90-х годах впервые удалось измерить магнитные поля у некоторых TTS, используя различные методы, основанные на эффекте Зеемана [100-104]. Напряженность магнитного поля на поверхности звезды составляет около 1-2 kG.

Наиболее очевидным свидетельством существования сильных магнитных полей на поверхности TTS являются холодные пятна, проявляющие себя во вращательной модуляции блеска и цвета звезды. Периодичности в изменениях блеска TTS были замечены давно [4,105], но систематические исследования вращательной модуляции блеска TTS были предприняты в 80-х годах в кооперативных программах фотометрического мониторинга нескольких TTS (см. [106], там же ссылки на предыдущие работы). Были найдены периоды у V410 Tau ( $1^d.9$ ), T Tau ( $2^d.8$ ), BP Tau ( $7^d.6$ ) и многих других звезд. Диапазон наблюдаемых периодов - от 1.2 до 12 суток.

По отношению амплитуд периодических изменений блеска и цвета можно найти температуру пятна и его площадь на поверхности звезды. Оказалось, что в большинстве случаев наблюдаются холодные пятна, аналогичные солнечным, но покрывающие гораздо большую долю поверхности. Температура пятен на 200 - 1200 K ниже фотосферной температуры, а их площадь составляет в среднем 5 - 10% поверхности звезды (такие же пятна наблюдаются и у двойных систем RS CVn).

Наиболее продолжительной и охватывающей большое число TTS

является программа ROTOR, начатая в 1986г. [106,107]. В результате этих наблюдений было найдено, что периоды, обусловленные холодными пятнами, сохраняются неизменными на протяжении многих лет. Более того, сохраняется также начальная эпоха, т.е. холодные пятна находятся постоянно на одних и тех же долготах на поверхности звезды. Самые большие пятна, покрывающие до 40% поверхности, наблюдаются у WTTs V410 Tau [59].

Холодные пятна наблюдаются как у WTTs так и у CTTS, но горячие пятна (с температурой выше фотосферной) наблюдаются только у CTTS, например у DN Tau, BP Tau [71] и DF Tau [108]. Горячие пятна имеют небольшие размеры, в большинстве случаев 1-2 % поверхности звезды. Их температура 7000-10000 К [68], что существенно превышает фотосферную, поэтому даже маленькие пятна вызывают значительную модуляцию блеска звезды с амплитудой, резко возрастающей в УФ области спектра. В отличие от холодных пятен, горячие пятна существуют недолго, не более нескольких оборотов звезды, поэтому исследовать их гораздо труднее. Горячие пятна, наблюдаемые фотометрически, являются, по-видимому, тем источником дополнительного излучения, который вызывает эффект вуалирования фотосферного спектра (*veiling*). Поскольку горячие пятна наблюдаются только у CTTS, т.е. у звезд с аккреционными дисками, предполагается, что эти пятна возникают в результате аккреции газа на поверхность звезды [108]. Подтверждением этому служит корреляция между амплитудой переменности блеска и величиной *veiling* [68]. Фотометрическая активность звезд типа Т Тельца, обусловленная горячими пятнами, образующимися при магнитной аккреции, была впервые описана на примере DF Tau Грининым [109].

Для нескольких TTS с пятнами было проведено картирование поверхности методом *Doppler Imaging* [110-116]. Оказалось, что большие холодные пятна TTS расположены преимущественно в высоких широтах. Вероятно, это связано с большой скоростью вращения исследованных звезд. Широта, на которой всплывают магнитные трубки, зависит от внутреннего строения звезды, в частности, от глубины конвективной зоны, а также от напряженности магнитного поля и скорости вращения. При большой глубине конвективной зоны у PMS звезд и большой скорости их вращения, магнитные трубки появляются на высоких широтах [117].

Существует систематическое различие в периодах вращения WTTs и CTTS: *классические TTS вращаются медленнее*. По наблюдениям TTS в Тельце и Возничем, периоды WTTs группируются около 2-5 суток, а периоды CTTS около 6-9 суток [118]. Такое же бимодальное распределение периодов было найдено и по наблюдениям TTS в других областях звездообразования.

Очевидно, что наличие аккреционных дисков и звездного ветра у

звезд CTTS каким-то образом приводит к более эффективному торможению вращения звезды. Возможный механизм такого торможения предложен в моделях магнитного взаимодействия звезды с аккреционным диском (см. раздел "Модели TTS").

7. *Диски.* Присутствие дисков вокруг молодых звезд ожидаемо, так как диск считается неизбежным компонентом процесса звездообразования. Околосветные диски TTS были обнаружены сначала по ряду косвенных признаков.

По наблюдаемым потокам в ИК диапазоне можно определить температуру и массу пылевой оболочки TTS и оценить экстинкцию, которую должна вызывать такая оболочка, если пыль распределена сферически-симметрично. Оказалось, что экстинкция должна быть гораздо больше, чем наблюдается на самом деле: у многих TTS с большими ИК избытками поглощение света на луче зрения очень мало. Это объясняется дисковой геометрией пылевых оболочек [119] и служит одним из косвенных свидетельств существования околосветных протопланетных дисков. Спектральными признаками холодного околосветного диска являются абсорбции льда  $H_2O$  на  $3.1\mu m$  и аморфных силикатов на  $10\mu m$ , наблюдаемые, например, у HL Tau, где околосветный диск виден с ребра [120]. Другим косвенным признаком околосветного диска является асимметрия профилей запрещенных линий [OI] и [SII], образующихся в звездном ветре и в коллимированных джетах (см. "Ветер и джеты"). Асимметрия обусловлена экранированием диском той части потока, который удаляется от наблюдателя.

Первые изображения околосветных дисков были получены методом интерферометрии в миллиметровом диапазоне (см. обзор [121]). Современные интерферометры дают возможность построить карту лучевых скоростей и измерить Кеплеровское вращение в околосветных дисках TTS [122-126]. Этот метод позволяет также определить массу одиночной звезды с диском. Наиболее впечатляющими являются изображения околосветных дисков, полученные с телескопом Хаббла. На изображениях звезд в туманности Ориона околосветные диски хорошо видны как темные силуэты в проекции на светлый фон туманности [127,128] (такие объекты даже получили специальное название "*proplyds*", сокращенное *proto-planetary disks*). В тех случаях, когда околосветные диски видны с ребра, они экранируют прямой свет центральной звезды и видны в рассеянном свете (см., например, [129]).

Концепция аккреционного диска, применяемая к широкому кругу астрофизических объектов, основана на теоретических работах Шакуры и Сюняева [130] и Линден-Белла и Прингла [131]. Это теория оптически толстого вязкого диска. Вещество диска вращается дифференциально,

по Кеплеровскому закону, но в силу вязкости энергия вращения переходит в тепло, диск нагревается и излучает, а вещество, теряя энергию, переходит на все более низкие орбиты, пока не достигнет поверхности звезды. Теория дает распределение энергии в спектре диска в зависимости от темпа аккреции и параметров звезды; температура диска падает с расстоянием от звезды по степенному закону. Наблюдаемое распределение энергии в ИК диапазоне до  $100\mu\text{м}$  в общем согласуется с тем, что ожидается в модели диска [132], хотя есть отклонения в сторону более плоского распределения. Следует учитывать, что многие TTS являются двойными звездами, где маломассивный вторичный компонент также излучает в ИК диапазоне (см. "Двойные и кратные TTS").

Распределение энергии в спектре диска должно быть примерно одинаково как для пассивного диска, переизлучающего в ИК диапазоне поглощенный свет звезды, так и для активного, самосветящегося аккреционного диска. Различить эти два случая можно по светимости: в случае пассивного диска наблюдаемая болометрическая светимость системы "звезда + диск" должна быть равна болометрической светимости звезды, соответствующей ее спектральному типу, в то время как в случае аккреции светимость диска может даже превышать светимость звезды. Наблюдаемые болометрические светимости дисков CTTS сравнимы, а в некоторых случаях и превосходят светимости звезд [133].

Параметры аккреционных дисков (температура, размер, масса) получают по наблюдаемому распределению энергии в ИК и мм диапазонах и по потоку в континууме на  $1.3\text{мм}$  с использованием модели аккреционных дисков. Предполагается, что в миллиметровом континууме диск оптически тонкий, поэтому наблюдаемый поток на  $1.3\text{мм}$  может служить индикатором массы диска. Массы дисков TTS оказываются, в большинстве случаев, в диапазоне от  $0.01$  до  $0.1M_{\odot}$  [134]. Нижняя граница массы диска определяется чувствительностью наблюдений и составляет около массы Юпитера. Типичный размер диска около  $100\text{а.е.}$ . Температура диска на расстоянии  $1\text{а.е.}$  от звезды около  $100\text{К}$ .

Систематический обзор большого числа TTS в мм диапазоне [134] показал, что частота встречаемости дисков гораздо выше у CTTS, чем у WTTS. Кроме того, у двойных TTS с разделением компонент от  $1$  до  $100\text{а.е.}$  наблюдается более низкое излучение на  $1.3\text{мм}$  по сравнению с одиночными TTS, т.е. присутствие близкого вторичного компонента препятствует образованию массивного диска (или сокращает время его существования). В широких парах TTS, а также в спектрально-двойных TTS с расстоянием между компонентами менее  $1\text{а.е.}$ , излучение на  $1.3\text{мм}$  такое же, как и у одиночных TTS. Отсюда можно сделать вывод, что в тесных парах доминирует общий (*circumbinary*) диск, а в широких

парах каждый компонент имеет свой диск. Критическое расстояние 50-100 а.е. соответствует среднему размеру диска. Это не противоречит теории двойных систем: околозвездные диски каждого компонента двойной могут иметь внешний радиус не более половины большой полуоси системы, а внутренний радиус общего диска системы должен быть по крайней мере в два раза больше большой полуоси [135].

Хотя в двойных TTS с разделением 1-100 а.е. массы дисков уменьшены по сравнению с одиночными TTS, эти массы все же достаточны для образования планет земного типа. Примечательно, что спектральные признаки аккреции наблюдаются одинаково часто как у одиночных, так и у двойных TTS [136].

8. *Ветер и джеты*. Хотя аккреция играет определяющую роль в жизни TTS, противоположный процесс - истечение вещества (*outflow*) от звезды в окружающее пространство - является наиболее очевидным и легко обнаружимым явлением. Истечение вещества часто ориентировано в двух противоположных направлениях, в виде биполярных потоков, более или менее коллимированных. Крупномасштабные биполярные потоки, наблюдаемые в молекулярных линиях, присущи широкому кругу молодых объектов в диапазоне светимостей от 0.1 до  $10^6 L_{\odot}$  [137]. Эти потоки приводятся в движение более компактными, узконаправленными, биполярными струями газа, так называемыми джетами. В тех случаях, когда известна ориентация околозвездного диска, направление биполярных потоков оказывается перпендикулярным плоскости диска [138,139]. Взаимодействие звездного ветра и коллимированных потоков газа с неоднородностями окружающей среды вокруг молодых звезд приводит к образованию ударного возбуждения свечения компактных туманностей, так называемых объектов Хербига-Аро (HNO), движущихся в звездном ветре по направлению от звезды (см., например, обзор [140]).

Существование интенсивного звездного ветра TTS обсуждалось уже в ранних работах Хербига [4] и Куи [141], где отмечалось, что профили линий H $\alpha$ , CaII и NaI D со смещенными в синюю сторону абсорбционными компонентами указывают на истечение вещества со скоростями от 100 до 400 км с<sup>-1</sup>. Термин "звездный ветер" в данном случае означает лишь истечение вещества от звезды в межзвездное пространство. Природа наблюдаемого явления может кардинально отличаться как от звездного ветра горячих звезд, так и от солнечного ветра.

По оценкам разных авторов, звездный ветер уносит от  $10^{-8}$  до  $10^{-7} M_{\odot}$  в год [142,54], что соответствует механическому потоку энергии от 1% до 10% болометрического потока излучения звезды [143]. Природа столь энергичного ветра у звезд низкой светимости не вполне понятна. Тепловой механизм ветра, аналогичный солнечному, не способен обеспечить такой

большой темп потери массы [144]. Модели ветра, движимого МГД волнами (предполагая, что TTS обладают магнитным полем, генерированным динамо солнечного типа) имели некоторый успех в объяснении интенсивности Бальмеровской эмиссии [145-148]. Однако, кроме CTTS, имеющих сильный ветер, есть более обширный класс звезд WTTS, которые также быстро вращаются, занимают такое же положение на диаграмме ГР, следовательно, имеют такое же внутреннее строение подфотосферных слоев и должны иметь такой же механизм динамо. Но WTTS не показывают признаков потери массы в виде звездного ветра, биполярных потоков или джетов. Кабрит и др. [133] предположили, что механизм звездного ветра TTS должен быть непосредственно связан с аккрецией, поскольку есть корреляция между диагностиками ветра, с одной стороны (светимость в линии  $H\alpha$ , образующейся в области внутреннего ветра,  $r \ll 10 R_*$ , и светимость в запрещенных линиях, образующихся во внешнем ветре,  $r \gg 1$  а.е.), и диагностиками дисковой аккреции (ИК светимость), с другой.

Оптические джеты молодых объектов видны на прямых снимках в эмиссионных линиях  $H\alpha$ , [NII] и [SII]. Первые джеты были обнаружены у звезд DG Tau, HL Tau, и др. [149]. Наилучшие изображения джетов были получены с телескопом Хаббла (например, джет HH Tau [150]). Джеты имеют такой же эмиссионный спектр ударного возбуждения, что и объекты Хербига-Аро: запрещенные линии низкого возбуждения [OI], [NII], [SII], [FeII] и Бальмеровские линии. Электронная плотность, определяемая по отношению линий [SII] 6716 и 6731 Å, порядка  $10^3 \text{ см}^{-3}$ , температура порядка  $10^4 \text{ К}$ . Джеты состоят из отдельных узлов (ярких пятен), а на продолжении джета, где направленный поток сталкивается с межзвездной средой, может наблюдаться светящаяся дуга - ударный фронт (*bow shock*). В джете HH34 наблюдается 13 узлов, линейное расстояние между узлами около  $10^{15} \text{ см}$ . Узельная структура джетов обусловлена импульсным характером ускорения джетов, с временным интервалом между импульсами от десятков до сотен лет [151].

Источники джетов - это, как правило, молодые звезды низкой светимости ( $1-10 L_{\odot}$ ), глубоко спрятанные в свои околос звездные пылевые оболочки с визуальной экстинкцией в несколько звездных величин, и являющиеся, по-видимому, наиболее молодыми TTS. Протяженность джетов таких молодых объектов в среднем 0.01 - 0.1 пк. Большинство классических TTS имеют более скромные джеты: типичный размер области, излучающей в запрещенных линиях, 100 - 500 а.е., средняя пространственная скорость джета около  $170 \text{ км с}^{-1}$  [152]. Профили запрещенных линий указывают на два компонента истечения: один на малой скорости ( $< 50 \text{ км с}^{-1}$ ) и другой на большой скорости ( $> 100 \text{ км с}^{-1}$ ).

Предполагается, что медленный компонент - это истечение вещества с поверхности аккреционного диска (ветер диска), а быстрый компонент - это узконаправленный джет [35,153,154]. Масса, уносимая джетом, невелика: от  $5 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$  до  $2 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$  в год. Это означает, что только малая доля звездного ветра коллимирована в джеты [140,155].

Около половины известных джетов биполярны, т.е. наблюдаются два противоположно направленных джета с двух сторон от центрального источника, при этом в половине случаев скорости двух джетов существенно различаются, т.е. противоположные джеты ускоряются не одинаково [156,157]. Механизм ускорения и коллимации джетов молодых звезд остается предметом дискуссии. Наиболее популярной является модель ускорения ветра магнитной центрифугой аккреционного диска с последующей коллимацией потока магнитным полем диска и межзвездной среды [154,158-162].

9. *Двойные и кратные TTS.* В предыдущих разделах при описании наблюдаемых свойств TTS подразумевалось, что наблюдаются одиночные звезды. Известно, однако, что среди звезд ГП солнечной массы доля двойных довольно велика [163]. Если наблюдаемые параметры двойной системы приписываются одиночной звезде, могут возникать заметные ошибки в определении эффективной температуры и светимости и, как следствие - ошибки в определении массы и возраста. Исследованию двойственности молодых звезд было посвящено много работ, особенно в последнее десятилетие, благодаря развитию методов высокого углового разрешения в ИК диапазоне спектра, поскольку маломассивные вторичные компоненты TTS легче обнаружить в ИК диапазоне, чем в оптике. Поиски и исследования двойных TTS были проведены в разных областях звездообразования. В недавнем обзоре Мэтью и др. [164] даны основные результаты и ссылки на оригинальные работы. Например, в ближайшей области звездообразования в Тельце методом ИК спекл-интерферометрии проведены поиски двойных TTS в диапазоне угловых расстояний между компонентами от  $0''.13$  до  $13''$  (от 20 до 2000 а.е.) [165,166]. Из 178 исследованных TTS найдено 68 двойных систем, 9 тройных и 3 квадрупольных. Таким образом, частота встречаемости неодионых звезд составляет около 42%, это вдвое больше, чем у звезд солнечного типа на ГП в том же интервале расстояний между компонентами. Не найдено значимое различие между CTTS и WTTS по частоте двойных систем. Аналогичный результат был получен методом покрытия звезд Луной на длине волны  $2.2 \mu\text{m}$  [167] в диапазоне разделения компонентов от  $0''.005$  до  $10''$ . В других областях звездообразования (например, в Трапедии Ориона [168,169]) частота встречаемости двойных примерно такая же, как у звезд ГП. Наблюдения указывают, что различие в частоте двойных

среди PMS звезд и звезд ГП не является эволюционным эффектом (не зависит от возраста), поэтому исследования последних лет направлены на выяснения корреляций между частотой двойных и начальными условиями звездообразования, такими как температура и плотность облака. По-видимому, двойные и кратные системы рождаются в процессе фрагментации коллапсирующего облака [164].

Наблюдения двойных дали возможность впервые измерить "непосредственно" массы PMS звезд, долгое время известные лишь косвенно, из сравнения с теоретическими эволюционными треками. Измерения тангенциальных скоростей двадцати TTS методом спекл-интерферометрии в течение нескольких лет позволили определить, что суммарные массы двойных составляют в среднем  $1.7 M_{\odot}$ , что неплохо согласуется с оценками масс по эволюционным трекам [170]. Применение инфракрасной спектроскопии заметно расширило список спектрально-двойных PMS звезд. В работе [171] приведен список всех известных к 2002г. спектрально-двойных TTS, где наблюдаются линии обоих компонентов. Диапазон отношения масс компонентов  $M_2/M_1$  составляет от 0.2 до 1.

Наблюдения двойных TTS позволяют калибровать теоретические эволюционные треки: поскольку абсолютный возраст обоих компонентов предполагается одинаковым, они должны лежать на одной изохроне на пересечении с треками, соответствующими их массам. Такое сравнение было сделано пока лишь для немногих систем [172-174]. Теоретические эволюционные треки PMS звезд удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми параметрами - эффективной температурой, светимостью и массой - и дают, по-видимому, достоверную оценку абсолютного возраста звезд. Ошибки в определении эффективной температуры и светимости звезд пока еще не позволяют сделать уверенный выбор между различными моделями эволюционных треков.

10. *Модели TTS.* Единой модели звезды типа Т Тельца, объясняющей все наблюдаемые характеристики, пока не существует. Чаще всего проводится моделирование эмиссионного спектра, профилей эмиссионных линий или распределения энергии в спектре на основе какой-либо концепции. Из наблюдений определяются такие характеристики, как светимость, температура и скорость вращения звезды. По положению звезды на диаграмме ГР можно определить ее радиус, массу и возраст. В некоторых случаях из наблюдений можно непосредственно определить массу и радиус (см. "Двойные и кратные TTS"). Другие важные характеристики - темп потери массы и темп аккреции - можно найти, только пользуясь параметрическими моделями звездного ветра и моделями дисковой или магнитосферной аккреции, где эти характеристики являются свободными (варьируемыми) параметрами.

Первые модели TTS основывались на видимом сходстве их эмиссионных спектров с хромосферным спектром Солнца и вспыхивающих звезд. Концепция "глубокой хромосферы" была предложена Хербигом [175]. Он предположил, что область температурного минимума в фотосфере TTS лежит на большей оптической глубине, чем аналогичная область на Солнце. Если хромосферный подъем температуры начинается на оптических глубинах (в континууме) от 0.01 до 0.1, то можно объяснить как избыточный континуум (*veiling*), так и сильные эмиссионные линии. Эта концепция была проработана в серии полу-эмпирических моделей [176-179], в которых ход температуры с глубиной задавался параметрически. Эти модели удовлетворительно воспроизводят эмиссионные линии (например, ИК триплет CaII), наблюдаемые в спектрах WTTS, но не могут объяснить широкие интенсивные линии в спектрах CTTS и большие значения *veiling*. Основной недостаток модели глубокой хромосферы - это необходимость какого-то механизма, который поставлял бы в хромосферу мощность, иногда превосходящую фотосферную светимость. Хотя хромосферная модель не может объяснить все наблюдаемые спектральные особенности, она является необходимой составляющей более общей модели, поскольку как у WTTS, так и у CTTS присутствует магнитная активность солнечного типа (см. "Магнитные поля и пятна").

Кроме хромосферы, эмиссионный спектр образуется в более протяженной области звездного ветра, где широкие профили Бальмеровских линий могут быть обусловлены эффектом Доплера. Первые оценки потока массы в звездном ветре TTS были сделаны Куи [141] в рамках модели, где ветер ускоряется вблизи поверхности звезды до параболической скорости и далее движется баллистически. Темп потери массы оказался довольно большим,  $10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot}$  в год, что поставило вопрос о механизме ускорения ветра TTS, поскольку наиболее распространенные механизмы - тепловое расширение короны или радиативное давление в линиях - могут обеспечить поток порядка  $10^{-9} M_{\odot}$  в год. Модели ветра, движимого МГД волнами, генерируемыми в конвективной зоне, разрабатывались Лаго [146,147], Декампли [144], Хартманом и др. [145]. Этот механизм ускорения обеспечивает темп потери массы порядка  $10^{-8} M_{\odot}$  в год при условии, что мощность потока МГД волн сравнима с фотосферной светимостью звезды.

Согласие модели звездного ветра с наблюдениями может быть проверено, в частности, сравнением теоретических и наблюдаемых профилей спектральных линий. Потoki в эмиссионных линиях MgII, CaII, NaI D и профили линий были рассчитаны Хартманом и др. [180] для сетки моделей сферически-симметричного ветра с ускорением. Было показано, что профили лучше согласуются с наблюдаемыми, если ввести турбулентную скорость, сравнимую со скоростью расширения: при этом достигается необходимая ширина эмиссионных линий, образующихся в основании

ветра. В работе Натты и Джиованарди [181] рассчитаны профили дублета NaD для сетки моделей сферически-симметричного ветра и определен темп потери массы для ряда TTS: от  $3 \cdot 10^{-8}$  до  $3 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$  в год, что согласуется с оценками темпа потери массы по линиям CO. Коническая геометрия ветра, начинающегося от гипотетического граничного слоя между звездой и аккреционным диском, использовалась при моделировании Бальмеровских линий в работе [182]. Модель "стохастического ветра" TTS была разработана Грининым и др. [183,184]. В этой модели ветер не является непрерывным, а состоит из отдельных облаков, заполняющих около 10% объема; облака ускоряются вблизи поверхности звезды и тормозятся баллистически по мере удаления. Нельзя сказать, что наблюдаемые профили линий позволяют однозначно выбрать одну из моделей. Тем не менее, модели позволяют понять, каким образом профили линий зависят от различных параметров ветра и установить допустимые пределы этих параметров.

Классическая работа Линден-Белла и Прингла [131] положила начало серии аккреционных моделей. Первые расчеты профилей эмиссионных линий, образующихся в газе, падающем на звезду, были выполнены в работе Ульриха [185]. Непосредственное применение теории аккреционного диска для звезд TTS было сделано в работах Берту и др. [22,186], где полагалось, что вращающийся по квази-кеплеровским орбитам газ достигает поверхности звезды и создает ударный фронт (граничный слой) в экваториальной области. Согласно [131] светимость аккреционного диска определяется формулой  $L_{accr} = GM \cdot \dot{M}_{accr} / R$ . Половина аккреционной энергии высвечивается в диске, и другая половина - в граничном слое. В граничном слое между диском и звездой газ диска, вращающийся со сверхзвуковой орбитальной скоростью ( $\sim 250 \text{ км с}^{-1}$ ), тормозится до фотосферной скорости вращения ( $\sim 20 \text{ км с}^{-1}$ ). Это создает турбулентную, высокотемпературную ( $\sim 10^4 \text{ К}$ ) область, светимость которой может достигать светимости звезды, в зависимости от темпа аккреции и угла наклона к лучу зрения. Излучение граничного слоя может, в принципе, объяснить наблюдаемые избытки в УФ, оптике и ИК [31,187,188]. Зная из наблюдений параметры звезды ( $M$ ,  $R$ ,  $L$ ) и избыточную светимость, например, в оптическом диапазоне (*veiling*), можно найти  $L_{accr}$  и тем самым определить темп аккреции  $\dot{M}_{accr}$ . Практические формулы даны в [35]. Наблюдаемое распределение энергии в спектре CTTS от УФ до ИК достаточно хорошо воспроизводится в простых моделях как сумма трех составляющих: звезда позднего спектрального класса, аккреционный диск, и граничный слой [22,186,189].

Темп аккреции, по оценкам разных авторов, составляет от  $10^{-9}$  до  $10^{-6} M_{\odot}$  в год и значительно превосходит темп потери массы. Отношение темпа потери массы, определяемого по запрещенным линиям, к темпу аккреции, определяемого по уровню *veiling* в оптической области,

составляет в среднем (по выборке около 40 CTTS)  $\dot{M}_{wind}/\dot{M}_{accr} = 0.01$  [35]. Это далеко не очевидный результат, так как истечение вещества (ветер и джеты) с наблюдаемой точки зрения являются доминирующим явлением по сравнению с явлениями аккреции. Следует иметь в виду, однако, что при определении темпа потери массы по светимости запрещенных линий учитывается много параметров, и приведенное выше отношение может быть занижено на порядок величины.

Следующим шагом в развитии аккреционных моделей стала концепция магнитосферной аккреции. Мотивацией послужил тот наблюдательный факт, что радиальная скорость падающего газа, определяемая по смещенным в красную сторону абсорбционным компонентам спектральных линий, близка к скорости свободного падения на звезду ( $\sim 400 \text{ км с}^{-1}$ ) с расстояния нескольких радиусов звезды. Это явно не согласуется с тем, что газ приближается к звезде по кеплеровским орбитам. В модели магнитосферной аккреции, впервые рассмотренной для нейтронных звезд [190] и затем примененной к TTS [160-162], магнитное поле звезды останавливает дисковую аккрецию на расстоянии нескольких радиусов и направляет движение газа (частично ионизованного) вдоль силовых линий магнитного поля. Предполагается, что от внутренней границы аккреционного диска газ падает на звезду свободно. Если магнитосфера имеет дипольную структуру, то околос звездный газ, первоначально сконцентрированный в экваториальной плоскости, заканчивает свое падение на высоких широтах поверхности звезды. В основании аккреционных колонок на поверхности звезды образуется ударный фронт - горячее пятно или кольцо вокруг полюса (как полярное сияние в атмосфере Земли). В этой модели непрерывный эмиссионный спектр CTTS обусловлен излучением горячего пятна. Излучение аккрецирующего газа дает вклад также в линейчатый эмиссионный спектр. Джонс-Крулл и др. [191], анализируя IUE спектры TTS, нашли, что светимость в линии CIV 1549 превосходит значения, ожидаемые при магнитной активности на уровне насыщения. При этом избыточная светимость CIV коррелирует с темпом аккреции.

В рамках магнитосферной модели объясняются и малые скорости вращения CTTS: быстро вращающаяся звезда взаимодействует с медленно вращающимся диском посредством магнитного поля. Магнитное поле звезды, пересекающее околос звездный диск за пределами радиуса коротации, где кеплеровская угловая скорость меньше угловой скорости звезды, тормозит вращение звезды и таким образом регулирует эволюцию углового момента в течение PMS стадии звездной эволюции [162,192-194].

Шу и др. [58] предложили модель, объединяющую аккрецию и звездный ветер TTS. В этой модели ветер ускоряется магнитной центрифугой звезды. Магнитное поле звезды взаимодействует с ионизованным газом в аккреционном диске на определенном расстоянии  $r = R_X$ . Это расстояние зависит,

в основном, от напряженности магнитного поля  $B$  и темпа аккреции, и слабо зависит от массы и радиуса звезды. При  $B=1 \text{ kG}$  (на поверхности звезды) и  $\dot{M}_{\text{аккр}} = 10^{-7} M_{\odot}$  в год,  $R_x = 4 - 5 R_*$ . В окрестностях  $R_x$  диск пронизан как замкнутыми магнитными линиями магнитосферы звезды ( $r < R_x$ ), так и открытыми магнитными линиями диска ( $r > R_x$ ), удаляющимися от звезды по мере удаления от плоскости диска. Вещество диска может падать на звезду вдоль замкнутых линий, и может быть ускорено прочь от звезды вдоль открытых линий (рис.6). Эта модель объясняет тот наблюдательный факт, что явления звездного ветра и джеты наблюдаются только у звезд с аккреционными дисками.

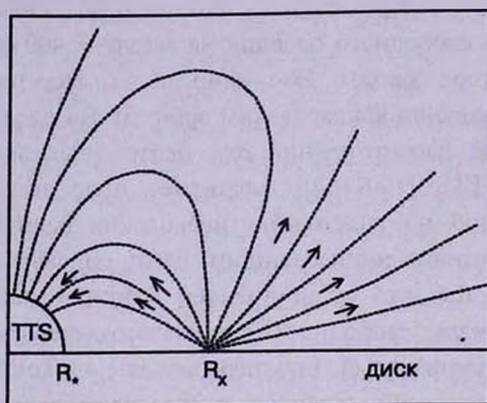


Рис.6. Направление газовых потоков в магнитном поле системы "звезда + диск" в модели Шу и др. [58].

Детальные расчеты структуры ударного фронта в основании аккреционной колонки и расчеты ожидаемого эмиссионного спектра были выполнены в работах [195-198]. Профили эмиссионных линий, вычисленные в рамках магнитосферной модели [199-202], имеют характерные особенности: широкие, слегка смещенные в синюю сторону эмиссионные линии, образующиеся в магнитосфере звезды, и смещенные в красную сторону абсорбционные компоненты, образующиеся в той части магнитосферы, которая видна в проекции на звезду. Это удовлетворительно согласуется с наблюдаемыми профилями Бальмеровских линий у большинства CTTS, хотя теоретические профили более асимметричны и менее широки, чем наблюдаемые.

В моделях магнитосферной аккреции остается еще много неясностей, касающихся магнитного взаимодействия магнитосферы и диска, механизма торможения вращения звезды и механизма ускорения звездного ветра [58,203-205].

11. *Феномен FU Ориона*. Звезда FU Ori, расположенная в темной туманности Барнард 35, в 1936 - 1937 годах увеличила свой блеск на

6 величин, от  $m_{ph} = 16$  до  $\approx 9.7$ . Два года спустя блеск звезды ослабел примерно на 1<sup>m</sup> и с тех пор, на протяжении уже более 60 лет, остается на уровне яркости  $B = 10.5 - 11.0$ . FU Ori имеет спектр сверхгиганта F-G. Наиболее полное исследование FU Ori было выполнено Хербигом [206], который показал, что эта звезда находится на стадии эволюции до ГП.

Другая звезда, V1057 Cyg, расположенная в туманности NGC 7000, в 1970г. увеличила свой блеск от  $m_{ph} = 16$  до  $\approx 10.5$  [207]. До увеличения яркости звезда была известна как неправильная переменная. Имеется только один спектр V1057 Cyg до вспышки, который показывает характерные эмиссионные линии звезды типа Т Тельца [208]. В максимуме блеска V1057 Cyg имела светимость около  $2000 L_{\odot}$  и спектр сверхгиганта A [209]. Два года спустя спектр был уже более поздним, F-GI-II. В течение нескольких лет после вспышки блеск V1057 Cyg уменьшался, и к 1980-м годам стабилизировался на уровне  $B = 13 - 13.5$  [210].

Термин "фуор" был введен В.А.Амбарцумяном в статье [211], где были рассмотрены основные наблюдаемые свойства FU Ori и V1057 Cyg и указано на то, что феномен FU Ori может оказаться закономерной фазой в эволюции звезд. Подробное обсуждение свойств фуоров и рассмотрение предлагавшихся гипотез можно найти в обзорах [208,210,212,213]. Сейчас к группе фуоров, кроме FU Ori и V1057 Cyg, можно отнести еще несколько объектов, например, V1515 Cyg, V1735 Cyg, V346 Nor [214], BBW76 [215]. Ни для одного из них, кроме V1057 Cyg, не известен спектр до вспышки, а подъем блеска был прослежен фотометрически только для FU Ori, V1057 Cyg и V1515 Cyg (кривые блеска даны в работах [208,216-219]). Есть еще несколько объектов, которые относят к фуорам на основании спектральных характеристик. Все фуоры расположены в областях звездообразования (в темных облаках) и связаны с отражательными туманностями.

Основные спектральные характеристики фуоров: светимость сверхгиганта ( $\log g \approx 2$ ), большой темп потери массы и широкие фотосферные линии. Спектральный тип, определяемый по красной и ближней ИК области, более поздний, чем по синей области спектра. Кроме того, у фуоров наблюдается повышенное содержание лития, характерное для молодых звезд. Темп потери массы FU Ori оценивается как  $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}$  в год, что на три порядка превосходит средние значения  $\dot{M}$  классических TTS [220] (интенсивный ветер FU Ori виден в профиле линии H $\alpha$  на рис.2). Ширина фотосферных линий соответствует  $v \sin i = 70 \text{ км с}^{-1}$  у FU Ori и  $55 \text{ км с}^{-1}$  у V1057 Cyg [221]. Профили спектральных линий, однако, не вполне соответствуют классическому вращательному профилю сферической фотосферы с потемнением к краю: слабые (оптически тонкие) линии в

спектре фуоров имеют более крутые крылья и более плоское дно, по сравнению с вращательным профилем. Такой профиль может быть обусловлен либо присутствием большого полярного холодного пятна, либо несферической геометрией фотосферы. В некоторых линиях присутствует эмиссионное ядро, из-за чего линии выглядят раздвоенными.

В 1996г. блеск V1057 Cyg упал еще на одну звездную величину, до  $V = 14.5$ , и почти достиг предвспышечного уровня. При этом заметно усилились эмиссионные ядра линий и появились эмиссии низкого возбуждения, но фотосферный спектр по-прежнему остается спектром сверхгиганта F - G, т.е. возврата к спектру звезды типа Т Тельца не наблюдается [222].

Хартман и др. [223,224] предложили модель, согласно которой явление фуора представляет собой резкое увеличение темпа аккреции (до  $10^{-4} M_{\odot}$  в год). Высокий темп дисковой аккреции приводит к тому, что магнитное поле звезды уже не может контролировать движение газа в диске; диск простирается до поверхности звезды и, кроме того, разогревается настолько, что его светимость в видимом диапазоне значительно превосходит светимость звезды. Диск оптически плотный, и наблюдаемый спектр принадлежит уже не сферической фотосфере центральной звезды, а плоской фотосфере диска. Такая модель объясняет наблюдаемые профили спектральных линий, а также обеспечивает "извне" высокую светимость фуора за счет гравитационной энергии аккрецирующего вещества. Высокий темп потери массы (ветер) считается следствием высокого темпа аккреции. В отличие от катаклизмических переменных, где аккреционный диск пополняется за счет перетекания вещества от соседнего компонента двойной системы, аккреционный диск фуоров должен пополняться за счет аккреции вещества из окружающей околосреды. Увеличение темпа аккреции может быть следствием тепловой неустойчивости в диске, и может повторяться с интервалом в сотни лет.

Аккреционная модель фуоров интенсивно развивалась и уточнялась на протяжении более десятка лет (см. обзор [213]) и в настоящее время является общепризнанной. Тем не менее, не все наблюдаемые особенности фуоров могут быть объяснены в рамках этой модели. Детальное сравнение наблюдаемых спектров фуоров с модельными проведено в недавней работе Хербига и др. [221]. В этой же статье были высказаны следующие замечания. Если фуор - это аккреционный диск TTS, то большинство фуоров должно наблюдаться там же, где и большинство TTS. Однако ни одного фуора не было обнаружено в областях, наиболее богатых звездами Т Тельца, таких как туманность Ориона или скопление вокруг  $\rho$  Oph. В отличие от CTTS, у фуоров не наблюдается джетов - характерных признаков дисковой аккреции. Что касается потери массы, то в спектре V1057 Cyg,

полученном еще за 12 лет до вспышки, были видны признаки необычно высокого темпа потери массы. Все это наводит на мысль о том, что явление фуора может быть присуще какому-то немногочисленному классу молодых, быстро вращающихся звезд.

Крымская астрофизическая обсерватория,  
Украина, e-mail: petrov@crao.crimea.ua

## T TAURI STARS

P.P.PETROV

Observable characteristics of young solar mass stars (T Tauri stars) are reviewed; modern theoretical concepts and models of the stars are considered briefly.

Key words: *Review:T Tauri stars*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A.H.Joy*, *Astrophys. J.*, **102**, 168, 1945.
2. *A.H.Joy*, *Astrophys. J.*, **110**, 424, 1949.
3. *V.A.Ambartsumian*, *Stellar evolution and Astrophys.*, Erevan: Acad. Sci. Armen. SSR, 1947.
4. *G.H.Herbig*, *Adv. Astron. Astrophys.*, **1**, 47, 1962.
5. *I.Appenzeller*, *R.Mundt*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **1**, 291, 1989.
6. *C.Bertout*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **27**, 351, 1989.
7. *G.Basri*, *C.Bertout*, in *Protostars and Planets III*, eds. E.H.Levy, J.I.Lunine (Tucson, Univ. Arizona), 1993, p.553.
8. *F.Shu*, *F.C.Adams*, *S.Lizano*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 23, 1987.
9. *S.W.Stahler*, *Proc. 33<sup>rd</sup> ESLAB Symp. "Star formation from the small to the large scales"*, ASTEC, Noordwijk, eds. F.Favata, A.A.Kaas, A.Wilson, 2000, p.133.
10. *F.Palla*, *S.W.Stahler*, *Astrophys. J.*, **525**, 772, 1999.
11. *S.J.Kenyon*, *L.Hartmann*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **101**, 117, 1995.
12. *L.B.F.M.Waters*, *C.Waelkens*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 233, 1998.
13. *Р.Е.Гершберг*, "Активность солнечного типа звезд главной последовательности", Астропринт, Одесса, 2002, с.688.

14. *П. Петров, А. Щербаков*, в "Звезды и галактики в наблюдательном аспекте. Труды III Европейской астрономической конференции. Тбилиси, 1-5 июля 1975" Ред. Е.К.Харадзе. Тбилиси Мецниереба. 1976, с.163.
15. *П.Ф. Чугайнов*, *Astrophys. J.*, **34**, 271, 1991.
16. *F.M. Walter*, *Astrophys. J.*, **306**, 573, 1986
17. *K.P. Lindroos*, *Astron. Astrophys.*, **156**, 223, 1986.
18. *G.H. Herbig, K.R. Bell*, *Lick Obs. Bull.*, №1111, 1988.
19. *M. Cohen, L.V. Kuhi*, *Astron. J. Suppl. Ser.*, **41**, 743, 1979.
20. *M. Cohen, L.V. Kuhi*, *Astrophys. J.*, **227**, L105, 1979.
21. *L.V. Kuhi*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **15**, 47, 1974.
22. *C. Bertout, G. Basri, J. Bouvier*, *Astrophys. J.*, **330**, 350, 1988.
23. *V.E.E. Mendoza*, *Astrophys. J.*, **143**, 1010, 1966.
24. *V.E.E. Mendoza*, *Astrophys. J.*, **151**, 997, 1968.
25. *A.E. Rydgren, D.S. Zak, F.J. Vrba et al.*, *Astron. J.*, **89**, 1015, 1984.
26. *S. Rucinski*, *Astron. J.*, **90**, 2321, 1985.
27. *A. Skumanich*, *Astrophys. J.*, **171**, 565, 1972.
28. *G. Basri, E.L. Martin, C. Bertout*, *Astron. Astrophys.*, **252**, 625, 1991.
29. *A. Magazzu, R. Rebolo, I.V. Pavlenko*, *Astrophys. J.*, **392**, 159, 1992.
30. *U. Finkenzeller, G. Basri*, *Astrophys. J.*, **318**, 82, 1987.
31. *G. Basri, C.C. Batalha*, *Astrophys. J.*, **363**, 654, 1990.
32. *A. Chelli, L. Carrasco, R. Mujica et al.*, *Astron. Astrophys.*, **345**, L9, 1999.
33. *P.P. Petrov, G.F. Gahm, J.F. Gameiro et al.*, *Astron. Astrophys.*, **369**, 993, 2001.
34. *C.C. Batalha, N.M. Stout-Batalha, G. Basri, M.A.O. Terra*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **103**, 211, 1996.
35. *P. Hartigan, S. Edwards, L. Ghandour*, *Astrophys. J.*, **452**, 736, 1995.
36. *J. Bouvier, C. Bertout, W. Benz, M. Mayor*, *Astron. Astrophys.*, **165**, 110, 1986.
37. *G.H. Herbig*, *Pub. Astr. Soc. Pacif.*, **57**, 163, 1945.
38. *G.F. Gahm*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **18**, 259, 1974.
39. *C.L. Imhoff, I. Appenzeller*, *Scientific Accomp. of the IUE*, ed. Y.Kondo (Dordrecht: Reidel), 1987, p.295.
40. *A.I. Gomez de Castro*, in "Ultraviolet Astrophysics Beyond the IUE Final Archive", ESA SP-413, 1998, p.59.
41. *M.E. van den Ancker, P.R. Wesselius, A.G.G.M. Tielens et al.*, *Astron. Astrophys.*, **348**, 877, 1999.
42. *J. Gurtler, K. Schreyer, Th. Henning et al.*, *Astron. Astrophys.*, **346**, 205, 1999.
43. *A. Natta, M.R. Meyer, S.V.W. Beckwith*, *Astrophys. J.*, **534**, 838, 2000
44. *W.F. Thi, E.F. van Dishoeck, G.A. Blake et al.*, *Astrophys. J.*, **561**, 1074, 2001.
45. *F. Hamann, S.E. Persson*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **82**, 247, 1992.
46. *S. Edwards, P. Hartigan, L. Ghandour, C. Andruilis*, *Astron. J.*, **108**, 1056, 1994.
47. *S.H.P. Alencar, G. Basri*, *Astron. J.*, **119**, 1881, 2000.
48. *J. Muzerolle, N. Calvet, L. Hartmann*, *Astrophys. J.*, **492**, 743, 1998.
49. *M.T.V.T. Lago, J.F. Gameiro*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, **294**, 272, 1998.
50. *B. Reipurdt, A. Pedrosa, M.T.V.T. Lago*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **120**, 229, 1996.
51. *C.M. Johns, G. Basri*, *Astrophys. J.*, **449**, 341, 1995.

52. *I.Jankovics, I.Appenzeller, J.Krautter*, Publ. Astr. Soc. Pacif., **95**, 883, 1983.
53. *I.Appenzeller, I.Jankovics, R.Ostreicher*, Astron. Astrophys., **141**, 108, 1987.
54. *S.Edwards, S.Cabrit, S.E.Strom, I.Heyer, K.M.Strom, E.Anderson*, Astrophys. J., **321**, 473, 1987.
55. *M.S.Giampapa, G.Basri, C.M.Johns, C.L.Imhoff*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **89**, 321, 1993.
56. *P.P.Petrov, E.Gullbring, I.Ilyin et al.*, Astron. Astrophys., **314**, 821, 1996.
57. *В.П.Гринин, П.П.Петров, Н.И.Шаховская*, Изв. Крымской астрофиз. обсерв., **71**, 109, 1985.
58. *F.Shu, J.Najita, E.Ostriker et al.*, Astrophys. J., **429**, 781, 1994.
59. *P.P.Petrov, V.A.Shcherbakov, S.V.Berdyugina et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **107**, 9, 1994.
60. *M.Fernandez, L.F.Miranda*, Astron. Astrophys., **332**, 629, 1998.
61. *W.Herbst*, Astron. J., **98**, 2268, 1989.
62. *C.M.Johns-Krull, G.Basri*, Astrophys. J., **474**, 433, 1997.
63. *S.H.P.Alencar, C.M.Johns-Krull, G.Basri*, Astron. J., **122**, 3335, 2001.
64. *E.Gullbring, P.P.Petrov, I.Ilyin et al.*, Astron. Astrophys., **314**, 835, 1996.
65. *J.Bouvier, A.Chelli, S.Allain et al.*, Astron. Astrophys., **349**, 619, 1999.
66. *J.Bouvier, K.N.Grankin, S.H.P.Alencar et al.*, Astron. Astrophys., in press, 2003.
67. *C.Hoffmeister*, Astr. Nach. **278**, 24, 1949.
68. *W.Herbst, D.K.Herbst, E.J.Grossman, D.Weinstein*, Astron. J., **108**, 1906, 1994.
69. *W.Herbst, R.M.Levreault*, Astron. J., **100**, 1951, 1990.
70. *P.P.Petrov, G.V.Zajitseva, Yu.S.Efimov et al.*, Astron. Astrophys., **341**, 553, 1999.
71. *F.J.Vrba, A.E.Rydgren, P.F.Chugainov et al.*, Astrophys. J., **306**, 199, 1986.
72. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, G.P.Chernova et al.*, Astrophys. Space Sci., **186**, 283, 1991.
73. *Н.Н.Кулячков, В.С.Шевченко*, Письма Астрон. ж., **2**, 494, 1976.
74. *Г.В.Зайцева, В.М.Лютый*, Перем. Зв., **20**, 255, 1976.
75. *G.F.Gahm*, in "Flares and Flashes", IAU Colloq. 151, Lecture Notes in Phys., 1995, p.203.
76. *W.Gotz, W.Wenzel*, Mitt. Veranderl. Sterne **5**, №8, 142, 1970.
77. *E.W.Guenther, J.P.Emerson*, Astron. Astrophys., **321**, 803, 1997.
78. *K.Hunger, G.E.Kron*, Publ. Astr. Soc. Pacif., **69**, 347, 1957.
79. *W.Hiltner, B.Iriarte*, Astrophys. J., **127**, 510, 1958.
80. *P.Bastien*, in Polarized Radiation of Circumstellar Origin, eds. V.G.Coyne et al., Vatican Observatory, 1989, p.541.
81. *J.H.Hough, J.Bailey, A.McCall et al.*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., **195**, 429, 1981.
82. *R.Schulte-Ladbeck*, Astron. Astrophys., **120**, 203, 1983.
83. *A.Moneti, J.L.Pipher, H.L.Helfer et al.*, Astrophys. J., **282**, 508, 1984.
84. *Ю.К.Бергнер, А.С.Мирошниченко, Р.В.Юдин и др.*, Письма Астрон. ж., **13**, 208, 1987.
85. *Р.В.Юдин*, Астрон. ж., **65**, 1250, 1988.
86. *P.Bastien*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **59**, 277, 1985.
87. *Р.А.Варданян*, Сообщения Бюраканской обс., **35**, 3, 1964.

88. *T.Nagata, S.Sato, Y.Kobayashi*, *Astron. Astrophys.*, **119**, L1, 1983.
89. *R.Mundt, J.W.Fried*, *Astrophys. J.*, **274**, L83, 1983.
90. *K.W.Hodapp*, *Astron. Astrophys.*, **141**, 255, 1984.
91. *P.Bastien*, *Astrophys. J.*, **317**, 231, 1987.
92. *P.Bastien, F.Menard*, *Astrophys. J.*, **364**, 232, 1990.
93. *T.Montmerle, L.Koch-Miramond, E.Falgarone, J.E.Grindlay*, *Astrophys. J.*, **269**, 182, 1983.
94. *E.D.Feigelson, T.Montmerle*, *Astrophys. J. Lett.*, **289**, L19, 1985.
95. *J.Bouvier*, *Astron. J.*, **99**, 946, 1990.
96. *E.D.Feigelson, W.M.DeCampli*, *Astrophys. J.*, **243**, 89, 1981.
97. *F.M.Walter, L.V.Kuhi*, *Astrophys. J.*, **284**, 194, 1984.
98. *T.Montmerle, P.Andre*, in "Formation and Evolution of Low Mass Stars", eds: *A.K.Dupree, M.T.V.T.Lago*, *Kluwer Acad. Publ.*, 1988, p.225.
99. *E.D.Feigelson*, in *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, eds *J.L.Linski, R.E.Stencel*, *Springer Lecture Notes in Physics*, **291**, 1988, p.455.
100. *G.Basri, G.W.Marcy, J.A.Valenti*, *Astrophys. J.*, **390**, 622, 1992.
101. *E.Guenther, H.Lehman, J.P.Emerson, J.Staude*, *Astron. Astrophys.*, **341**, 768, 1998.
102. *C.M.Johns-Krull, J.A.Valenti, C.Koresko*, *Astrophys. J.*, 516, 900, 1999.
103. *J.-F.Donati, M.Semel, B.D.Carter et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, **291**, 658, 1997.
104. *C.M.Johns-Krull, J.A.Valenti, A.Hatzes, A.Kanaan*, *Astrophys. J.*, **510**, L41, 1999.
105. *C.Hoffmeister*, *Veroeff. Stern. Sonnenberg*, **6**, 97, 1965.
106. *V.S.Shevchenko, W.Herbst*, *Astrophys. J.*, **116**, 1419, 1998.
107. *К.Гранкин*, *Астрон. ж.*, **72**, 894, 1995.
108. *J.Bouvier, C.Bertout*, *Astron. Astrophys.*, **211**, 99, 1989.
109. *В.П.Гринин*, *Астрофизика*, **16**, 243, 1980.
110. *I.Joncour, C.Bertout, F.Menard*, *Astron. Astrophys.*, **285**, L25, 1994.
111. *K.G.Strassmeier, A.D.Welty, J.B.Rice*, *Astron. Astrophys.*, **285**, L17, 1994.
112. *A.P.Hatzes*, *Astrophys. J.*, **451**, 784, 1995.
113. *J.B.Rice, K.G.Strassmeier*, *Astron. Astrophys.*, **316**, 164, 1996.
114. *I.Joncour, C.Bertout, J.Bouvier*, *Astron. Astrophys.*, **291**, L19, 1994.
115. *C.M.Johns-Krull, A.P.Hatzes*, *Astrophys. J.*, **487**, 896, 1997.
116. *Y.C.Unruh, A.Collier Cameron, E.Guenther*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, **295**, 781, 1998.
117. *M.Schussler, P.Caligari, A.Ferriz-Mas et al.*, *Astron. Astrophys.*, **341**, 503, 1996.
118. *J.Bouvier, E.Covino, O.Kovo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **299**, 89, 1995.
119. *P.C.Myers, G.A.Fuller, R.D.Mathieu et al.*, *Astrophys. J.*, **319**, 340, 1987.
120. *M.Cohen*, *Astrophys. J.*, **270**, L69, 1983.
121. *A.I.Sargent, W.J.Welch*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **31**, 297, 1993.
122. *A.Dutrey, S.Guilloteau, M.Simon*, *Astron. Astrophys.*, **286**, 149, 1994.
123. *S.Guilloteau, A.Dutrey, M.Simon*, *Astron. Astrophys.*, **348**, 570, 1999.
124. *A.Dutrey, S.Guilloteau, L.Prato et al.*, *Astron. Astrophys.*, **338**, L63, 1998.
125. *S.Guilloteau, A.Dutrey*, *Astron. Astrophys.*, **339**, 467, 1998.

126. *G. Duvert, A. Dutrey, S. Guilloteau et al.*, *Astron. Astrophys.*, **332**, 867, 1998.
127. *C.R. O'Dell, Z. Wen, X. Hu*, *Astrophys. J.*, **410**, 696, 1993.
128. *C.R. O'Dell, Z. Wen*, *Astrophys. J.*, **436**, 194, 1994.
129. *K.R. Stapelfeldt, J.E. Krist, F. Menard et al.*, *Astrophys. J.*, **502**, L65, 1998.
130. *N.I. Shakura, R.A. Sunyaev*, *Astron. Astrophys.*, **24**, 337, 1973.
131. *D. Lynden-Bell, J.E. Pringle*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, **168**, 603, 1974.
132. *F.C. Adams, C.J. Lada, F.H. Shu*, *Astrophys. J.*, **326**, 865, 1988.
133. *S. Cabrit, S. Edwards, S.S. Strom, K.M. Strom*, *Astrophys. J.*, **354**, 687, 1990.
134. *M. Osterloh, S.V.W. Beckwith*, *Astrophys. J.*, **439**, 288, 1995.
135. *P. Artymovitz, S.H. Lubow*, *Astrophys. J.*, **421**, 651, 1994.
136. *M. Simon, L. Prato*, *Astrophys. J.*, **450**, 824, 1995.
137. *J. Bally, C.J. Lada*, *Astrophys. J.*, **265**, 824, 1983.
138. *C.J. Lada*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **23**, 267, 1985.
139. *A.I. Sargent, S. Beckwith*, *Astrophys. J.*, **323**, 294, 1987.
140. *R.D. Schwartz*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **21**, 209, 1983.
141. *L.V. Kuhi*, *Astrophys. J.*, **140**, 1409, 1964.
142. *A. Natta, C. Giovanardi*, *Astrophys. J.*, **356**, 646, 1990.
143. *S. Edwards, S.E. Strom*, in *Proc. of 5<sup>th</sup> Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar System and the Sun*, eds. J.L. Linsky, R.E. Stencel (Berlin: Springer), 1988, p.443.
144. *W.M. De Campli*, *Astrophys. J.*, **244**, 124, 1981.
145. *L. Hartmann, S. Edwards, A. Avrett*, *Astrophys. J.*, **261**, 279, 1982.
146. *M.T.V.T. Lago*, PhD Thesis, 1979.
147. *M.T.V.T. Lago*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, **210**, 323, 1984.
148. *A. Natta, C. Giovanardi, F. Palla*, *Astrophys. J.*, **332**, 921, 1988.
149. *R. Mundt, J.W. Fried*, *Astrophys. J.*, **274**, L83, 1983.
150. *M.J. McCaughrean, K. Stapelfeldt, L. Close*, in "Protostars and Planets", IV (eds. V. Mannings, A.P. Boss, S.S. Russel) Tucson: Univ. of Arizona Press, 2000, p.485.
151. *A. Königl*, in "Disks and Outflows in Young Stars", eds. S. Beckwith, J. Staude, A. Quetz, A. Natta, 1994, p.700.
152. *G.A. Hirth, R. Mundt, J. Solf*, in "Disks and Outflows in Young Stars", eds. S. Beckwith, J. Staude, A. Quetz, A. Natta, 1996, p.609.
153. *F. Hamann*, *Astrophys. J. Suppl.*, **93**, 485, 1994.
154. *J. Kwan, E. Tadamaru*, *Astrophys. J.*, **332**, L41, 1988.
155. *R. Mundt*, in *Formation and Evolution of Low Mass Stars*, eds. A.K. Dupree, M.T.V.T. Lago, Dordrecht: Reidel, 1988, p.257.
156. *G. Hirth, R. Mundt, J. Solf, T. Ray*, *Astrophys. J.*, **427**, 99, 1994.
157. *J. Woitas, T.P. Ray, F. Bacciotti et al.*, *Astrophys. J.*, **580**, 336, 2002.
158. *R.D. Blandford, D.G. Payne*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, **199**, 883, 1982.
159. *R. Pudritz, C.A. Norman*, *Astrophys. J.*, **274**, 677, 1983.
160. *Y. Uchida, K. Shibata*, *PASJ*, **36**, 106, 1984.
161. *M. Camenzind*, *Rev. Mod. Astron.*, ed. G. Klare, **3**, 234, 1990.
162. *A. Königl*, *Astrophys. J.*, **370**, L39, 1991.
163. *A. Duquennoy, M. Mayor*, *Astron. Astrophys.*, **248**, 485, 1991.

164. R.D. Mathieu, A.M. Ghez, E.L.N. Jensen, M. Simon, in *Protostars and Planets. IV* (eds. V. Mannings, A.P. Boss, S.S. Russel) Tucson: Univ. of Arizona Press, 2000, p.703.
165. C. Leinert, H. Zinneker, N. Weitzel et al., *Astron. Astrophys.*, **278**, 129, 1993.
166. R. Kohler, C. Leinert, *Astron. Astrophys.*, **331**, 977, 1998.
167. M. Simon, A.M. Ghez, Ch. Leinert et al., *Astrophys. J.*, **443**, 625, 1995.
168. M.G. Petr, V. Coude Du Foresto, S.V.W. Beckwith, A. Richichi, M. McCaughrean, *Astrophys. J.*, **500**, 825, 1998.
169. M. Simon, L.M. Close, T.L. Beck, *Astron. J.*, **117**, 1375, 1999.
170. A.M. Ghez, A.J. Weinberger, G. Neugebauer et al., *Astron. J.*, **110**, 753, 1995.
171. L. Prato, T.P. Greene, M. Simon, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **201**, 2017, 2002.
172. B.W. Casey, R.D. Mathieu, L.P.R. Vaz et al., *Astron. J.*, **115**, 1617, 1998.
173. P. Corororon, A.M. Lagrange, H. Beust, *Astron. Astrophys.*, **310**, 228, 1996.
174. R.J. White, A.M. Ghez, I.N. Reid, G. Schultz, *Astrophys. J.*, **520**, 811, 1999.
175. G.H. Herbig, *Mem. Soc. R. Sci. Liege*, **19**, 13, 1970.
176. L.E. Cram, *Astrophys. J.*, **234**, 949, 1979.
177. N. Calvet, G. Basri, L. Kuhl, *Astrophys. J.*, **277**, 725, 1984.
178. N. Calvet, G. Basri, C. Imhoff, M. Giampapa, *Astrophys. J.*, **293**, 575, 1985.
179. C.C. Batalha, G. Basri, *Astrophys. J.*, **412**, 363, 1993.
180. L. Hartmann, E.H. Avrett, R. Loeser, N. Calvet, *Astrophys. J.*, **349**, 168, 1990.
181. A. Natta, C. Giovanardi, *Astron. Astrophys.*, **356**, 646, 1990.
182. N. Calvet, L. Hartmann, R. Hewett, *Astrophys. J.*, **386**, 229, 1992.
183. V.P. Grinin, A.S. Mitskevich, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **185**, 107, 1991.
184. A.S. Mitskevich, A. Natta, V.P. Grinin, *Astrophys. J.*, **404**, 751, 1993.
185. R.K. Ulrich, *Astrophys. J.*, **210**, 377, 1976.
186. G. Basri, C. Bertout, *Astrophys. J.*, **341**, 340, 1989.
187. P. Hartigan, L. Hartmann, S. Kenyon et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **70**, 899, 1989.
188. P. Hartigan, S. Kenyon, L. Hartmann et al., *Astrophys. J.*, **382**, 617, 1991.
189. J.A. Valenti, G. Basri, C.M. Johns, *Astron. J.*, **106**, 2024, 1993.
190. P. Gosh, F.K. Lamb, *Astrophys. J.*, **232**, 259, 1979.
191. C.M. Johns-Krull, J.A. Valenty, J.L. Linsky, *Astrophys. J.*, **539**, 815, 2000.
192. S. Edwards, S.E. Strom, P. Hartigan et al., *Astron. J.*, **106**, 372, 1993.
193. E. Ostriker, F. Shu, *Astrophys. J.*, **447**, 813, 1995.
194. L. Hartmann, *Astrophys. J.*, **566**, L29, 2002.
195. N. Calvet, E. Gullbring, *Astrophys. J.*, **509**, 802, 1998.
196. S.A. Lamzin, *Astron. Astrophys.*, **295**, L20, 1995.
197. S.A. Lamzin, *Astron. Rep.* **42**, 322, 1998.
198. A.I. Gomez de Castro, S.A. Lamzin, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, **304**, L41, 1999.
199. N. Calvet, L. Hartmann, *Astrophys. J.*, **386**, 239, 1992.
200. J. Muzerolle, L. Hartmann, N. Calvet, *Astron. J.*, **116**, 455, 1998.
201. J. Najita, J.S. Carr, A.T. Tokunaga, *Astrophys. J.*, **456**, 292, 1996.
202. L. Hartmann, R. Hewett, N. Calvet, *Astrophys. J.*, **426**, 669, 1994.
203. J. Najita, F.H. Shu, *Astrophys. J.*, **429**, 808, 1994.

204. *P.Safier*, *Astrophys. J.*, **494**, 336, 1998.
205. *M.Camenzind*, in *IAU Symp.192, HH Flows and the Birth of Low Mass Stars*, eds. *B.Reipurth, C.Bertout* (Dordrecht: Kluwer), 1997, p.241.
206. *G.H.Herbig*, *Vistas in Astron.*, **8**, 109, 1966.
207. *G.Velin*, *Astron. Astrophys.*, **12**, 312, 1971.
208. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, **217**, 693, 1977.
209. *G.L.Grasdalen*, *Astrophys. J.*, **182**, 781, 1973.
210. *Е.И.Конацкая*, *Труды АО ЛГУ*, **42**, 136, 1989.
211. *В.А.Амбарцумян*, *Астрофизика*, **7**, 557, 1971.
212. *Л.В.Мирзоян*, *Астрофизика*, **18**, 463, 1982.
213. *L.Hartmann, S.J.Kenyon*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **34**, 207, 1996.
214. *B.Reipurth*, in *IAU Symp 137, Flare Stars in Star Clusters, Associations and the Solar Vicinity*, eds. *L.V.Mirzozjan, B.R.Pettersson, M.K.Tsvetkov* (Dordrecht: Kluwer), 1990, p.229.
215. *B.Reipurth, L.Hartmann, S.J.Kenyon, A.Smette, P.Bouchet*, *Astron. J.*, **124**, 2194, 2002.
216. *S.J.Kenyon, L.W.Hartmann, E.A.Kolotilov*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **103**, 1069, 1991.
217. *E.A.Kolotilov, S.J.Kenyon*, *IBVS* 4494, 1997.
218. *М.Ибрагимов*, *IBVS* 4691, 1999.
219. *Е.Н.Конацкая, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской, О.С.Шулов*, *Астрофизика*, **45**, 175, 2002.
220. *K.Crowell, L.Hartmann, E.H.Avrett*, *Astrophys. J.*, **312**, 227, 1987.
221. *G.H.Herbig, P.P.Petrov, R.Duemmler*, *Astrophys. J.*, **595**, 2003, in press.
222. *P.P.Petrov, R.Duemmler, I.Ilyin, I.Tuominen*, *Astron. Astrophys.*, **331**, L53, 1998.
223. *L.Hartmann, S.Kenyon*, *Astrophys. J.*, **299**, 462, 1988.
224. *S.J.Kenyon, L.Hartmann, R.Hewett*, *Astrophys. J.*, **325**, 231, 1988.

# АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 46, 2003год

<i>Абрамян Г.В.</i> Межзвездная экстинкция и собственные цвета классических цефеид галактики, БМО и ММО	381
<i>Абрамян Г.В.</i> Соотношения период-светимость для классических цефеид	557
<i>Абрамян Г.В.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	577
<i>Абрамян Г.В., Синамян П.К., Гигоян К.С.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. XII. Область $-3^{\circ} \leq \delta \leq +1^{\circ}$	63
<i>Аззопарди М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	259
<i>Аззопарди М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	577
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	269
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	545
<i>Акопян А.А.</i> Определение функции распределения частоты вспышек случайно вспыхивающих объектов с помощью метода моментов	75
<i>Алавердян Г.Б., Арутюнян А.Р., Вартамян Ю.Л.</i> Нейтронные звезды с кварковым ядром. I. Уравнения состояния	445
<i>Алексеев И.Ю., Козлова О.В.</i> Пятна и активные области на эмиссионных звездах. III. LQ Нуа	41
<i>Андреасян М.Р.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i> )	423
<i>Андреасян Р.Р., Оганнисян М.А., Андреасян М.Р.</i> Магнитное поле в избранных направлениях галактики, направление спирального рукава Стрельца	423
<i>Анисимова Г.Б.</i> (см. <i>Шацова Р.Б.</i> )	319
<i>Арутюнян Г.А.</i> Фрагментация космических объектов в ходе их эволюции и возможная роль хаббловского расширения в этом процессе	103
<i>Арутюнян А.Р.</i> (см. <i>Алавердян Г.Б.</i> )	445
<i>Асланян А.М.</i> (см. <i>Станкевич К.С.</i> )	525
<i>Багдоев А.Г.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	87
<i>Бакланов А.В.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i> )	237
<i>Баранов А.С.</i> Эволюция широкой звездной пары за счет иррегулярных сил	305
<i>Бенаквиста М.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	545
<i>Вартамян Ю.Л.</i> (см. <i>Алавердян Г.Б.</i> )	445
<i>Витязев В.В.</i> (см. <i>Дробитько Е.В.</i> )	279
<i>Гигоян К.С.</i> (см. <i>Абрамян Г.В.</i> )	63
<i>Гигоян К.С., Абрамян Г.В., Аззопарди М., Маурон Н., Руссей Д., Синамян П.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. XIV. Полоса $+13^{\circ} \leq \delta \leq +33^{\circ}$	577

<i>Гигоян К.С., Маурон Н., Азопарди М.</i> Инфракрасные характеристики звезд поздних спектральных классов из обзора FBS	259
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Несколько замечаний по поводу магнитного тор-можения Ср-звезд	399
<i>Гнедин Ю.Н.</i> (см. <i>Штернин П.С.</i> )	433
<i>Грачев С.И.</i> (см. <i>Шахворостова Н.Н.</i> )	455
<i>Гришин В.П.</i> (см. <i>Козлова О.В.</i> )	331
<i>Гюльзадян М.В., Степанян Дж.А., Петросян А.Р., Кунт Д., МакЛен Б., Конт Дж.</i> Спектроскопическое исследование большого количества галактик, обнаруженных в областях Второго Бюраканского обзора	167
<i>Дубрович В.К., Сушко Н.А.</i> Магнитные монополи в ранней Вселенной: формирование пар	517
<i>Дубрович В.К.</i> (см. <i>Шахворостова Н.Н.</i> )	455
<i>Дудка О.И.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i> )	237
<i>Дорошенко В.Т., Сергеев С.Г., Меркулова Н.И., Сергеева Е.А.</i> Фотометрия сверхновой звезды SN2002ар в M74 в 2002г.	365
<i>Дробитько Е.В., Витязев В.В.</i> Кинематический анализ близких и далеких звезд каталога HIPARCOS	279
<i>Ернян А.А., Саарян А.А.</i> Космологическая динамика Бран-моделей и вакуумные эффекты	476
<i>Иванов В.П.</i> (см. <i>Станкевич К.С.</i> )	525
<i>Казарян М.А., Мартиросян Ж.Р.</i> Физическая связь галактик Казаряна с окружающими галактиками	207
<i>Казарян М.А., Петросян Г.В.</i> Новые переменные звезды	35
<i>Казарян М.А., Петросян Г.В.</i> Три новые переменные звезды	607
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i> )	95
<i>Кандалян Р.А., Хассавне А.М., Каллоглян А.Т.</i> Поле скоростей и кинематика галактики NGC784 в линии $H_{\alpha}$	95
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i> )	17
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i> )	353
<i>Караченцев И.Д.</i> (см. <i>Макарова Л.Н.</i> )	181
<i>Караченцев И.Д., Чернин А.Д., Терикорпи П.</i> Хаббловский поток: почему космологическое расширение сохраняет свою кинематическую идентичность от расстояния в несколько Мпк до наблюдательного горизонта?	491
<i>Катышева Н.А., Павленко Е.П.</i> Катаклизмические переменные в "пробеле периодов"	147
<i>Климанов С.А.</i> Оценка функции светимости галактик типа M51	191
<i>Козлова О.В.</i> (см. <i>Алексеев И.Ю.</i> )	41
<i>Козлова О.В., Гришин В.П., Чунтонов Г.А.</i> Динамические процессы в окрестности звезды Ae Хербига MWC 480 по данным	

спектрального мониторинга	331
<i>Конт Дж.</i> (см. <i>Гользадян М.В.</i> )	167
<i>Костина М.В.</i> Обогащение межгалактической среды тяжелыми элементами при больших красных смещениях	509
<i>Кочиашвили Н.Т.</i> (см. <i>Кумсиашвили М.И.</i> )	249
<i>Крикорян Р.А.</i> О тетрадной формулировке уравнения движения в общей теории относительности	599
<i>Кудрявцев Д.О., Романюк И.И.</i> Пространственное распределение магнитных CP-звезд	293
<i>Кумсиашвили М.И., Кочиашвили Н.Т.</i> Результаты фотоэлектрических наблюдений V448 Лебедя	249
<i>Кунт Д.</i> (см. <i>Гользадян М.В.</i> )	167
<i>Магакян Т.Ю., Мовсесян Т.А., Никогосян Е.Г.</i> Поиски HH-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. I. Темное облако LYND 1340	5
<i>Макарова Л.Н., Караченцев И.Д.</i> О расстоянии до близкой карликовой галактики NGC 1569	181
<i>МакЛен Б.</i> (см. <i>Гользадян М.В.</i> )	167
<i>Маньян К.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i> )	17
<i>Мартиросян Ж.Р.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i> )	207
<i>Мартиросян Р.М.</i> (см. <i>Станкевич К.С.</i> )	525
<i>Матевосян Г.Г.</i> (см. <i>Осиян Д.А.</i> )	531
<i>Маурон Н.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	259
<i>Маурон Н.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	577
<i>Меликян Н.Д., Карапетян А.А.</i> Новая T-ассоциация в области CYG OB7	353
<i>Меликян Н.Д., Маньян К., Саркисян Дж.М., Карапетян А.А.</i> Новые M-переменные в галактических темных облаках	17
<i>Меркулова Н.И.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i> )	365
<i>Микаелян А.М., Оганисян Л.Р., Саргсян Л.А.</i> Спектральное исследование кратных IRAS-галактик	221
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Магакян Т.Ю.</i> )	5
<i>Нерсисян Г.Б.</i> (см. <i>Осиян Д.А.</i> )	531
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Магакян Т.Ю.</i> )	5
<i>Оганисян Л.Р.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i> )	221
<i>Оганисян М.А.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i> )	423
<i>Орлов В.В.</i> (см. <i>Петрова А.В.</i> )	411
<i>Осиян Д.А., Нерсисян Г.Б., Матевосян Г.Г.</i> О бесстолкновительном торможении оболочек новых и сверхновых звезд в замагниченной среде	531
<i>Павленко Е.П., Дудка О.И., Бакланов А.В.</i> Многоцветные фотометрические исследования Новой V1494 Aq1 в 2002г.	237
<i>Павленко Е.П.</i> (см. <i>Катышева Н.А.</i> )	147

<i>Папоян В.В., Первушин В.Н., Проскурин Д.В.</i> Космологическое рождение материи в конформной космологии	119
<i>Папоян В.В., Первушин В.Н., Проскурин Д.В.</i> Температура реликтового излучения в конформной космологии	469
<i>Первушин В.Н.</i> (см. <i>Папоян В.В.</i> )	119
<i>Первушин В.Н.</i> (см. <i>Папоян В.В.</i> )	469
<i>Петрова А.В., Орлов В.В.</i> Аpsидальное движение в двойных звездах: вращение компонентов	411
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Гюльзадян М.В.</i> )	167
<i>Петросян Г.В.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i> )	35
<i>Петросян Г.В.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i> )	607
<i>Полякова Т.А.</i> Об изменениях блеска и поляризации $\mu$ Сep	27
<i>Полякова Т.А.</i> Изменения блеска и поляризации S Per и T Per	567
<i>Проскурин Д.В.</i> (см. <i>Папоян В.В.</i> )	119
<i>Проскурин Д.В.</i> (см. <i>Папоян В.В.</i> )	469
<i>Романюк И.И.</i> (см. <i>Кудрявцев Д.О.</i> )	293
<i>Руссей Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	577
<i>Саарян А.А.</i> Вакуумные эффекты в конформно-плоской Бран-космологии и стабилизация радиона	133
<i>Саарян А.А.</i> (см. <i>Еранян А.А.</i> )	476
<i>Садоян А.А.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	269
<i>Садоян А.А.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	545
<i>Саргсян Л.А.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i> )	221
<i>Саркисян Дж.М.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i> )	17
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Садоян А.А.</i> Эволюция пульсаров с учетом энерговыделения в сверхтекучем ядре нейтронной звезды	269
<i>Седракян Д.М., Багдоев А.Г.</i> Линейные волновые пучки в коре нейтронной звезды	87
<i>Седракян Д.М., Бенаквиста М., Шахабасян К.М., Садоян А.А., Айрапетян М.В.</i> Гравитационное излучение пульсаций вращающихся нейтронных звезд	545
<i>Сергеев С.Г.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i> )	365
<i>Сергеева Е.А.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i> )	365
<i>Силантьев Н.А.</i> (см. <i>Штернин П.С.</i> )	433
<i>Синамян П.К.</i> (см. <i>Абрамян Г.В.</i> )	63
<i>Синамян П.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	577
<i>Станкевич К.С., Асланян А.М., Иванов В.П., Мартиросян Р.М., Терзян Е.</i> Эволюция радиосветимостей остатков сверхновых Тихо и Кеплера	525
<i>Степанян Дж.А.</i> (см. <i>Гюльзадян М.В.</i> )	167
<i>Сушко Н.А.</i> (см. <i>Дубрович В.К.</i> )	517
<i>Терзян Е.</i> (см. <i>Станкевич К.С.</i> )	525

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск I

Поиски HH-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. I. Темное облако Lynds 1340	
	<i>Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Г.Никогосян</i>
	5
Новые М-переменные в галактических темных облаках	
	<i>Н.Д.Меликян, К.Маньян, Дж.М.Саркисян, А.А.Карапетян</i>
	17
Об изменении блеска и поляризации $\mu$ Ser	
	<i>Т.А.Полякова</i>
	27
Новые переменные звезды	
	<i>М.А.Казарян, Г.В.Петросян</i>
	35
Пятна и активные области на эмиссионных звездах. III. LQ Нуа	
	<i>И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова</i>
	41
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Голубые звездные объекты. XII. Область $-3^\circ \leq \delta \leq +1^\circ$	
	<i>Г.В.Абрамян, П.К.Синамян, К.С.Гигоян</i>
	63
Определение функции распределения частоты вспышек случайно вспыхивающих объектов с помощью метода моментов	
	<i>А.А.Акопян</i>
	75
Линейные волновые пучки в коре нейтронной звезды	
	<i>Д.М.Седракян, А.Г.Багдоев</i>
	87
Поле скоростей и кинематика галактики NGC 784 в линии $H_\alpha$	
	<i>Р.А.Кандалян, А.М.Хассавне, А.Т.Каллогян</i>
	95
Фрагментация космических объектов в ходе их эволюции и возможная роль хаббловского расширения в этом процессе	
	<i>Г.А.Арутюнян</i>
	103
Космологическое рождение материи в конформной космологии	
	<i>В.В.Папоян, В.Н.Первушин, Д.В.Проскурин</i>
	119
Вакуумные эффекты в конформно-плоской Бран-космологии и стабилизация радиона	
	<i>А.А.Саарян</i>
	133
Катаклизмические переменные в "пробеле периодов"	
	<i>Н.А.Катышева, Е.П.Павленко</i>
	147

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 2

Спектроскопическое исследование большого количества галактик, обнаруженных в областях Второго Бюраканского обзора	
<i>М.В.Гюльзадян, Дж.А.Степанян, А.Р.Петросян, Д.Кунт, Б.МакЛен, Дж.Конт</i>	167
О расстоянии до близкой карликовой галактики NGC 1569	
<i>Л.Н.Макарова, И.Д.Караченцев</i>	181
Оценка функции светимости галактик типа M 51	
<i>С.А.Климанов</i>	191
Физическая связь галактик Казаряна с окружающими галактиками	
<i>М.А.Казарян, Ж.Р.Мартиросян</i>	207
Спектральное исследование IRAS-галактик	
<i>А.М.Микаелян, Л.Р.Оганисян, Л.А.Саргсян</i>	221
Многоцветные фотометрические исследования новой V1494 Aql в 2002г.	
<i>Е.П.Павленко, О.И.Дудка, А.В.Бакланов</i>	237
Результаты фотоэлектрических наблюдений V448 Лебедя	
<i>М.И.Кумсиашвили, Н.Т.Кочиашвили</i>	249
Инфракрасные характеристики звезд поздних спектральных классов из обзора FBS	
<i>К.С.Гигоян, Н.Маурон, М.Аззонарди</i>	259
Эволюция пульсаров с учетом энерговыделения в сверхтекучем ядре нейтронной звезды	
<i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.А.Садоян</i>	269
Кинематический анализ близких и далеких звезд каталога HIPPARCOS	
<i>Е.В.Дробитько, В.В.Витязев</i>	279
Пространственное распределение магнитных CP-звезд	
<i>Д.О.Кудрявцев, И.И.Романюк</i>	293
Эволюция широкой звездной пары за счет иррегулярных сил	
<i>А.С.Баранов</i>	305
Гармония местной системы	
<i>Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова</i>	319

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 3

- Динамические процессы в окрестности звезды Ae Хербига MWC 480 по данным спектрального мониторинга  
*О.В.Козлова, В.П.Гринин, Г.А.Чунтонов* 331
- Новая Т-ассоциация в области Суг OB7  
*Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян* 353
- Фотометрия сверхновой звезды SN 2002ар в М 74 в 2002г.  
*В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова, Е.А.Сергеева* 365
- Межзвездная экстинкция и собственные цвета классических цефеид галактики, БМО и ММО  
*Г.В.Абрамян* 381
- Несколько замечаний по поводу магнитного торможения CP-звезд  
*Ю.В.Глаголевский* 399
- Апсидальное движение в двойных звездах: вращение компонентов  
*А.В.Петрова, В.В.Орлов* 411
- Магнитное поле в избранных направлениях галактики, направление спирального рукава Стрельца  
*Р.Р.Андреасян, М.А.Оганнисян, М.Р.Андреасян* 423
- Решение задачи Милна для замагниченной атмосферы  
*П.С.Штернин, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Силантьев* 433
- Нейтронные звезды с кварковым ядром. I. Уравнения состояния  
*Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартамян* 445
- Поляризация микроволнового космического фона, рассеянного движущимися плоскими протообъектами  
*Н.Н.Шахворостова, С.И.Грачев, В.К.Дубрович* 455
- Температура реликтового излучения в конформной космологии  
*В.В.Папоян, В.Н.Первушин, Д.В.Проскурин* 469
- Космологическая динамика Бран-моделей и вакуумные эффекты  
*А.А.Еранян, А.А.Саарян* 477

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 4

- Хаббловский поток: почему космологическое расширение сохраняет свою кинематическую идентичность от расстояния в несколько Мпк до наблюдательного горизонта?  
*И.Д.Караченцев, А.Д.Чернин, П.Терикорпи* 491
- Обогащение межгалактической среды тяжелыми элементами при больших красных смещениях  
*М.В.Костина* 509
- Магнитные монополи в ранней Вселенной: формирование пар  
*В.К.Дубрович, Н.А.Сушко* 517
- Эволюция радиосветимостей остатков сверхновых Тихо и Кеплера  
*К.С.Станкевич, А.М.Асланян, В.П.Иванов, Р.М.Мартиросян, Е.Терзян* 525
- О бесстолкновительном торможении оболочек новых и сверхновых звезд в замагниченной межзвездной среде  
*Д.А.Осипян, Г.Б.Нерсисян, Г.Г.Матевосян* 531
- Гравитационное излучение пульсаций вращающихся нейтронных звезд  
*Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян* 545
- Соотношения период-светимость для классических цефеид  
*Г.В.Абрамян* 557
- Изменения блеска и поляризации S Per и T Per  
*Т.А.Полякова* 567
- Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. XIV. Полоса  $+13^{\circ} \leq \delta \leq +33^{\circ}$   
*К.С.Гигоян, Г.В.Абрамян, М.Аззопарди, Н.Маурон, Д.Руссей, П.Синамян* 577
- Фотометрическая активность LkH<sub>α</sub> 215  
*Я.Н.Чхиквадзе* 591
- О тетрадной формулировке уравнения движения в общей теории относительности  
*Р.А.Крикорян* 599
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- Три новые переменные звезды  
*М.А.Казарян, Г.В.Петросян* 607
- Обзоры**
- Звезды типа Т Тельца  
*П.П.Петров* 611

<i>Терикорпи П. (см. Караченцев И.Д.)</i>	491
<i>Хассавне А.М. (см. Кандалян Р.А.)</i>	95
<i>Чернин А.Д. (см. Караченцев И.Д.)</i>	491
<i>Чунтонов Г.А. (см. Козлова О.В.)</i>	331
<i>Чхиквадзе Я.Н. Фотометрическая активность LkH<sub>α</sub> 215</i>	591
<i>Шахабасян К.М. (см. Седрадян Д.М.)</i>	545
<i>Шахворостова Н.Н., Грачев С.И., Дубрович В.К. Поляризация микро- волнового космического фона, рассеянного движущимися плоскими протообъектами</i>	455
<i>Шацова Р.Б., Анисимова Г.Б. Гармония местной системы</i>	319
<i>Штернин П.С., Гнедин Ю.Н., Силантьев Н.А. Решение задачи Милна для замагниченной атмосферы</i>	433

# CONTENTS

## Number 1

Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions. I. Lynds 1340 dark cloud <i>T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian, E.H.Nikogossian</i>	5
New M-type variables in Galactic dark clouds <i>N.D.Melikian, C.Magnan, J.M.Sarkissian, A.A.Karapetian</i>	17
On the brightness and polarization variations of $\mu$ Cep <i>T.A.Polyakova</i>	27
New variable stars <i>M.A.Kazarian, G.V.Petrosian</i>	35
Spots and active regions on emission stars. III. LQ Hya <i>I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova</i>	41
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. XII. The region $-3^\circ \leq \delta \leq +1^\circ$ <i>H.V.Abrahamyan, P.K.Sinamyian, K.S.Gigoyan</i>	63
Determination of the distribution function of flares frequency of randomly flashing objects with the help of method of moments <i>A.A.Akopian</i>	75
Linear wave beams in the crust of a neutron star <i>D.M.Sedrakian, A.G.Bagdoev</i>	87
The velocity field and kinematics of the galaxy NGC 784 in the $H_\alpha$ line <i>R.A.Kandalyan, A.M.Khassawneh, A.T.Kalloghlian</i>	95
Fragmentation of cosmic objects in the course of their evolution and possible role of Hubble expansion in this process <i>H.A.Harutyunian</i>	103
Cosmological matter origin in conformal cosmology <i>V.V.Papoyan, V.N.Pervushin, D.V.Proskurin</i>	119
Vacuum effects in conformally-flat brane-cosmology and radion stabilization <i>A.A.Saharian</i>	133
Cataclysmic variables in the "period gap" <i>N.A.Katysheva, E.P.Pavlenko</i>	147

# CONTENTS

## Number 2

Spectroscopic study of a large sample of galaxies discovered in the Second Byurakan survey fields	
<i>M.V.Gyulzadyan, J.A.Stepanian, A.R.Petrosian, D.Kunth, B.McLean, G.Comte</i>	167
On the distance to nearby dwarf galaxy NGC 1569	
<i>L.N.Makarova, I.D.Karachentsev</i>	181
An estimation of the luminosity function for M51-type galaxies	
<i>S.A.Klimanov</i>	191
Physical connection of Kazarian galaxies with their surrounding galaxies	
<i>M.A.Kazarian, J.R.Martirosian</i>	207
Spectral investigation of multiple IRAS - galaxies	
<i>A.M.Mickaelian, L.R.Hovhannisyian, L.A.Sargsyan</i>	221
Multicolor photometric investigation of V1494 Aql in 2002	
<i>E.P.Pavlenko, O.I.Dudka, A.V.Baklanov</i>	237
Results of photoelectric observations of V448 Cyg	
<i>M.I.Kumsiashvili, N.T.Kochiashvili</i>	249
Infrared properties of a sub-sample of late-type stars provided by the First Byurakan spectral sky survey	
<i>K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi</i>	259
Evolution of pulsars with energy releases in the superfluid core of neutron star	
<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetian, A.A.Sadoyan</i>	269
Hipparcos kinematics of nearby and distant stars	
<i>E.V.Drobitko, V.V.Vityazev</i>	279
Spatial distribution of magnetic CP stars	
<i>D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk</i>	293
The evolution of a wide star pair at the expense of irregular forces	
<i>A.S.Baranov</i>	305
The Local system harmony	
<i>R.B.Shatsova, G.B.Anisimova</i>	319

# CONTENTS

## Number 3

- Dynamical processes in the nearest vicinity of Herbig Ae star MWC 480  
from the data of the spectral monitoring  
*O.V.Kozlova, V.P.Grinin, G.A.Chuntonov* 331
- A new T-association in CYG OB7 region  
*N.D.Melikian, A.A.Karapetian* 353
- Photometry of supernova SN 2002ap in M 74 during 2002  
*V.T.Doroshenko, S.G.Sergeev, N.I.Merkulova, E.A.Sergeeva* 365
- Interstellar extinction and intrinsic colours of classical cepheids of  
galaxy, LMC and SMC  
*H.V.Abrahamyan* 381
- Some comments on the magnetic braking of CP stars  
*Yu.V.Glagolevskij* 399
- Apsidal motion in binaries: rotation of components  
*A.V.Petrova, V.V.Orlov* 411
- Magnetic field in the selected directions of the galaxy, the direction  
of the Sagittarius spiral ARM  
*R.R.Andreasyan, M.A.Hovhannisyan, M.R.Andreasyan* 423
- The solution of the Milne problem for magnetized atmosphere  
*P.S.Shternin, Y.N.Gnedin, N.A.Silant'ev* 433
- Neutron stars with a quark core. I. Equations of state  
*G.B.Alaverdyan, A.R.Harutyunyan, Yu.L.Vartanyan* 445
- Polarization of cosmic microwave background scattered by moving  
flat protoobjects  
*N.N.Shakhvorostova, S.I.Grachev, V.K.Dubrovich* 455
- The temperature of cosmic microwave background radiation in  
conformal cosmology  
*V.Papoyan, V.Pervushin, D.Proskurin* 469
- Cosmological dynamics of brane-models and vacuum effects  
*A.H.Yeranyan, A.A.Saharyan* 477

# CONTENTS

## Number 4

The Hubble flow: why does the cosmological expansion preserve its kinematical identity from a few Mpc distance to the observation horizon?	<i>I.D.Karachentsev, A.D.Chernin, P.Teerikorpi</i>	491
Metal enrichment of the intergalactic medium at high redshifts	<i>M.V.Kostina</i>	509
Magnetic monopoles in the early universe: pair formation	<i>V.K.Dubrovich, N.A.Sushko</i>	517
Evolution of the radio luminosities of the Tycho and Kepler supernovae remnants	<i>K.S.Stankevich, A.M.Aslanyan, V.P.Ivanov, R.M.Martirosyan, Ye.Terzjan</i>	525
On the collisionless slowing down of the nova and supernova shells in a magnetized interstellar medium	<i>D.A.Osipyan, H.B.Nersisyan, H.H.Matevosyan</i>	531
Gravitational radiation of pulsations of the rotating neutron stars	<i>D.M.Sedrakian, M.Benacquista, K.M.Shahabassian, A.A.Sadoyan, M.V.Hairapetyan</i>	545
Period-luminosity relations for the classical cepheids	<i>H.V.Abrahamyan</i>	557
The polarization and brightness variations of S Per and T Per	<i>T.A.Polyakova</i>	567
First Byurakan Spectral Sky Survey. Stars of late-spectral types. XIV. Zone $+13^{\circ} \leq \delta \leq +33^{\circ}$	<i>K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, N.Mauron, D.Russeil, P.Sinamyant</i>	577
Photometric activity of LkH $_{\alpha}$ 215	<i>I.N.Chkhikvadze</i>	591
On the tetrad formulation of the equations of motion in general relativity	<i>R.A.Krikorian</i>	599
NOTES		
Three new-variable stars	<i>M.A.Kazarian, G.V.Petrosian</i>	607
REVIEWS		
T Tauri stars	<i>P.P.Petrov</i>	611

# CONTENTS

The Hubble flow: why does the cosmological expansion preserve its kinematical identity from a few Mpc distance to the observation horizon? <i>I.D.Karachentsev, A.D.Chernin, P.Teerikorpi</i>	491
Metal enrichment of the intergalactic medium at high redshifts <i>M.V.Kostina</i>	509
Magnetic monopoles in the early universe: pair formation <i>V.K.Dubrovich, N.A.Sushko</i>	517
Evolution of the radio luminosities of the Tycho and Kepler supernovae remnants <i>K.S.Stankevich, A.M.Aslanyan, V.P.Ivanov, R.M.Martirosyan, Ye.Terzian</i>	525
On the collisionless slowing down of the nova and supernova shells in a magnetized interstellar medium <i>D.A.Osipyan, H.B.Nersisyan, H.H.Matevosyan</i>	531
Gravitational radiation of pulsations of the rotating neutron stars <i>D.M.Sedrakian, M.Benacquista, K.M.Shahabassian, A.A.Sadoyan, M.V.Hairapetyan</i>	545
Period-luminosity relations for the classical cepheids <i>H.V.Abrahamyan</i>	557
The polarization and brightness variations of S Per and T Per <i>T.A.Polyakova</i>	567
First Byurakan Spectral Sky Survey. Stars of late-spectral types. XIV. Zone $+13^{\circ} \leq \delta \leq +33^{\circ}$ <i>K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, N.Mauron, D.Russeil, P.Sinamyan</i>	577
Photometric activity of LkH <sub><math>\alpha</math></sub> 215 <i>I.N.Chkhikvadze</i>	591
On the tetrad formulation of the equations of motion in general relativity <i>R.A.Krikorian</i>	599
NOTES	
Three new variable stars <i>M.A.Kazarian, G.V.Petrosian</i>	607
REVIEWS	
T Tauri stars <i>P.P.Petrov</i>	611

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СОТНОШЕНИЯ ПЕРИОД-СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД	<i>Г.В.Абрамян</i>	557
ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ S PER И T PER	<i>Т.А.Полякова</i>	567
ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. XIV. ПОЛОСА $+13^{\circ} \leq \delta \leq +33^{\circ}$	<i>К.С.Гигоян, Г.В.Абрамян, М.Аззопарди, Н.Маурон, Д.Руссей, П.Синамян</i>	577
ФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ LkN <sub>a</sub> 215	<i>Я.Н.Чхиквадзе</i>	591
О ТЕТРАДНОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ	<i>Р.А.Крикорян</i>	599
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
ТРИ НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ	<i>М.А.Казарян, Г.В.Петросян</i>	607
ОБЗОРЫ		
ЗВЕЗДЫ ТИПА Т ТЕЛЬЦА	<i>П.П.Петров</i>	611