АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О КОМПАКТНЫХ ГРУППАХ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК
В. А. Амбарцумян, Г. Ч. Арп, А. А. Хоаи, Л. В. Мирзоян 193
ОБ ОДНОЙ ФОРМЕ ПРОЯВЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ В ГАЛАКТИКАХ
К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян 207
КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. V
Ф. Б. Байер, Г. Тирш 221
ПАРЫ, СОСТОЯЩИЕ ИЗ ОДНОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯНА И ОДНОЙ КОМПАКТНОЙ ГАЛАКТИКИ . . . *Ж. Айдманн, А. Т. Каллоглян* 229
О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК В КОСМОГОНИИ АМБАРЦУМЯНА . . . . . *Р. М. Мурадян* 237
СПЕКТР ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ IC 4997 В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ . . . . . *Р. И. Носкова* 249
H_2-ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ ВНУТРИ И ОКОЛО NGC 7000 . . *Г. Велин* 261
НЕПРЕРЫВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТУМАННОСТИ ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ . . . . . *Г. Т. Болгова, Г. С. Хромов* 269
О КАСКАДНОМ ПРОЦЕССЕ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ
Я. И. Альбер, З. Н. Кротова, В. Я. Эйдман 283
О НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПРОБЛЕМЕ РЕЛЕЯ ДЛЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ . . . . . *Л. А. Абрамов, Л. С. Альперович* 293
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЕ С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ . . . . . *Е. В. Суворов, Ю. В. Чугунов* 305
О РАВНОВЕСИИ И УСТОЙЧИВОСТИ ДВУПОЛОСТНЫХ ГИПЕРБОЛОИДАЛЬНЫХ ФИГУР РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ . . . . . *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан* 319
О ДВИЖЕНИЯХ ЗВЕЗД В НЕСТАЦИОНАРНОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ ГАЛАКТИКИ
В. А. Антонов, Л. П. Осипков, А. Д. Чернин 335
ОХЛАЖДЕНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ . . . . . *Г. С. Аджян* 347
ПОИСК ИНФРАКРАСНЫХ ЗВЕЗД В ОТКРЫТЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ . . . . . *Р. А. Варданян* 351

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К ПРОБЛЕМЕ ФРАГМЕНТАЦИИ ГАЛАКТИК . . . . . *Б. А. Воронцов-Вельяминов* 355
ПЕРЕМЕННОСТЬ ОБЪЕКТА МАРКАРЯН 388 . . . . . *К. А. Саакян* 356
КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ ТИПА СКУЛЬПТОРА В ОКРЕСТНОСТЯХ ЯРКИХ ГАЛАКТИК
Ф. Бёрнгем, В. Е. Караченцева, И. П. Костюк 358
О НЕКОТОРОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ СПИРАЛЕЙ СО ЗВЕЗДООБРАЗНЫМИ ЯДРАМИ
С. Г. Искударян 362
МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ВЕТВИ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ
А. М. Эйгенсон, Н. Н. Самусь 365

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոլարչուկ, Ցա. Բ. Զելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սոբոլև

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович, С. А. Каплан, И. М. Копылов, Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), В. В. Соболев, Г. М. Товмасян

„АСТРОФИЗИКА" — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. 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.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство „Международная книга", Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղարաշխության և աստղալսակիայի աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 ճամարի արժեքն է 1 ռուբլի, բաժանորդագինը 4 ռուբլի մեկ տարվա ճամար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով. Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

SOME REMARKS ON COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES

V. A. AMBARTSUMIAN, H. C. ARP, A. A. HOAG, L. V. MIRZOYAN*

Received 4 March 1975

The questions connected with the study of groups of compact galaxies discovered at the Byurakan Astrophysical Observatory are discussed. The definition of compactness and the sufficient conditions of compactness of faint galaxies are given. It is shown that all galaxies fainter than 17^m.5 and brighter than 18^m.5 on the red prints of the Palomar Sky Survey having saturated images are compact. 12 groups of compact galaxies are described by the direct photographs obtained with large resolution in the primary focuses of the 200-inch Telescope of the Palomar Observatory and of the 4-m Telescope of the Kitt Peak National Observatory. The reproductions of these photographs are presented. New data of observations confirm the real existence of the new type systems of galaxies named the *compact groups of compact galaxies*.

The composition of compact groups of compact galaxies is rather various. In the observed compact groups together with starlike and compact galaxies there are normal looking galaxies having sharp nuclei and faint outer parts. Most of the members of these groups have symmetric and almost starlike images. Among the observed groups a few spiral galaxies are found, and irregular galaxies are practically absent. The appearance of the compact groups of compact galaxies are also various, sometimes without any signs of concentration.

Introduction. At the beginning of 1973 L. B. Robinson and E. J. Wampler [1] published the results of their important study of the cluster Shahbazian 1 discovered at the Byurakan Astrophysical Observatory in 1957 [2]. Using the spectrograms obtained with the Image-Dessector Scanner and the new spectrograph attached to the Cassegrain

* Visiting Astronomer at Palomar and Kitt Peak National Observatories under the Exchange Program between the Academy of Sciences of the USSR and the National Academy of Sciences of the USA.

focus of 3-m Telescope of the Lick Observatory they have shown that this cluster is a very distant ($z = 0.116$) group of galaxies possessing extremely unusual properties.

As it turned out the cluster Shahbazian 1 has small dimensions and the component-galaxies are very compact and luminous. Besides, the first observations of the radial velocities in the cluster have shown very small dispersion, even smaller than the errors of the measurements [1].

Owing to its unusual properties the cluster Shahbazian 1 has been described by one of the authors (H. C. A.), G. R. Burbidge and T. W. Jones [3] as a unique one.

The survey of the maps of the Palomar Sky Atlas has confirmed that it contains no group of galaxies which is equal to or exceeds Shahbazian 1 simultaneously in richness, in compactness of the group and in compactness of its members. However, Shahbazian et al [4–6] have decided to approach the question of existence of similar groups from a different position. They tried to consider the group Shahbazian 1 as an extreme representative of a broad class of isolated groups of compact galaxies which generally satisfy somewhat relaxed conditions as regards to richness and compactness of the group. One can even allow the presence of some noncompacts in the group together with compact galaxies.

This approach has led to the discovery [4–6] of about 150 groups of compact galaxies the majority of which contain between 5 and 15 members. There is no doubt that the total number of such groups on the whole sky must be larger than a thousand. As regards to their structure these groups, as systems, are sometimes more compact than Shahbazian 1 but often less compact. Very often these groups have elongated forms or even represent mostly curvilinear chains of compact galaxies.

The majority of these groups consist of faint objects between 17th and 19th red magnitudes. Since the compactness of their member-galaxies is the most important characteristic of these groups it is necessary to consider the definition of compactness as well as the possibility of distinguishing the compact galaxies from other objects of the same magnitude.

The Definition of Compactness. Until now the question of the most useful definition of compactness has not been discussed in any detail. In compiling his catalogue of compact galaxies F. Zwicky [7], who has first ventured their study, stated that their most important property is high surface brightness. He has proposed tentatively to

define the compacts as galaxies having surface brightness higher than 20th magnitude per square second of arc.

The „Reference Catalogue" of G. and A. de Vaucouleurs [8] contains surface brightnesses of 1393 bright galaxies in B including the galaxies of Shapley-Ames Catalogue. The statistics of these values shows that among them only 57 are of surface brightness higher than 21^m4 per square second of arc (□″), only 10 higher than 21^m0 per □″ and only in one case surface brightness is higher than 20^m0 per □″.

Thus taking only galaxies which have in B surface brightness higher than 21^m4 per square second of arc we select about 4% of galaxies which surpass all others in surface brightness.

Then the probability that choosing at random 10 galaxies we shall have among them four objects with such high surface brightness will be

$$\frac{10!}{4!\,6!}\left(\frac{1}{25}\right)^4 \sim \frac{1}{1875}.$$

Similarly the probability of random presence of three compact objects in a group of seven galaxies is practically negligible.

Thus if in the groups of Shahbazian's lists [4—6] the surface brightness of three or four objects exceeds the above stated level this will mean that there is a special tendency of clustering among the distant compact galaxies which must have some important significance.

Now for the majority of galaxies the surface brightness in B of the order of 21^m4 per □″ corresponds approximately to 20^m per □″ in the red.

From the above considerations it follows that for our purposes it is appropriate to apply 20^m per □″ in the red as a very suitable limiting value for the selection of groups of compact galaxies. This is also in accordance with Zwicky's suggestion. For comparison let us estimate the surface brightness corresponding to the density of Palomar Sky Survey red prints at which saturation occurs.

We can obtain this estimate taking into account that the images of 20^m stars are of very low density and only the stars of about 18^m5 are seen as sufficiently saturated dots. Now the smallest stellar images on those prints have the diameters of the order of 3″ or less. This means that true saturated images correspond to the surface brightness

$$m = 18.5 + 2.5 \lg \pi r_0^2 = 20.6,$$

where $r_0 = 1\,5$. It follows that the true saturated image density corresponds to the surface brightness 20^m6 per □″.

Thus the galaxies that have surface brightnesses lower than the minimal surface brightness of compacts but higher than $20^m.6$ per $\square''$ may have saturated images on Palomar Sky Survey red prints. In other words, among the galaxies showing saturated images on red prints we have many noncompacts. However, for faint galaxies of 17 and 18 magnitude another effect enters which changes the situation.

Sufficient Conditions of Compactness of Faint Galaxies. The images of faint galaxies of small angular diameter are strongly influenced by the effect of the broadening of images. It is the same effect which makes the diameters of faint stars (of magnitudes 18—20) different from zero. The broadening is of instrumental, atmospheric and photographic nature.

Owing to this broadening the effective surface brightness which determines the density of photographic images is lower than the true surface brightness of the given galaxy. The effect of broadening on the surface brightness of galaxies of large angular diameter ($d > 15''$) is negligible. But for galaxies of small angular diameter it is of importance since the relative increase of angular diameter owing to the broadening is large.

If, for example, the diameter of the image of a galaxy exceeds 1.32 times its true angular diameter, the surface brightness corresponding to the image on the photograph will be $(1.32)^2 = 1.74$ times lower than the true surface brightness. This means that if the image of such a galaxy is saturated and thus has a surface brightness higher than $20^m.6$ per $\square''$ its true surface brightness will be higher than $20.6 - 2.5 \lg 1.74 = 20.0$. Thus all galaxies for which the relative increase of radius exceeds 1.32 and have saturated images on the photographs (or prints) are compact.

In the appendix to this paper it is shown that there is an interval of integral magnitudes of galaxies $m_1 < m < m_2$ in which the galaxies with saturated images have relative increase of radius greater than 1.32. Consequently all galaxies whose apparent magnitudes are within that interval and which have saturated images on the red prints are compact.

Under certain assumptions we find (see the appendix) that for red prints of Palomar Sky Survey we have approximately $m_1 = 17.5$ and $m_2 = 18.5$.

By some coincidence the integral magnitudes of the majority of members in many compact groups of the Shahbazian lists [4—6] fall within the interval $17.5 < m < 18.5$. Therefore the saturation of their images is a sufficient condition of their compactness. Since this condition is certainly fulfilled for a considerable number of members of

those groups it is quite reasonable to consider those groups as systems of compact galaxies.

Of course for galaxies brighter than m_1 the saturated image on the plate (or on the print) is not a sufficient evidence of compactness and special photographic study is necessary.

It is essential also that by the application of *K*-correction the surface brightness of galaxies increases. For the galaxies of apparent magnitudes between 17^m—18^m this correction in the red is mostly between 0^m10 and 0^m25. This makes more certain the compactness of faint galaxies having saturated images on red maps.

Unusually small angular sizes, very red colours and mostly diffuse images of components on blue photographs with their almost starlike images on red photographs (the copies of Palomar Sky Survey and, in some cases, also the plates obtained with 40-inch Schmidt Telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory have been used) support the idea that these groups represent a new type of systems of galaxies — *Compact Groups of Compact Galaxies.*

Below we describe the results of the photographic observations of some compact groups obtained with large scale, which give an evidence in favour of this idea, with a short discussion of the problem.

Observations. Direct photographs of 12 compact groups of compact galaxies from the lists [4—6] have been obtained at the primary focuses of the 200-inch Telescope of the Palomar Observatory (F/3.67) and 4-m Telescope of the Kitt Peak National Observatory (F/2.75) in July-August, 1974.

The observational data are presented in Table 1.

The scales on the original plates are equal, correspondingly, to 11″/mm (200-inch Telescope) and to 18.5/mm (4-m Telescope).

As it is seen from the data of Table 1 most observations of compact groups of galaxies have been obtained in red colour for the better study of the structure of objects in these groups.

All red plates Kodak 098—04 used during observations with the 200-inch Telescope have been baked 2 hours at 70° C. The Kodak "J" plates 124—01 are unbaked. Used without filter in the 200-inch these 124—01 plates register from about 3900 to 5400A wavelength. All plates were developed 8 min in the developer MWP-2. The Kitt Peak plates were processed in D-19 for 5 min.

Appearance of Compact Groups. The direct photographic observations of 12 compact groups of compact galaxies obtained by us show large variety in their appearances. All galaxies in the observed groups

seem to run a gamut of forms from stellar appearing objects through compact to nearby normal looking galaxies with sharp nuclei and faint outer regions.

Table 1

PHOTOGRAPHIC OBSERVATIONS OF SOME COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES

Shahbazian No.	Data (1974)	Tele-scope	Plate No.	Emulsion (Kodak)	Filter	Ob-server	Exposure time
31	August, 12	4-m	1118	098–02	RG–610*	H, M	30 min
34	„ 12	„	1120	IIaF, IK2	„	„	45 „
35	„ 10	„	1105	098–02	„	M, S	30 „
41	„ 12	„	1119	098–02	„	H, M	45 „
43	„ 11	„	1112	098–02	„	„	25 „
79	July, 23	200-inch	6874	098–04	RG–2	A, M	45 „
81	„ 23	„	6879	124–01	—	„	20 „
82	„ 24	„	6884	124–01	—	„	20 „
83	August, 12	4-m	1117	098–02	RG–610	H, M	30 „
84	July, 23	200-inch	6880	124–01	—	A, M	15 „
129	„ 24	„	6881	098–04	RG–2	„	45 „
Anon**	„ 24	„	6882	098–04	„	„	45 „

Observers: A—H.C.Arp, H—A.A.Hoag, M—L.V.Mirzoyan, S—S.E.Strom.

Here we present a general description of appearances of all observed groups of galaxies according to the original pletes reproduced at the end of this paper.

Shahbazian 31. The group is in the field of numerous but much fainter galaxies. Many of them seem to be members of a much larger cluster of galaxies. It is not excluded that Shahbazian 31 is the distinct "nucleus" of this cluster consisting of its central, brightest members. The images of galaxies in this group are very compact. Object 3 consists of two compact galaxies. Object 5 is a spiral galaxy. Around objects 1, 2 (both components) and probably object 6 there are faint diffuse halos.

Shahbazian 34. The group is compact and isolated. Four brightest objects 1, 2, 4 and 5 are very compact and it is possible that one or two of them are stars. Galaxies 3 and 9 are diffuse objects. Objects 6 and 7 are compact and faint.

* RG–610=RG–2 (the RG–610 is a new designation—„cut" at 6100A).

** After a revision of the lists of compact groups of compact galaxies this group has not been included in the published lists [4–6].

Shahbazian 35. The group is isolated. Galaxy 1 is surrounded by a diffuse halo and can hardly be considered as compact. Object 2, 3, 4 and 5 are certainly compact galaxies. Object 6 is starlike. Between objects 2 and 4 there is a faint object, probably a member of this group.

Shahbazian 41. The group is more compact than Shahbazian 1. According to F. Börngen and A. T. Kalloghlian [9] this group consists of 8 exceedingly red galaxies. Around this group there are many faint diffuse objects. Objects 3, 5 and 7 are very compact and have starlike images. Object 1 is an elliptical galaxy with a faint halo. Objects 2, 4 and probably 6 are spiral galaxies. The group is probably not a very distant one.

Shahbazian 43. The group is well isolated. All objects in this group except 5 and 8 are compact. Object 1, 2, 3, 6 and 8 have faint halos. Object 5 has a diffuse appearance. In the field of this group, especially around object 1, there are some faint objects, probably galaxies.

Shahbazian 79. This system is one of the richest among the studied groups. It is not sufficiently isolated. Some of the nearby galaxies are probably also members of this group. All objects in the group except 5 are compact. Object 5 and possibly object 10 are spiral galaxies.

Shahbazian 81. The group is situated in a rich field and some of the nearby objects probably belong to the group. Object 2 has starlike image. Object 7 and possibly objects 5 and 6 are spiral galaxies. Objects 1, 3, 4, 5 and 6 have faint diffuse halos.

Shahbazian 82. A very compact and isolated group with a small number of components. Objects 1, 2, 4 and 5 are compact. Object 3 is starlike. Objects 1, 2 and 5 have faint diffuse halos.

Shahbazian 83. In the field surrounding the group there are some faint and diffuse objects. All bright objects are compact and have spherical forms except object 6 which is elliptical. Objects 1, 4 and 5 have faint diffuse halos. Object 8 is double, both components having diffuse images.

Shahbazian 84. A compact and well isolated group. The comparatively large angular sizes together with brightnesses of the component-galaxies imply that this group is not very distant. Objects 1, 2, 3 and 6 have diffuse halos. Objects 4 and 5 do not differ from stars.

South of the object 6 there is a faint galaxy with a brightness close to that of the object 5. There is also a very diffuse object near the object 3, to the north-west from it.

Shahbazian 129. A well isolated compact group. All objects in this group have starlike images and form ring. Only the objects 2, 3 and probably 4 can be suspected to be galaxies by their images. A spectroscopic examination of this group is very desirable.

Anon ($\alpha = 14^h48^m3$, $\delta = +68°13'$, 1950). A very rich and extended group, not completely isolated. Many objects in the group have starlike images. There are some very faint objects in the field. Probably some of them, if not all, are members of the group. Almost all the objects are very compact. Objects 1, 4, 7 and 9 have faint diffuse halos. Object 3 is double.

Population and Colours in Compact Groups. The population of the compact groups is rather inhomogenous. Most of the members of these groups have symmetrical and almost starlike images. Among the members of many groups there are some spiral and elliptical galaxies. But the irregular galaxies are practically absent in the groups studied.

Correspondingly, the colours of the components in compact groups are different as well. The majority of them are very red. In fact this property of the galaxies in compact groups has been used [4—6] for detection of these groups.

Colours of galaxies in compact groups have been measured by F. Börngen and A. T. Kalloghlian [9] using the photographic observations of 4 compact groups (Shahbazian 17, 18, 41 and 42) obtained with the 2-m Telescope of the Tautenburg Observatory. Most of the measured galaxies in these groups have B—V colours larger than +1.0. This supports the idea that the majority of galaxies in compact groups are exceedingly red objects [4—6].

However, not all of them are very red. Moreover, probably some of them are not red. For example, the UBV-observations of the object 2 ($V = 17.51$) in the group Shahbazian 129 obtained by D. L. Crawford and one of the authors (L. V. M.) with 2.1-m Telescope and the Kinman-Mahaffey Photometer [10] of the Kitt Peak National Observatory showed that it has the colours similar to an F-type star:

$$B - V = 0.43, \quad U - B = -0.05.$$

Distances, Sizes and Luminosities in Compact Groups. Redshifts of the brightest members of two already studied groups, Shahbazian 1 [1]

and Shahbazian 123 [11], are practically the same: $z = 0.116$. This corresponds to a distance of ~ 700 *Mpc* if we take the value 50 *km/sec. Mpc* for the Hubble constant*. The similar result ($z \sim 0.1$)) on the group Shahbazian 4 obtained by C. R. Lynds and E. Ye. Khatchikian [12] has not yet been published.

For this distance the diameters of the corresponding groups are equal to ~ 300 *Kpc* (Shahbazian 1) and ~ 400 *Kpc* (Shahbazian 123). The diameters of the member-galaxies in both groups are equal to ~ 10 *Kpc*.

The luminosities of all the studied galaxies are rather large. The brightest galaxies in the cluster Shahbazian 1 have luminosities brighter than -22^m. In the group Shahbazian 123 the corresponding luminosities are smaller but higher than -20^m. In both cases these luminosities are the lower limit since these estimates correspond to the comparatively bright central regions of the galaxies.

Thus, the brightest galaxies in compact groups have comparatively small sizes and high luminosities.

Dispersion of the Radial Velocities in Compact Groups. One of the most unusual properties of the groups Shahbazian 1 and 123 is very small dispersion of the radial velocities of the measured component-galaxies. In both these systems the observed dispersion is even smaller than the estimated errors of the measurements [1, 11]. It is possible, but seems very improbable, to suppose that in both cases the small dispersion of the radial velocities is a result of chance. But for the further study of this unusual phenomenon new, more accurate measurements are necessary.

The spectroscopic observations of the brightest numbers of the group Shahbazian 4 obtained by C. R. Lynds and E. Ye. Khatchikian [12] have shown that the small dispersion of the radial velocities is not a common property of all compact groups of compact galaxies. In this group the dispersion of radial velocities is comparatively larger [12].

Some general conclusions. The direct photographic observations of some of the groups found in the Byurakan Astrophysical Observatory by R. K. Shahbazian, M. C. Petrosian, as well as by W. F. Baier and H. Tiersch, partly in the Central Institute of Astrophysics of Academy of Sciences of DDR [4—6], together with the spectroscopic ob-

* The distance 400 *Mpc* for the cluster Shahbazian 1 obtained in [1] is due to larger value taken for the Hubble constant (75 *km/sec.Mpc*) and an arithmetical error in the calculation of the radial velocity.

servations of three of them (Shahbazian 1, 4 and 123) lead to the following conclusions:

1. Most groups included in lists [4—6] have unusual small sizes and consist of compact and luminous galaxies.

2. Among the objects of those lists investigated so far there are very few cases of random groups of projected stars and galaxies (for example, Shahbazian 78 [11]).

3. In some groups the images of the components are starlike even on the photographs obtained with the 200-inch Telescope (for example, Shahbazian 129). The nature of such groups can be determined only through spectroscopic observations.

4. All existing data support the idea that the groups included in lists [4—6] in their majority represent a new type of systems: compact groups of compact galaxies.

The authors are grateful to Dr. R. K. Shahbazian for giving the data on compact groups of compact galaxies in advance of publication, Dr. S. E. Strom for the assistance in obtaining of the direct photograph of the group Shahbazian 35 and to Dr. D. L. Crawford for the help during UBV-observations of object 2 in the group Shahbazian 129.

One of the authors (L. V. M.) thanks Prof. L. Goldberg and Dr. H. W. Babcock for their hospitality during his work at the Kitt Peak National Observatory and the Palomar Observatory and the Staffs of these Observatories for their assistance.

Byurakan Astrophysical Observatory
Hale Observatories
Kitt Peak National Observatory*

REFERENCES

1. *L. B. Robinson, E. J. Wampler*, Ap. J., 179, L135, 1973.
2. *R. K. Shahbazian*, Astr. Circ. USSR, No. 177, 11, 1957.
3. *H. C. Arp, G. R. Burbidge, T. W. Johnes*, P.A.S.P., 85, 423, 1973.
4. *R. K. Shahbazian*, Astrofizika, 9, 495, 1973.
5. *R. K. Shahbazian, M. B. Petrosstan*, Astrofizika, 10, 13, 1974.
6. *F. W. Buter, M. B. Petrosstan, H. Tiersch, R. K. Shahbazian*, Astrofizika, 10, 327, 1974.
7. *F. Zwicky, M. Zwicky*, Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies, Zurich, 1971.

* Operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under contract with the National Science Foundation.

8. *G. de Vaucouleurs, A. D. Vaucouleurs*, Reference Catalogue of Bright Galaxies, The University of Texas Press, Austin, 1964.
9. *F. Börngen, A. T. Kalloghlian*, Astrofizika, 10, 21, 1974.
10. *T. D. Kinman, C. T. Mahaffey*, P.A.S.P., 86, 336, 1974.
11. *L. V. Mirzoyan, J. S. Miller, D. E. Osterbrock*, Ap. J., 196, 687, 1975.
12. *C. R. Lynds, E. Ye. Khatchikian*, private communication.

APPENDIX

SOME SUFFICIENT CONDITIONS OF COMPACTNESS OF GALAXIES

In the main text of this paper it was stated that all galaxies that have saturated images and for which the relative increase of the surface owing to the broadening exceeds some value $k = 1.74$ are compact.

Now if a galaxy has a true surface s and the apparent size of surface on the photograph s' the ratio s'/s must be a function of s:

$$s' = f(s)\, s.$$

Two properties of $f(s)$ are evident:

1) $f(s)$ monotonically decreases from ∞ at $s = 0$ to 1 at $s = \infty$,
2) the product $sf(s)$ monotonically increases with s.

Owing to these properties there is a single value of s for which $f(s) = k = 1.74$. We denote it by s_1:

$$f(s_1) = k.$$

If further i_0 is the minimum surface brightness of compact galaxies (20^m per $\square''$) then it is easy to show that the following two conditions are sufficient for the compactness of a galaxy:

1) It is saturated on the photograph. This means that the surface brightness corresponding to the image of galaxy i'' satisfies the condition

$$i'' = \frac{i}{f(s)} > i''_0 = \frac{i_0}{k} = \frac{i_0}{f(s_1)}, \tag{1}$$

where i''_0 is the surface brightness which corresponds to the image which is just saturated and is equivalent to 20^m6 per $\square''$.

2) The integral brightness I satisfies the inequality

$$I < i_0 s_1 \tag{2}$$

or

$$i_0 s_1 > is \tag{3}$$

where i is the true surface brightness of galaxy.

Multiplying the conditions (1) and (3) we obtain

$$s_1 f(s_1) > sf(s)$$

from which follows

$$s < s_1$$

and

$$f(s) > f(s_1) = k.$$

This means that when both our conditions are fulfilled the broadening ratio is larger than k.

We have already seen that this together with the first condition (the saturated image) is sufficient to define compactness of the galaxy under consideration.

In order to express in stellar magnitudes the inequality (2), which corresponds to our second condition we must determine the numerical value of s_1 in square seconds of arc.

According to definition s_1 is the root of the equation $f(s) = 1.74$. But we don't know the exact expression for $f(s)$. For an approximate evaluation of s_1 we can introduce the simplest assumption

$$s' = sf(s) = s + s_0, \tag{4}$$

where s_0 is the apparant surface of the image of the faintest star.

Therefore

$$f(s) = 1 + \frac{s_0}{s}. \tag{5}$$

and the solution of the equation $f(s_1) = k = 1.74$ is

$$s_1 = \frac{s_0}{k - 1}.$$

As it was stated in the main text the smallest stellar image has the radius $r_0 = 1''.5$. From this

$$s_0 = 7.1 \square''$$

and

$$s_1 = 9.6 \square''.$$

Introducing this in (2) we can easily transform it into the inequality for the integral red magnitude of the galaxy

$$m > m_1 = 17.5$$

Thus all galaxies for which $m > m_1 = 17.5$ and which have saturated images are compact.

Of course we recognize that both the expression (5) adopted for $f(s)$ and the numerical values obtained above are to be revised. This can modify the value $m_1 = 17.5$. On the other hand there is no doubt that the limit m_1 must change from one print to another. Therefore it will be more cautious only to state that the galaxies which are fainter in the red than 17.5 and have saturated images are either compact or very near to compactness.

We must add to this that not only galaxies but even the stars with $m > 18.5$ can't be saturated on prints. Therefore the saturated galaxies we are discussing are to be found in the interval of integral magnitudes

$$17.5 < m < 18.5$$

At the same time it is clear that even the images of compact galaxies fainter than 18^{m}5 are not saturated on the prints. This makes it difficult to recognize them.

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О КОМПАКТНЫХ ГРУППАХ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

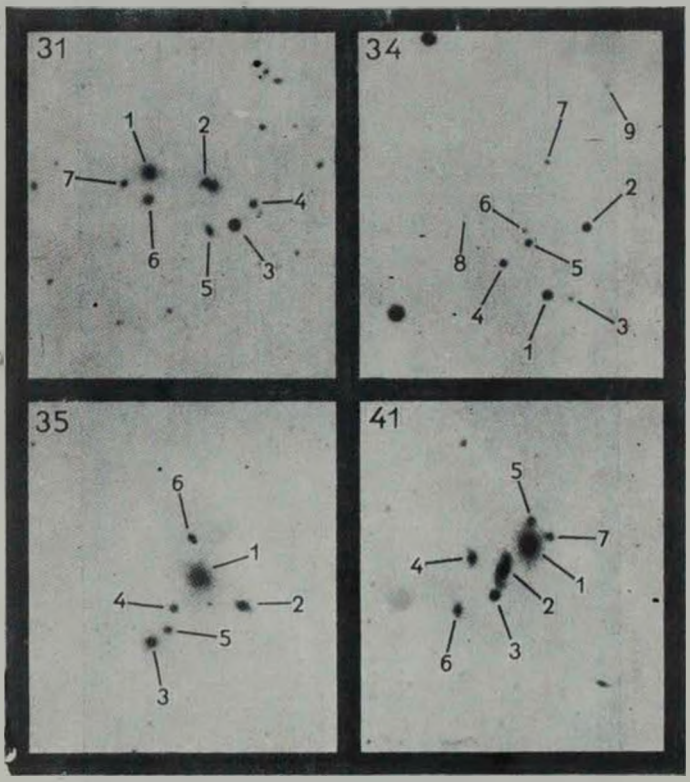
В. А. АМБАРЦУМЯН, Г. Ч. АРП, А. А. ХОАГ, Л. В. МИРЗОЯН

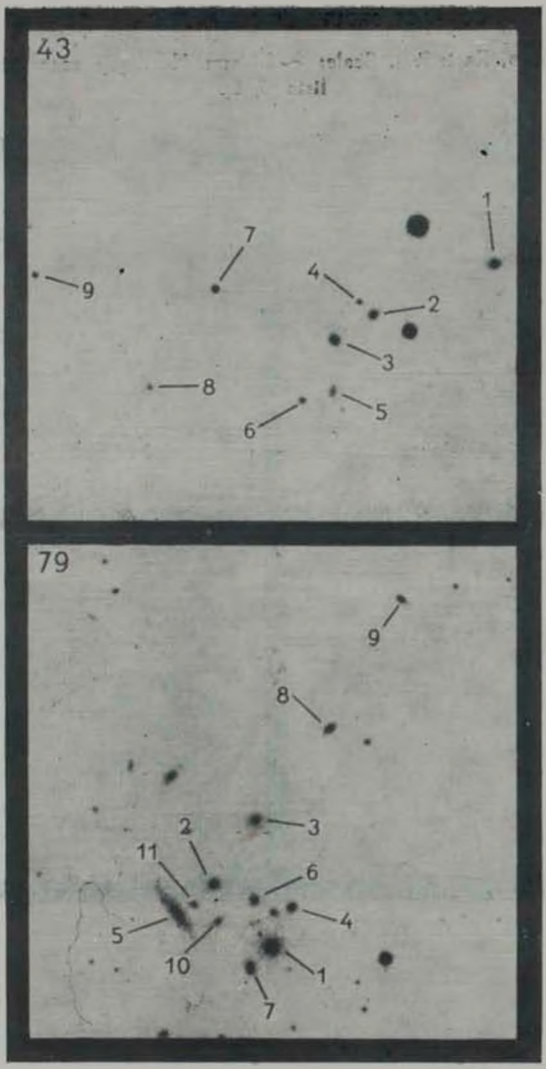
Рассмотрены вопросы, связанные с изучением групп компактных галактик, открытых в Бюраканской астрофизической обсерватории. Дано определение компактности и сформулированы достаточные условия компактности для слабых галактик. Показано, что все галактики слабее 17^{m}5 и ярче 18^{m}5 на красных картах Паломарского обозрения неба, имеющие насыщенные изображения, являются компактными. Описаны 12 групп компактных галактик, по фотографиям с высоким разрешением, полученным в первичных фокусах 200″ телескопа Паломарской обсерватории и 4-м телескопа Китт Пикской национальной обсерватории. Приведены репродукции этих фотографий. Новыми наблюдательными данными подтверждена реальность существования нового типа систем галактик, получивших название *компактных групп компактных галактик*.

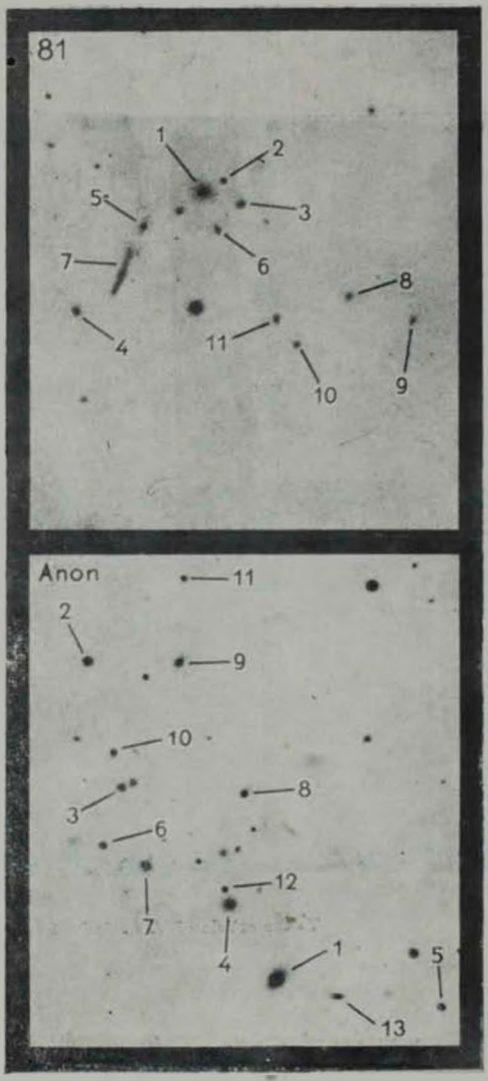
Состав компактных групп компактных галактик довольно разнообразный. В наблюденных компактных группах наряду с звездообразными и компактными галактиками встречаются и галактики, имеющие нормальную форму с яркими ядрами и слабыми внешними областями. Большинство членов этих групп имеет симметричные и почти звездообразные изображения. Среди членов наблюденных групп редко встречаются спиральные галактики, а иррегулярные галактики практически отсутствуют. Формы компактных групп компактных галактик также разнообразны, иногда без каких-либо признаков концентрации.

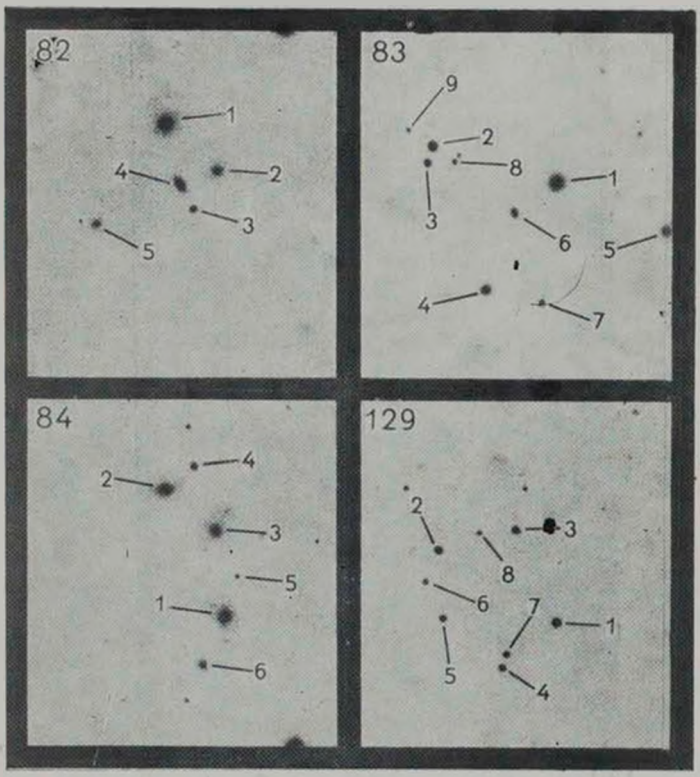
COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES

North: above, East: left. Scale: ~2'.2/*mm*. Numbers: according to the lists [5, 6]




43
1
7
9
4
2
3
8
6
5
79
9
8
2
3
11
6
4
5
10
1
7


81
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
Anon
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13



To the article of V. A. Ambartsumian et al.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

ОБ ОДНОЙ ФОРМЕ ПРОЯВЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ В ГАЛАКТИКАХ

К. А. САКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 24 февраля 1975

На основе просмотра пластинок, полученных на 21′ телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории, а также просмотра Паломарских карт в двух цветах показано, что среди галактик Маркаряна встречаются объекты, которые, возможно, представляют собой сверхассоциации, физически связанные с близлежащими галактиками. Типичными представителями таких объектов являются Маркарян 59, 71, 94. Приведен список галактик Маркаряна, имеющих признаки, характерные для сверхассоциаций. Дано их краткое описание. В первых шести списках Маркаряна, возможно, имеется около 40 объектов такого типа. Некоторые из галактик Маркаряна сами имеют в своем составе или в непосредственной близости голубые объекты, напоминающие по виду и цвету сверхассоциации. Обсуждается вопрос о различных формах встречаемости сверхассоциаций. Делается заключение, что одной из форм проявления активности в галактиках является формирование сверхассоциаций.

Введение. Известно, что в спектрах галактик Маркаряна, классифицированных как объекты типа d — ds [1—6], часто наблюдаются яркие и сравнительно узкие эмиссионные линии как бальмеровской серии водорода, так и запрещенные линии кислорода, азота, неона, серы и др. [7—9]. Согласно [1, 10], спектры этих объектов напоминают спектры звездных ассоциаций и являются, по-видимому, галактиками особого типа, состоящими из молодого населения первого типа, имеющими сфероидальную форму и небольшие размеры.

Среди таких объектов Маркаряна, несмотря на присутствие в их спектрах сильных эмиссионных линий, часто указывающих на высокую степень возбуждения, встречаются объекты, имеющие сравнительно невысокую светимость. Например, абсолютная звездная величина галактики Маркарян 5 равна $M_B = -13^m3$, Маркарян 36 — 14^m2 [9],

а Маркарян 94 — 13^m5 [11]. Объекты такого рода с низкой светимостью и яркими эмиссионными линиями обнаружены среди галактик Маркаряна М. А. Аракелияном, Э. А. Дибаем, В. Ф. Есиповым, Б. Е. Маркаряном [12—14], а также Сарджентом [15].

Естественно возникает вопрос, в какой мере такие объекты с низкой светимостью и с яркими и узкими эмиссионными линиями могут рассматриваться как самостоятельные галактики, поскольку по наблюдаемым свойствам они не отличаются от сверхассоциаций, входящих в галактики.

На существование голубых выбросов и спутников, связанных с близлежащими эллиптическими галактиками, впервые было указано В. А. Амбарцумяном и Р. К. Шахбазян [16]. Стоктон [17] показал, что эти объекты действительно связаны с галактиками и имеют характерные для ассоциаций эмиссионные спектры и сравнительно низкую светимость.

Позднее В. А. Амбарцумян и его сотрудники [18] исследовали яркие голубые сгущения в спиральных галактиках. Они показали, что объекты с $M < -14^m0$, подобно 30 Doradus в Большом Магеллановом облаке, образуют специальный класс объектов, которые и были названы ими сверхассоциациями.

Согласно исследованиям Дю Пая [19—20], среди галактик Аро [21] также встречаются объекты, имеющие в спектрах яркие эмиссионные линии и низкую светимость (например, у Аро 29 $M_B = -13^m3$, Аро 33 $M_B = -15^m0$, Аро 36 $M_B = -14^m$), которые возможно являются эмиссионными сгущениями и HII областями в далеких иррегулярных галактиках.

Объекты с такими же спектроскопическими и фотометрическими характеристиками были обнаружены и среди галактик Цвикки Сарджентом и Сирлом [22]. Они считают их изолированными HII областями. Интересно, что один из исследованных ими объектов — IZw 18 вошел в список галактик Маркаряна под номером 116.

Недавно Арпом и одним из автором (Э. Е. Х.) на основе спектрального анализа было показано [11], что Маркарян 94 является сверхассоциацией в галактике IIIZw 0834 + 51. Ранее для другой галактики — Маркарян 8 было показано [23], что она состоит из пяти сгущений, представляющих собой сверхассоциации. На основе фотографических данных А. Т. Каллоглян [24] высказал предположение, что Маркарян 94 является сверхассоциацией, а Ф. Бёрнген и А. Т. Каллоглян предположили [25], что Маркарян 8 состоит из сверхассоциаций.

Можно ожидать, что среди других галактик Маркаряна, в особенности тех, которые имеют низкую светимость, также имеются объекты, представляющие собой сверхассоциации.

Наблюдательный материал и результаты. Для выяснения этого важного вопроса нами было предпринято исследование всех тех галактик Маркаряна, которые по тем или иным признакам могут быть причислены к сверхассоциациям.

В данном случае нас не интересовали вопросы терминологии, т. е. в каких случаях объекты Маркаряна, связанные с другими галактиками, могут называться сверхассоциациями, или же объекты, имеющие характеристики сверхассоциаций, могут называться галактиками.

Здесь главное, на что мы хотели обратить внимание, это взаимоотношение галактик и объектов, имеющих характеристики сверхассоциаций. Работа выполнена на основании просмотра целого ряда снимков галактик Маркаряна, полученных на 21″ телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Снимки получены в синих лучах с небольшой выдержкой для выяснения структуры центральных областей галактик, многие из которых на Паломарских картах передержаны. Все подозреваемые галактики просмотрены также на картах Паломарского обозрения в двух лучах. Использованы также прямые фотографии: Маркарян 94, полученная на 200″ телескопе Паломарской обсерватории: Маркарян 59 и 108, полученные на 36″ Кросслеевском телескопе Ликской обсерватории и Маркарян 71, 171 и 325, полученные на новом 182″ телескопе обсерватории Асиаго и любезно предоставленные нам для использования Розино.

Отбор объектов в основном производился по их цветам и изображениям на пластинках и на картах Паломарского обозрения. На пластинках 21″ телескопа изображения сверхассоциаций мало отличаются от звездных, хотя иногда они окружены слабым гало. Кандидатами в сверхассоциации, в конечном счете, выбирались те объекты, которые а) имели голубой цвет, б) выглядели компактными и сферическими, в) находились в пределах или в непосредственной близости от галактик.

Список 41-го такого объекта приведен в табл. 1, в столбцах которой соответственно помещены: 1—2—номер галактики и спектральный тип по Маркаряну, 3 — видимая звездная величина m_B, 4 — лучевая скорость, 5 — абсолютная звездная величина M_B при $H=75$ *км/сек/Мпс*.

Таблица 1

№ по Маркаряну	Характеристика спектра	m_B	v_r (км/сек)	M_B
5	d1e	17^m [1]	870 [9]	-13^m3
7	d12	15.5 [1]	3100 [15]	−17.6
8	d1	15.74 [26]	3400 [9]	−17.5
15	d1e:	16.8	6580 [15]	−17.9
35	ds1e	13.53 [26]	1020 [9]	−17.2
40	sd12	16.1	6060 [9]	−18.4
49	ds1e	15.4	1260 [9]	−15.[illegible]
59	d1e	14.2 [26]	810 [9]	−15.9
71	d1e	14.03 [26]	500	−15.1
86	d1e+d3e	13.43 [20]	450	−15.5
94	d1e	16.8	750	−13.2
107	d3e:	15 [2]	3630 [14]	−18.4
108	d1e	15.1 [38]	1500 [38]	−16.8
138	d2	16 [2]	4500 [14]	−17.9
153	d1e:	15.27 [29]	2400 [12]	−17.2
156	d2e	14.5 [27]	1270 [27]	−16.9
163	sd3e:	17.5 [2]	7500 [14]	−17.5
170	ds2e	14.9 [38]	1060 [38]	−16.1
171	sd1e + d1	15.0	3000 [42]	−18.0
178	sd2e	16.4	270 [27, 38]	−11.4
199	d2	15.54 [29]	2290 [38]	−16.4
201	ds2e	13.8 [26]	2400 [13]	−18.7
209	d1e	15.8	600 [13]	−13.7
221	d3e:	15.8	4950 [43]	−18.3
222	d2	17.2	4800 [14]	−16.8
256	d1e	15.2	3000 [13]	−17.8
277	d1e:	15.8 [28]	1800 [39]	−16.2
294	d3	15.2 [28]	2620 [28]	−17.5
295	d2e:	16 [3]	4800 [13]	−18
297	s1e	16.6	4800 [42]	−17.4
325	d2e	13.5? [4]	3300 [40]	−19.7?
330	ds1e:	14.6 [28]	4260 [28]	−19.2
404	d2	15.5 [5]	1200 [40]	−15.5
405	d3	15.5	1200	−15.5
432	ds2e:	16.6	3300 [40]	−16.6
450	d1e	16.8	840 [41]	−13.4
467	ds2e:	16.6 [5]		
494	ds2e:	16.5		
582	d3e	16.4	6000 [44]	−18.1
597	d3 + d3	15.5 + 16.5 [6]	7650 [44]	−18.5
603	s2e	14.5 [6]	270 [44]	−18.3

Работы, из которых взяты значения m_B, v_r, отмечены рядом с их значениями и приведены в общем списке литературы. Для части объектов видимые фотографические величины оценены на пластинках 21″ телескопа. Они приведены в табл. 1 без специальных ссылок на литературу.

Как видно из табл. 1, для большинства объектов известны лучевые скорости и подсчитаны их абсолютные звездные величины. Однако во многих случаях оценки видимой звездной величины, произведенные различными авторами, значительно отличаются друг от друга. Например, звездная величина Маркарян 256 согласно [3] равна 13^m, а по оценке авторов, произведенной по пластинкам 21″ телескопа, она равна примерно 15^m5. Даже электрофотометрические наблюдения одного и того же объекта, выполненные разными авторами, иногда различаются более, чем на 1^m (например, согласно Видману для Маркарян 171 $m_B = 13^m2$ [26], а согласно Ульрих [27] $—12^m$, для Маркарян 178 согласно [27] $m_B = 13^m9$, а по Хукра [29] $m_B = 15^m46$ и т. д.).

Ясно, что оценки звездных величин объектов Маркаряна, выполненные нами по пластинкам 21″ телескопа, являются лишь нижним пределом для них, хотя сверхассоциации являются настолько компактными объектами и их внешние области настолько слабы, что увеличение экспозиции не должно сильно влиять на эти оценки. Основное влияние должен оказать фон галактики, в который погружены сверхассоциации. Таким образом, видимые звездные величины, приведенные в табл. 1, в некоторых случаях, возможно, несколько занижены. Фотографии некоторых объектов из табл. 1 приведены на рис. 1 и 2. Описание объектов по фотографиям 21″ телескопа (а) и картам Паломарского обозрения (б) приведены ниже. В тех случаях, когда не удалось получить фотографии объектов на 21″ телескопе, приведены лишь их описания по картам Паломарского обозрения. Для ясности заметим здесь, что в этих описаниях те конденсации, которые рассматривались в качестве сверхассоциаций, называются сгущениями.

Маркарян 5 — б) голубое сгущение в голове кометообразной галактики. Хвост синего цвета.

Маркарян 7 — а)* состоит из нескольких ярких голубых сгущений в иррегулярной галактике. Согласно [24] Маркарян 7 состоит из двух расходящихся полосок, каждая из которых состоит из отдель-

* Когда объект на пластинках 21″ телескопа выглядит примерно так же, как на Паломарских картах, то рядом с обозначением а) стоит звездочка.

ных сгущений. Там же приведены фотографии Маркарян 7 в лучах U, B, R, I.

Маркарян 8—а)* самое яркое северное сгущение в иррегулярной галактике. Согласно [23] Маркарян 8 находится в двойной галактике с пятью голубыми сгущениями, представляющими из себя сверхассоциации. Фотографии Маркарян 8 в лучах U, B, R, I приведены в [24]. По А. Т. Каллогляну и Айдманну [30] составляет физическую пару с Маркарян 7.

Маркарян 15—а)* находится в экваториальной плоскости спиральной галактики, на расстоянии примерно 1′ от ее центра. Маркарян 15 компактнее, чем ядро спирали, хотя ядро имеет резкие края. Ветвь спирали продолжается вплоть до Маркарян 15.

Маркарян 35—а) яркое сгущение к северо-западу от диффузной галактики NGC 3353. Согласно [19] красное смещение по эмиссионным линиям отличается от z по линиям поглощения на 400 *км/сек*. б) объект передержан, видно лишь сгущение к юго-западу.

Маркарян 40—а)* Маркарян 40 вместе с двумя сгущениями „а" и „б" (рис. 1), находящимися почти к северу от нее, образует галактику—полоску длиной примерно в 1′. Сгущения значительно слабее и менее компактны, чем Маркарян 40. Примерно такое же описание этого объекта дано в [24]. Возможно, что это группа сверхассоциаций.

Маркарян 49—а) звездообразное сгущение в северной части сферической галактики, с низкой поверхностной яркостью. Согласно А. Т. Каллогляну [31] она напоминает комету, которая состоит из головы, имеющей высокую поверхностную яркость, и отходящего от нее довольно широкого хвоста с низкой поверхностной яркостью.

Маркарян 59—а) яркое звездообразное сгущение на краю иррегулярной галактики NGC 4861. В [32] этот объект также предполагается сверхассоциацией.

Маркарян 71—а)* Маркарян 71 состоит из двух сгущений, расположенных в южной части иррегулярной галактики NGC 2366. Западное сгущение значительно ярче. Имеет отрицательное красное смещение. Даже при значении $v_r = 500$ *км/сек*, $M_B = -15^m1$.

Маркарян 86—а) одно из двух сгущений, расположенных на довольно яркой дуге на границе иррегулярной галактики NGC 2537. б) Передержан.

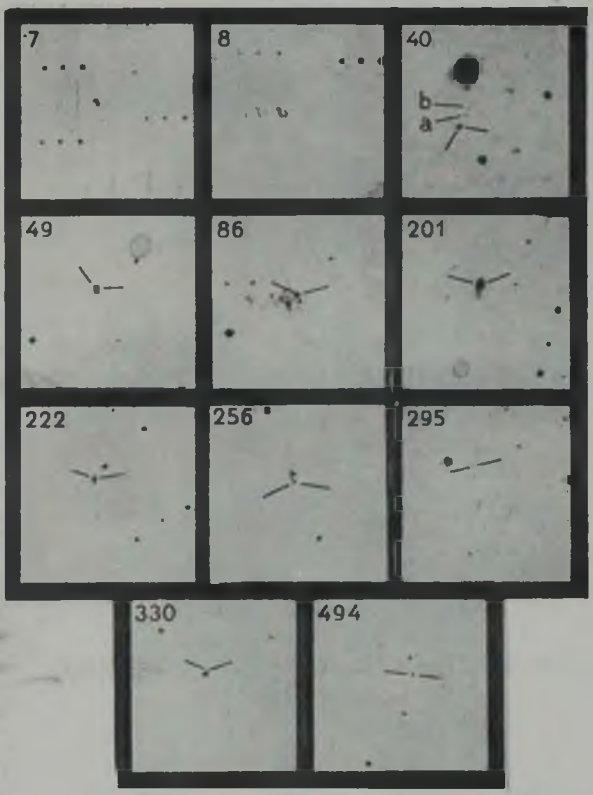


Рис. 1. Объекты Маркаряна, показывающие признаки сверхассоциаций. Номера объектов, согласно спискам Маркаряна приведены под фотографиями. Стрелками указано местоположение объектов. Масштаб: 1 мм≈105″.

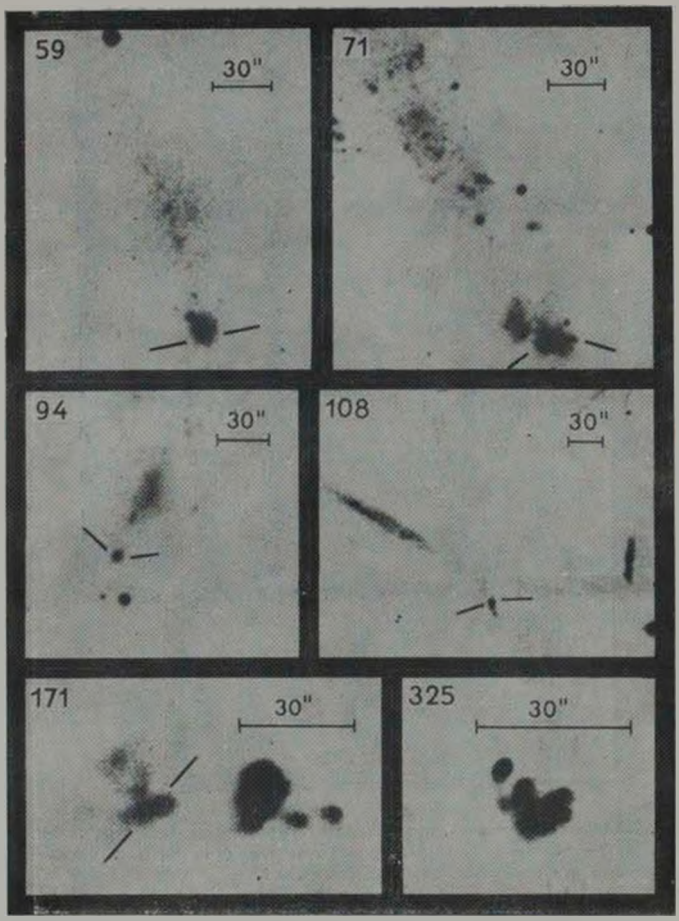


Рис. 2. Обозначения те же, что и на рис. 1. Масштаб для каждой фотографии приведен отдельно.

К ст. К. А. Саввы, Э. Е. Хачикяна

Маркарян 94 — б) является сгущением в южной части иррегулярной галактики. Согласно [11] Маркарян 94 является сверхассоциацией в спиральной галактике III Zw 0834 + 51. Маркарян 94 является типичным представителем рассматриваемых в настоящей работе объектов.

Маркарян 107 — б) яркое сгущение в западной части эллиптической галактики.

Маркарян 108 — а)* является ярким сгущением в иррегулярной галактике NGC 2820A (рис. 2). Красные смещения Маркарян 108 и NGC 2820A практически совпадают.

Маркарян 138 — б) одно из двух компактных сгущений в голове продолговатой диффузной галактики, слабо напоминающей веер.

Маркарян 153 — б) состоит из нескольких голубых сгущений в галактике неопределенной формы.

Маркарян 156 — а)* состоит из ряда сгущений в иррегулярной галактике.

Маркарян 163 — б) возможно связана с галактикой неопределенной формы к северу от Маркарян 163, примерно на расстоянии 1′. Маркарян 163 незначительно вытянута к северу.

Маркарян 170 — б) очень голубое сгущение примерно в 12″ к северу от ядра галактики типа S0.

Маркарян 171 — а) расположена в гнезде голубых сгущений. б) Передержан. Согласно [2] двойная Холмберга 256. В спектре этого объекта (рис. 3а), полученного на 82″ телескопе МакДональдской обсерватории с дисперсией 28 Å/*мм*, в области H_γ хорошо виден непрерывный спектр и на расстоянии примерно 5″ (1000 *пс*) к западу, и 25″ (5000 *пс*) к востоку вне его узкие эмиссионные линии N_1, N_2, H_γ. Эмиссионные линии западного сгущения, как и в случае Маркарян 94, простираются вплоть до непрерывного спектра. Линии восточного эмиссионного спектра заметно наклонены, причем чем дальше от непрерывного спектра, тем красное смещение увеличивается; z для обоих спектров примерно равны.

Маркарян 178 — б) сгущение на юге иррегулярной галактики.

Маркарян 199 — б) три соприкасающиеся сгущения, расположенные на одной прямой в галактике неопределенной формы.

Маркарян 201 — б) очень сложная структура. Возможно, что Маркарян 201 — это яркое сгущение, выброс больших размеров в иррегулярной галактике NGC 4194.

Маркарян 209 — а) яркое западное сгущение в иррегулярной галактике. б) Самое яркое сгущение среди голубых сгущений в иррегулярной галактике и расположено на краю этой галактики с западной стороны.

Маркарян 222 — а) сгущение на севере продолговатой диффузной полоски, имеющее очень низкую поверхностную яркость, без какого-либо центрального ядра. б) Сгущение на северном конце иррегулярной галактики, вытянутой в направлении север — юг.

Маркарян 256 — а) объект, напоминающий Маркарян 94. Расположен на границе иррегулярной галактики NGC 5144. б) Самое яркое сгущение в галактике NGC 5144.

Маркарян 277 — б) самое яркое сгущение на севере иррегулярной галактики с рядом сгущений.

Маркарян 294 — а)* объект, напоминающий Маркарян 94. Очень звездообразный спутник с западной стороны диффузного объекта неопределенной формы.

Маркарян 295 — а) возможно, является выбросом из Маркарян 296. Маркарян 296 имеет вид иррегулярной галактики, вытянутой по направлению Маркарян 295. Между этими объектами, ближе к Маркарян 295, находится еще одно сгущение, которое, возможно, также связано с Маркарян 296. Все три объекта находятся на одной линии. Абсолютная звездная величина Маркарян 295 определена из предположения [3], что она связана с Маркарян 296 и находится на том же расстоянии, что и Маркарян 296 ($z = 0.016$).

Маркарян 297 — включен в наш список по описанию, приведенному в [3], а также по виду спектра, полученного на 82″ телескопе МакДональдской обсерватории с дисперсией 28 А *мм* (рис. 3в). Хорошо заметен непрерывный спектр и вне его, на расстоянии примерно 8″ к востоку (что соответствует 2400 *пс*), сильные эмиссионные линии N_1, N_2, H_2, которые, как и в случае Маркарян 94, продолжаются до непрерывного спектра.

Маркарян 330 — а) западный компонент галактики с довольно ярким ядром и сгущением к югу от него. б) Передержан.

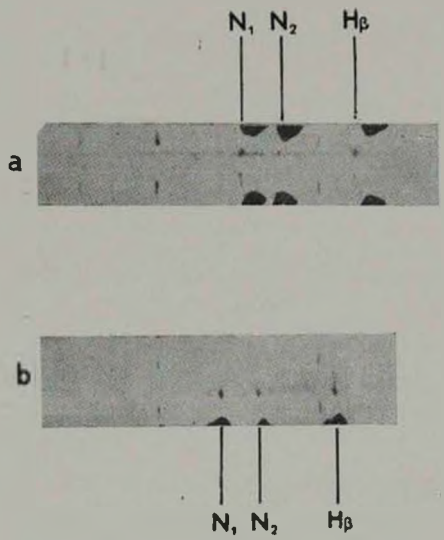


Рис. 3. Спектры Маркарян 171 (a) и 297 (b). Описание в тексте.

К ст. К. А. Саакян, Э. Е. Хачикяна

Маркарян 325 — а) вероятно самое яркое сгущение в NGC 7973, состоящей из ряда сгущений. б) Передержан. Использованное нами значение $m_{pg} = 13^m5$ относится не к самому объекту Маркарян 325, а является интегральной звездной величиной для всех сгущений [4]. На рис. 2 сгущения хорошо разделяются.

Маркарян 404 — а) является сгущением на восточной окраине NGC 2964. б) Передержан.

Маркарян 405 — а) = NGC 2970. Возможно связана с иррегулярной галактикой NGC 2968. б) Между ними как будто наблюдается слабый диффузный мост.

Маркарян 432 — б) яркое сгущение в южной, отчетливо выделяющейся ветви спиральной галактики NGC 4004. Северная ветвь расстроена и имеет по крайней мере три голубых сгущения типа сверхассоциаций. В этом направлении, вне галактики, имеется еще одно сгущение.

Маркарян 450 — б) наиболее яркое сгущение в северо-западной области иррегулярной галактики.

Маркарян 467 — б) по-видимому, яркое голубое сгущение на конце спирали, видимой с ребра.

Маркарян 494 — а) более компактный южный компонент (на расстоянии примерно 1′) двойной системы. б) Является южным компонентом довольно яркой, компактной и несколько удлиненной по направлению Маркарян 494 галактики со слабым гало. Галактика соединяется с Маркарян 494 диффузным мостом.

Маркарян 582 — б) является спутником эллипсоидальной галактики, расположенной от Маркарян 582 к юго-западу. Кажется двойной. По обе стороны от Маркарян 582 наблюдаются два голубых сгущения.

Маркарян 597 — б) система состоит из пяти голубых сгущений.

Маркарян 603 — расположена внутри красноватой эллипсоидальной галактики NGC 1222.

Во время нашего просмотра было также выяснено, что среди галактик Маркаряна типа d и ds существуют, по крайней мере, еще три разновидности галактик.

1. Галактики, которые внутри или в непосредственной близости от себя имеют голубые сгущения, выбросы с конденсациями, спектры которых напоминают таковые для сверхассоциаций. Примером таких галактик является известный объект В. А. Амбарцумяна IC 1182, находящийся в списке Маркаряна под номером 298.

2. Галактики, центральные области которых состоят из двух примерно равных по яркости сгущений, одно из которых, или оба, являются галактиками Маркаряна. Примером этой разновидности галактик является Маркарян 212.

3. Одиночные объекты с характеристиками сверхассоциаций, не входящие в состав какой-либо другой галактики и не имеющие никаких сгущений или конденсаций. Примером может служить Маркарян 116 = I Zw 18.

Эти разновидности галактик не рассматриваются в настоящей работе и о них предполагается сделать отдельное сообщение.

Обсуждение. Приведенные в настоящей работе данные свидетельствуют в пользу того факта, что примерно 40 объектов Маркаряна из первых шести списков, вероятно, являются сверхассоциациями, связанными с близлежащими галактиками. Конечно, для окончательного решения этого вопроса необходимо более детальное их исследование и в первую очередь следует определить лучевые скорости галактик, с которыми связаны эти объекты Маркаряна, как это было сделано, например, для Маркарян 94, 171, 297. Однако, как нам кажется, для большинства из отобранных нами объектов их связь с близлежащими галактиками не вызывает сомнений.

Как видно из табл. 1 светимости сверхассоциаций меняются в большом диапазоне от -11^m4 до -18^m7. Только в одном случае (Маркарян 330) значение абсолютной звездной величины доходит до -19^m2. Правда, как отмечалось выше, ошибка в оценке этих величин может в некоторых случаях быть значительной. Поэтому светимости части объектов табл. 1, возможно, преувеличены.

Однако здесь естественно поставить вопрос, какова верхняя граница для светимостей сверхассоциаций вообще. Ответить однозначно на этот вопрос пока не представляется возможным. Во всяком случае, абсолютные светимости некоторых объектов табл. 1 доходят до -18^m4, т. е., они, если не считать ядра, фактически являются наиболее яркими объектами в галактиках. Нет никаких оснований полагать, что сверхассоциации не могут иметь столь высокую светимость. Другие объекты, являющиеся, по-видимому, сверхассоциациями и вхо-

дящие в состав галактик Маркаряна или встречающиеся изолированно, уступают первым по светимостям.

Возможно, что в случае изолированных галактик типа сверхассоциаций, первоначальная галактика настолько слаба, что теряется в непосредственной близости сверхассоциации, т. е. они являются фактически объектами, родственными сверхассоциациям, описанным в настоящей работе.

Здесь следует отметить также, что некоторые галактики Маркаряна представляют собой гнезда сверхассоциаций разных светимостей, какими являются, например, Маркарян 7, 8, 86, 171 и 325.

Таким образом, среди галактик Маркаряна наряду с сейфертовскими галактиками, квазизвездными объектами, объектами типа BL Lac и т. д. встречаются также:

1) Сверхассоциации, связанные с близлежащими галактиками.
2) Галактики, имеющие в своем составе сверхассоциации.
3) Изолированные галактики типа сверхассоциаций.

Со спектроскопической и фотометрической точки зрения между объектами этих групп нет существенной разницы. Различаются они лишь по своим размерам и светимостям. Кроме того, одни из них входят в состав галактик, другие являются изолированными системами. Пранда, последние могут считаться отдельными галактиками, хотя по природе ничем не отличаются от сверхассоциаций. Представители этого класса объектов были рассмотрены в [22]. На эти объекты впервые обратили внимание В. А. Амбарцумян и Р. К. Шахбазян еще в 1957 году. Тогда отмечалось, что „...существование слабых одиночных галактик с отрицательным показателем цвета является несомненным" [16]. Обнаружение Б. Е. Маркаряном изолированных галактик с характеристиками сверхассоциаций еще раз подтверждает эту точку зрения.

Согласно [18] сверхассоциации, как и другие большие газовые и звездные комплексы, образовались каждая из одного дозвездного тела относительно высокой плотности. Если это так, то из приведенных данных можно заключить, что эти дозвездные тела могут встречаться как в галактиках различных морфологических типов, так и вне их в межгалактическом пространстве.

Наблюдательные данные о сверхассоциациях в некоторых иррегулярных и пекулярных галактиках [33—36] указывают на их связь с расширяющейся газовой составляющей этих галактик.

Следует отметить, что примерно 30 (т. е. более 65%) сверхассоциаций, приведенных в табл. 1, связаны с иррегулярными галактиками или галактиками неопределенной формы. Интересно, что согласно пионерской работе, посвященной сверхассоциациям [18], последние

также чаще всего встречаются в иррегулярных галактиках. Из 36 исследованных в [18] иррегулярных галактик в десяти наблюдаются сверхассоциации, в то время, как ни в одной из тринадцати S0 и 24 Sa—SBa галактик сверхассоциации не наблюдаются. Из 56 галактик типа Sb—SBb только 3 содержат сверхассоциации, а из 157 галактик типа Sc—SBc сверхассоциации наблюдаются в 21 галактике.

Сопоставление средней абсолютной яркости сверхассоциаций, связанных со спиральными галактиками [37], со средней абсолютной яркостью сверхассоциаций, рассмотренных в настоящей работе, показывает, что последние примерно на 1.3 звездной величины (-16^m5) ярче, чем первые (-15^m2). Это хорошо видно из рис. 4, на котором приведена гистограмма распределения числа галактик в зависимости от их абсолютной яркости. Возможно, что этот факт обусловлен различием физических условий, при которых возникают сверхассоциации.

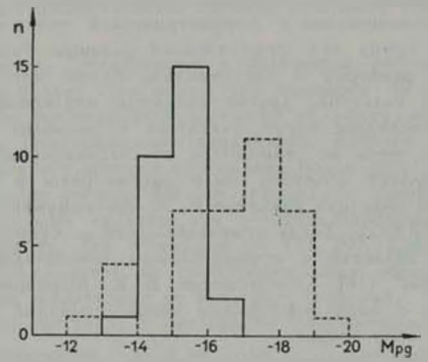


Рис. 4. Гистограмма распределения числа сверхассоциаций в зависимости от их абсолютной яркости: сплошные линии — для сверхассоциаций в спиральных галактиках; пунктирные — для объектов Маркаряна.

Здесь необходимо напомнить также, что галактики Маркаряна, являющиеся физически активными объектами, сами часто содержат в себе сверхассоциации.

Все вышесказанное приводит к заключению, что возникновение сверхассоциаций, вероятно, связано с активными физическими явлениями, протекающими в галактиках. В результате такой активности сверхассоциации в галактиках могут возникнуть двумя путями: а) либо они образуются непосредственно в центральных обла-

стях, а затем оттуда выбрасываются во внешние области галактики, б) либо дозвездные тела выбрасываются из центральных областей, а затем на каком-то позднем этапе развития из них образуются сверхассоциации. Вторая возможность кажется более вероятной из-за следующих соображений. Сверхассоциации часто наблюдаются в периферийных областях галактик (Маркарян 59, 71, сверхассоциация в NGC 520). Если же считать, что сверхассоциации выброшены из центральных частей, то в этом случае время, которое они должны затратить для прохождения пути от ядра до периферийных областей галактики, будет превосходить возраст сверхассоциаций.

Итак, считая, что сверхассоциации являются результатом активных процессов в галактиках (подобных NGC 520, M 82, III Zw 0834 + 51 и т. д.), можно сделать вывод, что *одной из форм проявления активности галактик является формирование сверхассоциаций.*

Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за ценные замечания и дискуссию, а также Л. Розино за предоставление для использования нескольких фотографий объектов Маркаряна.

Один из авторов (Э. Е. Х.) считает своим долгом поблагодарить дирекцию Ликской обсерватории, предоставившую возможность наблюдать на 36″ телескопе Кросслея.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON ONE FORM OF ACTIVITY IN GALAXIES

K. A. SAHAKIAN, E. YE. KHACHIKIAN

On the basis of surveying of plates obtained with the 21″ Schmidt camera of the Byurakan Observatory, and the examination of Palomar Sky Survey it has been shown that among Markarian galaxies objects occur which represent superassociations physically connected with nearby galaxies. The typical representatives of these types of objects are Markarian 59, 71, 94. The list of Markarian galaxies, showing characteristics of superassociations and their brief descriptions are presented. About 40 objects of this type are available among the first six lists of Markarian galaxies.

Some of the Markarian galaxies contain blue objects like superassociations. Different forms of superassociations are discussed. It has been concluded that one of the forms of activity in galaxies is the formation of superassociations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 3, 55, 1967.
2. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 5, 443, 1969.
3. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 8, 581, 1969.
4. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 7, 511, 1971.
5. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 8, 155, 1972.
6. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 9, 487, 1973.
7. *E. Ye. Khachikian*, A. J., 73, 891, 1968.
8. *Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 4, 587, 1968.
9. *Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 5, 113, 1969.
10. *Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 8, 165, 1972.
11. *Г. Арп, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 10, 173, 1974.
12. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 6, 357, 1970.
13. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян*, Астрофизика, 7, 177, 1971.
14. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов*, Астрофизика, 8, 33, 1972.
15. *W. L. W. Sargent*, Ap. J., 159, 765, 1970.
16. *В. А. Амбарцумян, Р. К. Шахбазян*, ДАН Арм.ССР, 25, 185, 1957.
17. *A. N. Stockton*, A. J., 73, 887, 1968.
18. *В. А. Амбарцумян, С. Г. Искударян, Р. К. Шахбазян, К. А. Саакян*, Сообщ. Бюраканской обс., 33, 3, 1963.
19. *D. L. Du Puy*, P. A. S. P., 80, 29, 1968.
20. *D. L. Du Puy*, A. J., 75, 1143, 1970.
21. *G. Haro*, Bull. Obs. Tonantzintla Tacubaya, 14, 8, 1956.
22. *L. Searle, W. L. W. Sargent*, Ap. J., 173, 25, 1972.
23. *Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 8, 529, 1972.
24. *А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 7, 521, 1971.
25. *Ф. Бернеи, А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 10, 159, 1974.
26. *D. W. Weedman*, Ap. J., 183, 29, 1973.
27. *M. H. Ulrich*, Ap. J., 163, 441, 1971.
28. *J. Huchra, W. L. W. Sargent*, Ap. J., 186, 433, 1973.
29. *Дж. Хукра*, частное сообщение.
30. *Ж. Айдман, А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 9, 71, 1973.
31. *А. Т. Каллоглян*, Астрофизика, 4, 475, 1968.
32. *Р. К. Шахбазян*, Астрофизика, 4, 273, 1968.
33. *Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 9, 157, 1973.
34. *C. R. Lynds, A. R. Sandage*, Ap. J., 137, 1005, 1963.
35. *S. van den Berg*, Astron. Astrophys., 12, 474, 1971.
36. *М. Бербидж, Дж. Бербидж*. Труды симпозиума „Нестационарные явления в галактиках", изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1968, стр. 415.
37. *Р. К. Шахбазян*, Астрофизика, 6, 367, 1970.
38. *W. L. W. Sargent*, Ap. J., 173, 7, 1972.
39. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов*, Астрофизика, 8, 329, 1972.
40. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов*, Астрофизика, 9, 325, 1973.
41. *Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 8, 315, 1974.
42. *E. Ye. Khachikian, D. W. Weedman*, Astrofizika, 7, 389, 1971.
43. *Э. К. Денисюк, И. Г. Бибкин, Н. В. Синяева*, Астрон. цирк., № 837, 1974.
44. *И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев*, Астрофизика, 10, 483, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. V

Ф. Б. БАЙЕР, Г. ТИРШ

Поступила 14 февраля 1975

Приводится пятый список компактных групп компактных галактик, являющийся продолжением предшествующих списков [1—4]. В список вошли 50 новых объектов этого класса, найденных на картах зоны $+30^{\circ}$ Паломарского атласа. К статье прилагаются репродукции групп галактик списка, сделанные с карт Паломарского атласа в красных лучах.

Данный список является продолжением ранее опубликованных списков компактных групп компактных галактик [1—4]. В эти списки вошли 175 таких групп. В рамках двустороннего сотрудничества между Бюраканской астрофизической обсерваторией Академии наук Армянской ССР и Центральным институтом астрофизики Академии наук ГДР мы продолжали поиски таких объектов.

Настоящий список содержит 50 компактных групп компактных галактик, которые были найдены в зоне $+30^{\circ}$ Паломарского атласа. Условия для внесения группы в список приведены в предшествующих работах [1—4]. Заметим, что группы, которые вошли в настоящий список, так же, как и группы, вошедшие в первые работы, не распределены равномерно по всему небу. Существуют такие области неба, где число обнаруженных групп мало, а также области, где они встречаются чаще. Можно утверждать, что в участках неба, где наблюдаются скопления галактик, можно найти больше компактных групп, чем в областях, бедных галактиками. Но такие группы, как известно, часто не удовлетворяют требованию изолированности. Такие неизолированные группы не вошли в список. Они будут опубликованы в будущем.

Как группы, приведенные в предыдущих работах [1—4], так и компактные группы компактных галактик этого списка показывают

различные явно выраженные структуры. Мы знаем следующие виды структур:

1) Сферически концентрированные группы.

2) Цепочки или группы, которые обладают преимущественным направлением вытянутости.

3) Периферические группы.

Планируется проведение дальнейшего фотометрического и спектроскопического исследования ряда известных групп при помощи Тautенбургского телескопа. Мы думаем, что исследование структур также имеет большое значение. Возможно, что различные структуры компактных групп компактных галактик образовались вследствие различных начальных условий при возникновении этих групп. Возможно, исследование этих компактных групп компактных галактик поможет найти решение проблемы возникновения и развития последних, а также развития групп и скоплений галактик, так как и „нормальные" группы галактик тоже часто показывают линейные, периферические и другие структуры.

Данные об обнаруженных 50-ти компактных группах компактных галактик приводятся в таблице. В столбцах таблицы последовательно даны: 1) порядковый номер группы; 2) экваториальные координаты, которые даны с точностью 0^m1 для прямых восхождений и $1'$ для склонений; 4) число галактик, входящих в группу; 5) размеры группы в минутах дуги; 6) коэффициент относительной компактности, равный отношению суммы диаметров всех галактик группы к диаметру группы в целом.

Таблица 1

СПИСОК КОМПАКТНЫХ ГРУПП КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. V

№	Координаты		n	Диаметр	p
	α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6
176	00^h05^m7	29 42′	8	2′0	0.3
177	01 54.7	29 26	10	1.1	0.6
178	02 16.1	28 49	7	1.3	0.4
179	02 23.3	32 37	8	2.2	0.3
180	03 14.2	28 45	5	0.9	0.6
181	08 25.0	28 26	15	3.0	0.4
182	08 35.4	29 56	11	3.6	0.3
183	08 41.7	27 28	6	1.1	0.4
184	09 05.2	30 03	8	2.9	0.3
185	09 19.5	31 44	5	0.8	0.6

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
186	09^h19^m9	29°08′	5	1.1	0.6
187	09 37.6	31 12	6	2.2	0.3
188	09 54.4	26 24	12	3.4	0.3
189	10 25.2	32 31	5	2.0	0.2
190	10 27.0	26 47	6	2.5	0.2
191	10 45.4	31 46	23	3.9	0.6
192	10 56.0	26 42	11	3.2	0.3
193	10 59.0	29 27	12	3.2	0.2
194	11 00.4	28 04	15	2.6	0.3
195	11 01.9	28 59	10	4.1	0.2
196	11 03.1	28 40	5	2.2	0.2
197	11 04.0	31 48	7	2.2	0.2
198	11 05.5	32 22	11	2.8	0.3
199	11 32.7	31 00	13	4.7	0.3
200	11 38.6	27 41	12	5.6	0.2
201	12 48.8	29 06	23	5.2	0.3
202	12 17.1	28 40	15	11.0	0.2
203	12 26.6	27 42	15	2.5	0.4
204	12 27.7	27 51	13	2.3	0.3
205	12 32.9	27 51	14	4.5	0.4
206	11 37.4	29 38	8	1.9	0.2
207	12 54.3	30 02	10	2.8	0.3
208	13 07.3	29 50	8	1.9	0.3
209	13 09.3	32 00	14	3.4	0.3
210	13 31.7	31 27	10	2.6	0.3
211	13 34.3	28 50	8	2.8	0.3
212	13 34.9	28 22	6	1.1	0.6
213	13 43.1	27 08	6	1.9	0.4
214	13 43.2	32 22	6	2.7	0.2
215	13 45.0	26 49	10	2.5	0.4
216	14 19.7	28 02	13	3.1	0.5
217	14 30.2	31 17	6	2.0	0.3
218	14 31.5	26 55	15	3.1	0.4
219	14 50.4	28 11	13	2.7	0.4
220	14 57.4	29 54	7	2.7	0.2
221	15 34.9	30 52	6	1.9	0.4
222	15 41.7	31 43	9	2.0	0.3
223	15 47.8	29 18	13	4.0	0.4
224	15 51.6	29 43	8	1.3	0.5
225	23 52.5	31 17	8	2.0	0.2

Примечания к таблице

176 — Компактная группа не вполне компактных галактик. Все объекты красные. Группа не очень хорошо изолирована. На область проектируются звезды.

177 — Компактная, изолированная группа компактных галактик. Только галактика № 10 спиральная. Объект № 2 имеет звездоподобное изображение и может оказаться звездой. Все члены группы красные.

178 — Компактная группа из четырех ярких и трех слабых объектов. Все галактики красные. На группу проектируются две звезды. В окрестности поле слабых галактик.

179 — Не очень компактная группа компактных галактик. Только объект № 8 слабый и диффузный, может быть, он проектируется на группу. Все члены группы красные. Группа довольно изолирована.

180 — Изолированная и компактная группа компактных галактик красного цвета. Только объект № 4 имеет ореол. На группу проектируется одна звезда.

181 — Не очень компактная группа ярких и слабых объектов. Галактики № 3 и 12 спиральные. Все объекты красные, только № 8 нейтральный. В окрестности группы набюдается поле слабых галактик.

182 — Цепочка ярких и относительно компактных галактик. Только объект № 10 имеет диффузное изображение и нейтральный цвет. Группа хорошо изолирована.

183 — Компактная группа компактных галактик красного цвета. Объект № 6 имеет ореол. Группа очень хорошо изолирована.

184 — Вытянутая группа не очень компактных галактик. Объекты № 2 и 8 вытянутые. Группа плохо изолирована. Все объекты красные. На группу проектируются звезды.

185 — Компактная группа компактных галактик. Объект № 4 нейтрального цвета и имеет на красной карте звездоподобное изображение. Группа хорошо изолирована.

186 — Компактная группа компактных галактик. Объекты не очень красные. Группа хорошо изолирована. На область проектируется звезда.

187 — Не очень компактная группа компактных галактик красного цвета. На группу проектируются звезды. Группа не вполне изолирована.

188 — Группа не очень компактная. Все члены красные, только объект № 1 нейтральный. Галактики довольно компактные. Объекты № 1 и 2 имеют слабый ореол. Галактика № 4 вытянутая. В южной окрестности набюдается поле диффузных галактик. На группу проектируется звезда.

189 — Группа изолирована и относительно компактна. Все члены красные и компактные, только объект № 5 не вполне компактный. На группу проектируется звезда.

190 — Группа не очень компактная, но хорошо изолирована. Все галактики компактные и красные. На группу проектируются звезды.

191 — Группа широкая и богатая. Состоит из красных галактик, среди которых есть и некомпактные объекты. Группа плохо изолирована. Она может оказаться небогатым скоплением.

192 — Не очень компактная группа довольно компактных галактик красного цвета. Объект № 9 вытянутый. В окрестности группы слабые галактики. На группу проектируются звезды.

193 — Довольно компактная группа компактных объектов. Все члены группы красные. Группа хорошо изолирована.

194 — Не очень компактная группа компактных галактик красного цвета. Объект № 1 значительно ярче остальных членов группы, но имеет слабый ореол. Группа довольно изолированная.

195 — Цепочка компактных галактик. Только объект № 9 вытянутый. Все члены группы красные. Группа хорошо изолирована. На группу проектируются звезды.

196 — Бедная группа компактных галактик. Группа хорошо изолирована. Все члены красные, только объект № 5 нейтральный. Этот объект очень компактный и может оказаться звездой.

197 — Довольно компактная группа трех ярких и четырех слабых объектов. Все галактики красные. На группу проектируются три звезды. Группа изолирована.

198 — Не очень компактная группа красных компактных объектов. Только объект № 10 вытянутый. Объект № 8 нейтральный. На группу проектируются звезды. Группа плохо изолирована. К востоку наблюдаются другие компактные галактики.

199 — Группу можно разделить на две отдельные группировки. Первая группировка очень компактная. Вторая группировка — цепочка. Центральный объект № 1 значительно ярче всех членов группы. Объекты № 2 и 9 вытянутые. Объект № 2 имеет звездоподобное изображение и может оказаться звездой. Галактики № 7, 10 и 13 нейтральные, остальные — красные. Группа хорошо изолирована.

200 — Широкая группа компактных объектов. Центральный объект № 1 имеет слабый ореол. Галактика № 7 голубая, остальные галактики красные. В группе есть и слабые объекты. В области наблюдается поле слабых галактик.

201 — Широкая и богатая группа красных объектов. Яркие галактики компактные. Все объекты красные. В группе имеются и слабые объекты. Группа плохо изолирована и может оказаться небогатым скоплением.

202 — Близкая группа очень ярких объектов. Группа не очень компактна. Галактики довольно компактные и не очень красные. В окрестности наблюдаются спиральные галактики.

203 — Компактная группа компактных галактик. Самые яркие объекты № 1, 2, 3 и 8 имеют ореол. Объект № 15 голубой, другие галактики красные. На область проектируются звезды. Группа довольно изолирована.

204 — Компактная группа компактных объектов. В группе наблюдаются и слабые галактики. Все объекты красные. Группа изолирована.

205 — Не очень компактная группа ярких объектов красного цвета. Объекты компактные. Галактика № 2 вытянута и может оказаться двойным объектом. На группу проектируются звезды. Группа изолирована.

206 — Компактная группа очень компактных объектов очень красного цвета. Галактики № 1 и 3 имеют слабый ореол. Группа не очень хорошо изолирована.

207 — Не очень компактная группа компактных галактик красного цвета. Только объект № 1 имеет ореол. Группа довольно изолирована.

208 — Компактная группа компактных объектов. Все объекты красные. В группе находятся слабые галактики. Группа довольно изолирована. На область проектируется звезда.

209 — Богатая группа красных компактных галактик. Только объект № 5 немного диффузный. В группе имеются слабые галактики. Группа не очень хорошо изолирована.

210 — Компактная группа компактных объектов. Объект № 6 очень голубой, другие галактики красные. В группе находятся слабые галактики. Группа изолирована. На область проектируется звезда.

211 — Вытянутая группа компактных объектов. Только галактики № 6 и 7 диффузные. Все объекты красные. В окрестности группы наблюдается поле слабых галактик.

212 — Группа компактная. Самые яркие объекты № 1, 2 и 3 компактные, другие слабее, но также компактные. Объект № 5 голубой, галактика № 4 нейтральная, остальные объекты красные. Группа изолирована.

213 — Цепочка компактных галактик. Объект № 1 значительно ярче остальных галактик, имеет звездоподобное изображение и может оказаться звездой. Группа довольно изолирована.

214 — Не очень компактная группа компактных галактик. Все члены группы красные. Группа хорошо изолирована. На область проектируется звезда.

215 — Компактная группа компактных галактик красного цвета. В группе наблюдаются и слабые галактики. Группа не хорошо изолирована. На область проектируются три звезды.

216 — Не очень компактная группа компактных объектов. Объект № 9 голубой, другие галактики красные. Объекты № 2 и 3 имеют очень компактные изображения и могут оказаться звездами. Группа плохо изолирована. На область проектируются три звезды.

217 — Группа довольно компактная. Объекты № 1, 2 и 3 компактные, остальные галактики имеют диффузные или вытянутые изображения. Все члены группы красные. Группа не хорошо изолирована.

218 — Компактная группа компактных галактик. Галактики № 3 и 4 вытянуты и нейтральные, другие объекты красные. В группе находятся и слабые объекты. В окрестности группы наблюдается поле слабых галактик.

219 — Группа не очень компактная, состоит из ярких компактных и слабых объектов. Галактика № 12 голубая, объект № 3 нейтральный. Другие члены красные. На группу проектируются две звезды. Группа плохо изолирована.

220 — Группа широкая, состоит из трех компактных, двух не вполне компактных и двух диффузных объектов. Группа изолирована. Все члены красные.

221 — Компактная группа компактных объектов. Галактика № 1 вытянута. Все члены группы красные. Группа плохо изолирована.

222 — Компактная группа компактных объектов. Все галактики красные. На область проектируется звезда. Группа плохо изолирована.

223 — Группа широкая, состоит из компактных объектов. Галактика № 5 — спиральная. Все члены группы красные. На область проектируется звезда. В окрестности группы наблюдается поле слабых галактик.

224 — Компактная группа компактных объектов. Галактика № 1 вытянута. Объект № 4 имеет звездоподобное изображение и может оказаться звездой. Оба объекта нейтральные. Другие члены группы красные.

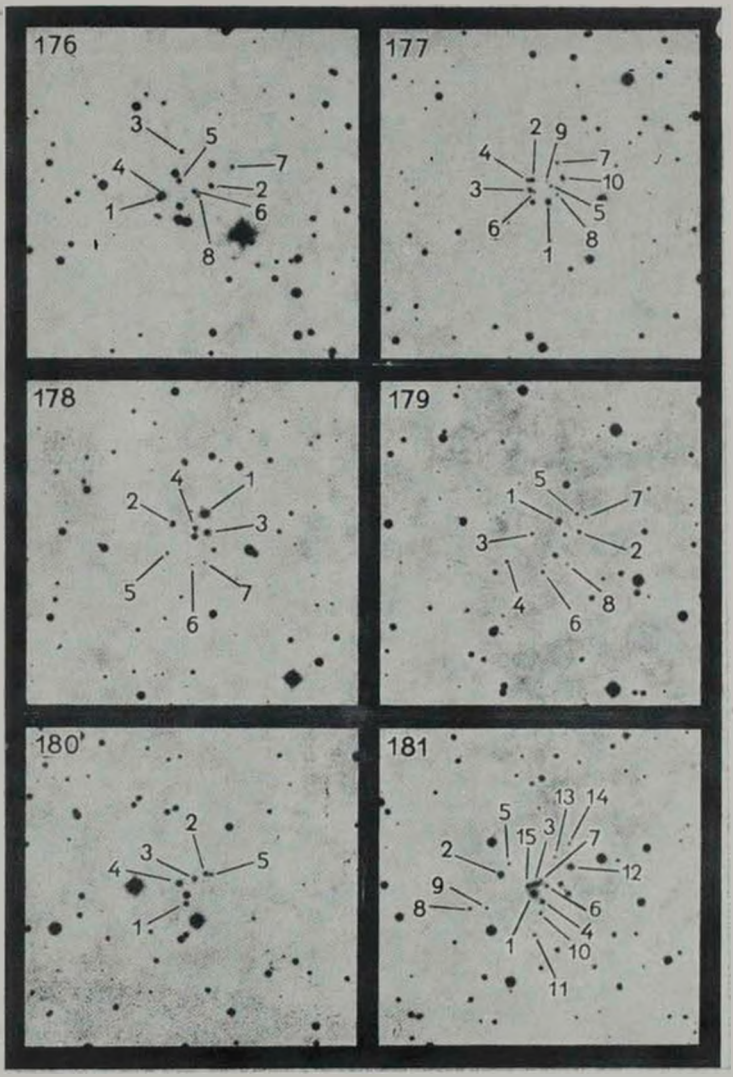
225 — Группа довольно компактная и состоит из компактных галактик. Только объект № 5 диффузный. Все члены группы красные. Группа плохо изолирована. На область проектируются звезды.

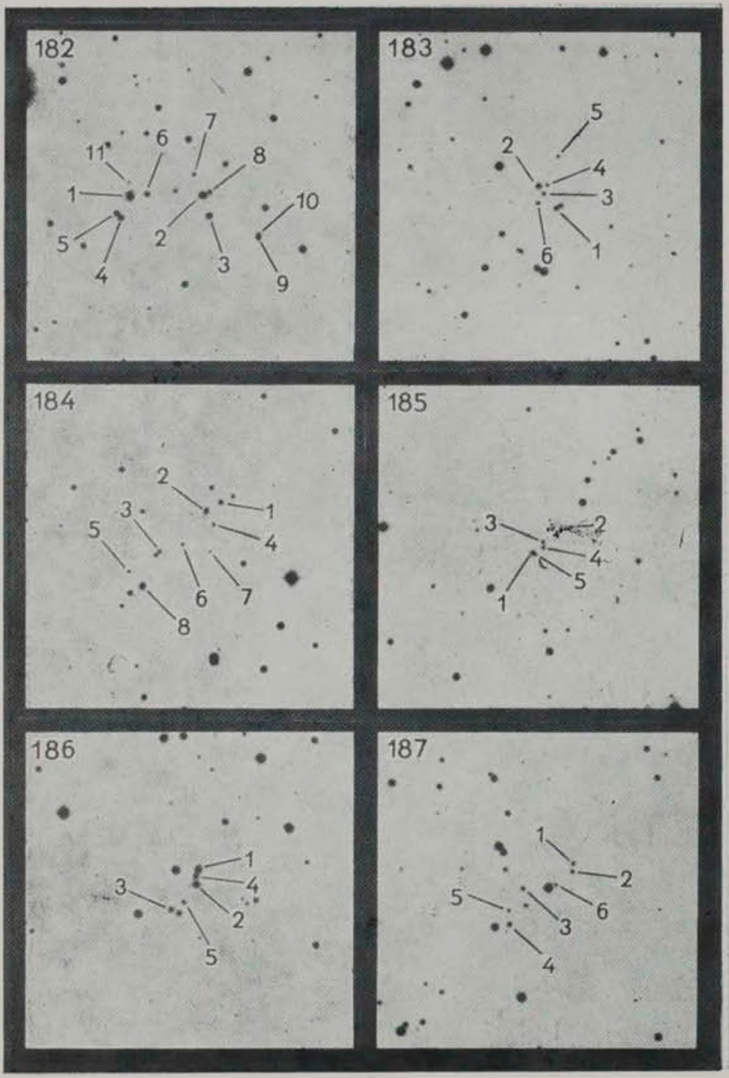
Авторы выражают глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну за дискуссию при выборе объектов, вошедших в список. Они также признательны сотрудникам Бюраканской обсерватории Р. К. Шахбазян и М. Б. Петросян.

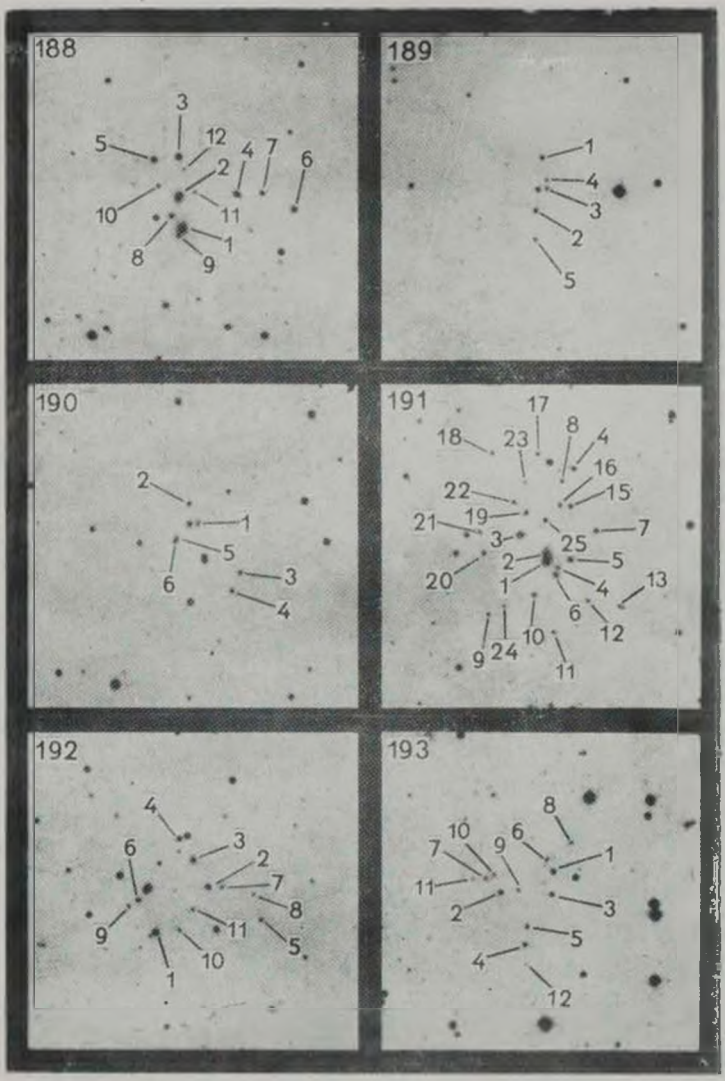
Центральный институт астрофизики
АН ГДР

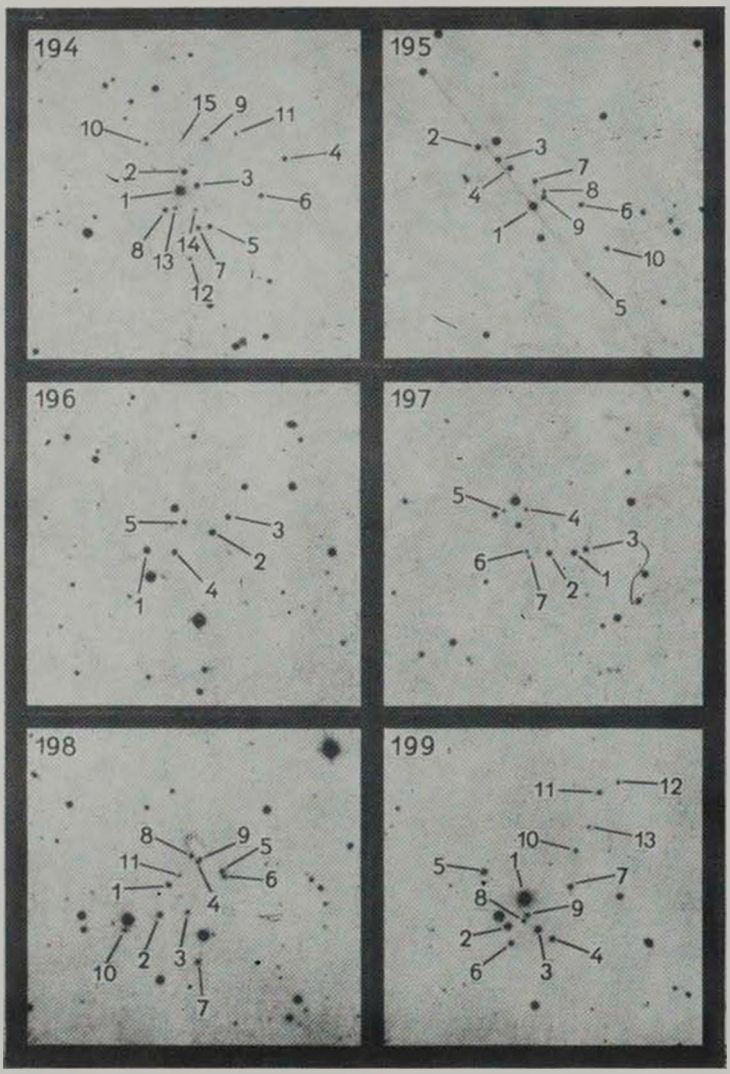
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

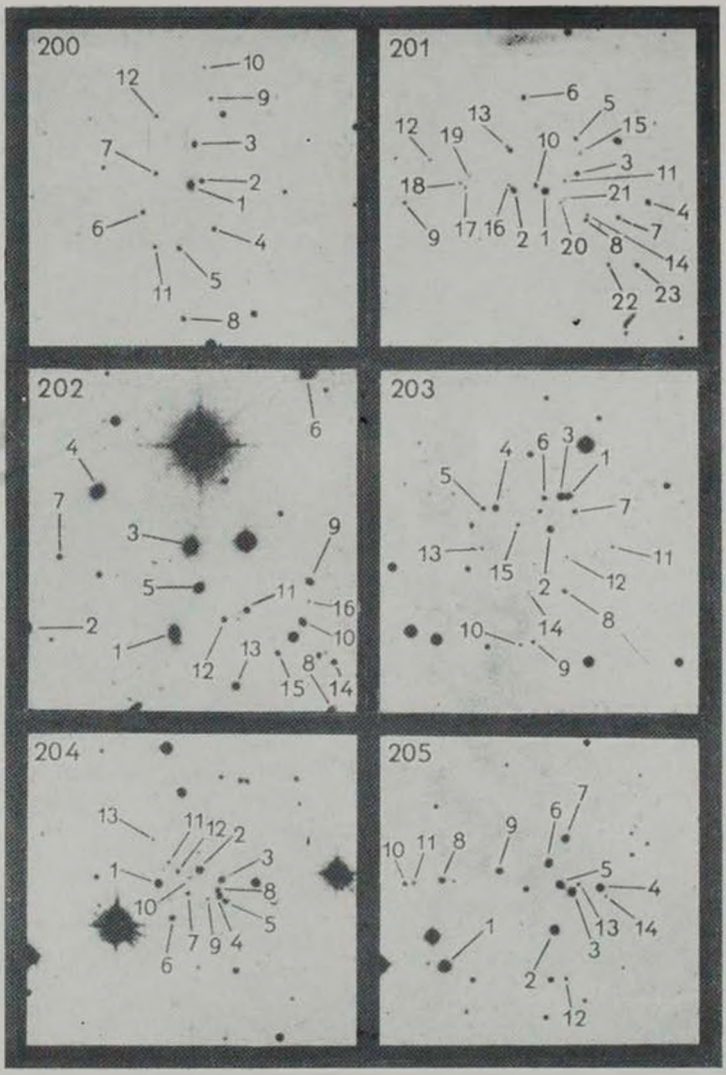
Север сверху. Восток слева. Масштаб 1 *мм* = 8″9. В левом верхнем углу отмечены номера, под которыми группы приводятся в списке.

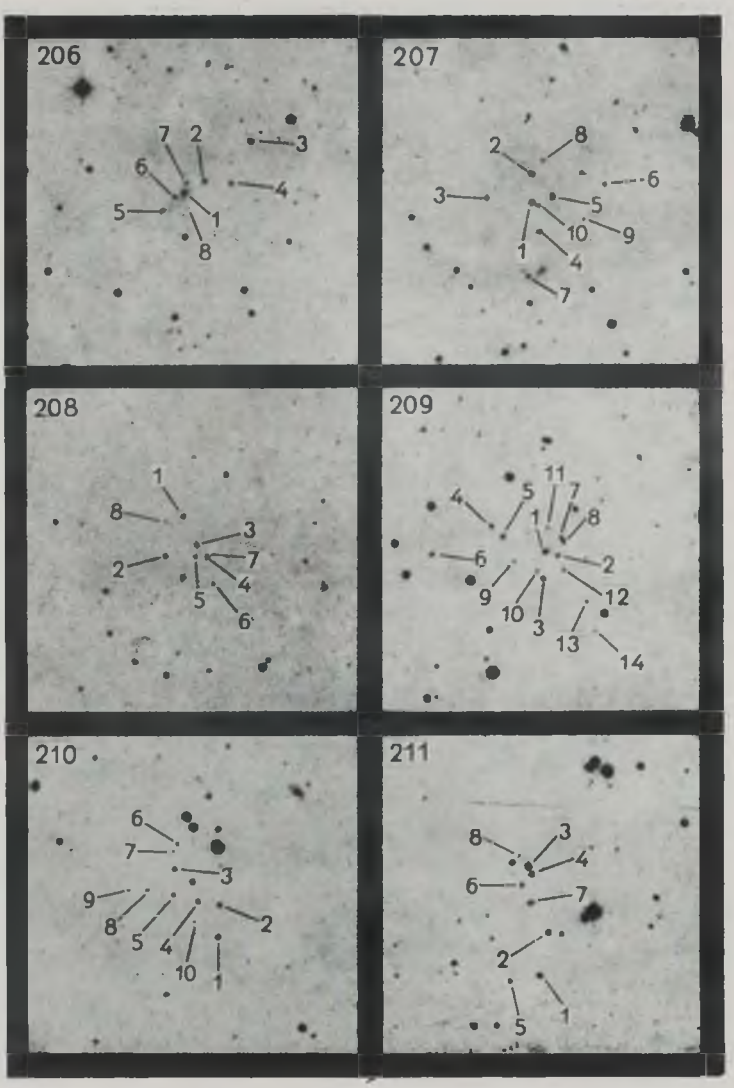


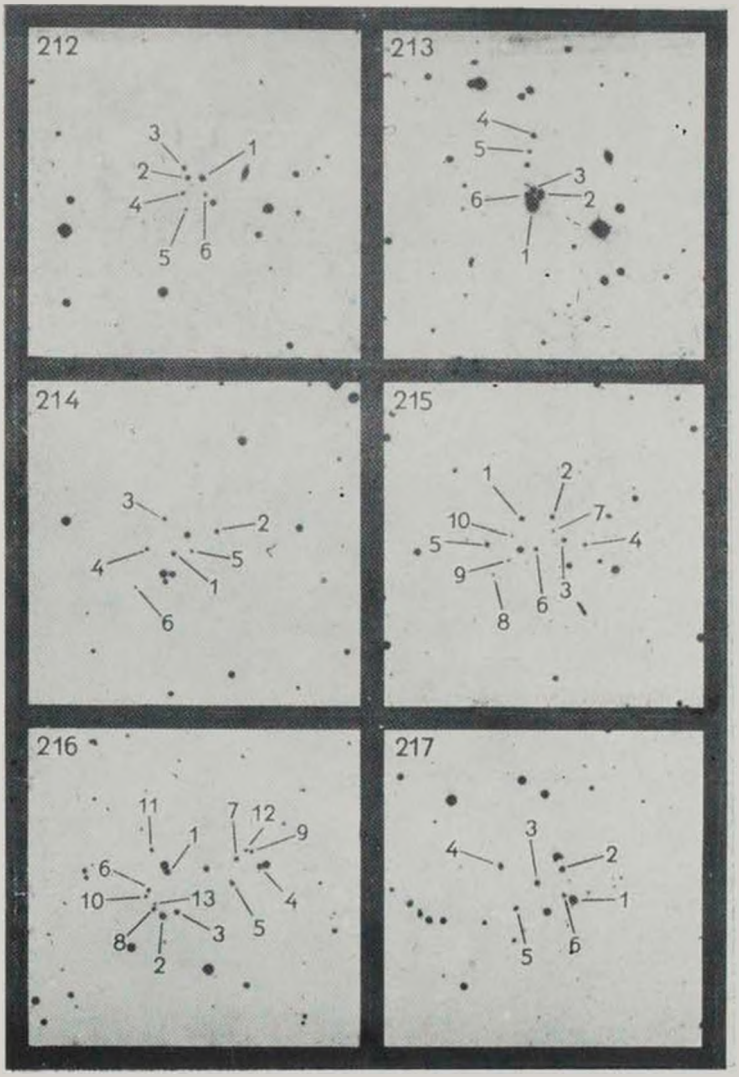

182
11
6
7
8
1
10
5
2
3
4
9
183
5
2
4
3
6
1
184
2
1
3
4
5
6
7
8
185
3
2
4
5
1
186
1
3
4
2
5
187
1
2
5
6
3
4

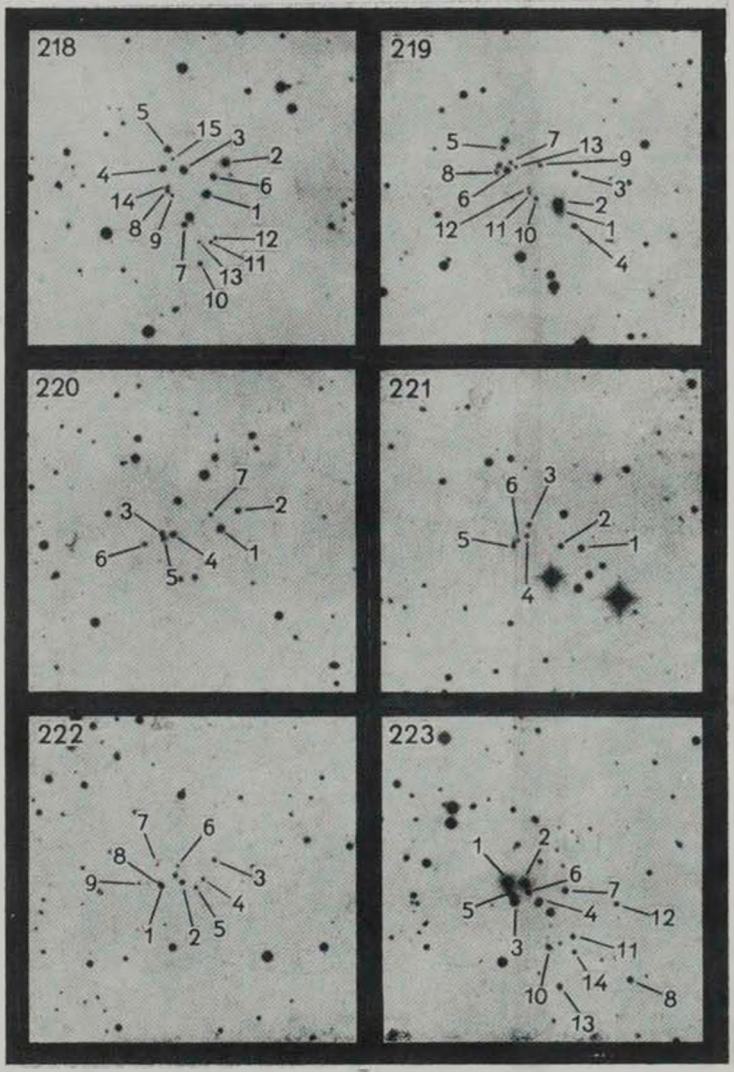

188
3
5
12
4
7
2
6
10
11
8
1
9
189
1
4
3
2
5
190
2
1
5
6
3
4
191
17
18
23
8
4
16
22
15
21
19
7
3
25
2
5
20
1
4
13
6
12
9
24
10
11
192
4
6
3
2
7
8
9
11
5
10
1
193
8
10
6
7
9
1
11
2
3
5
4
12

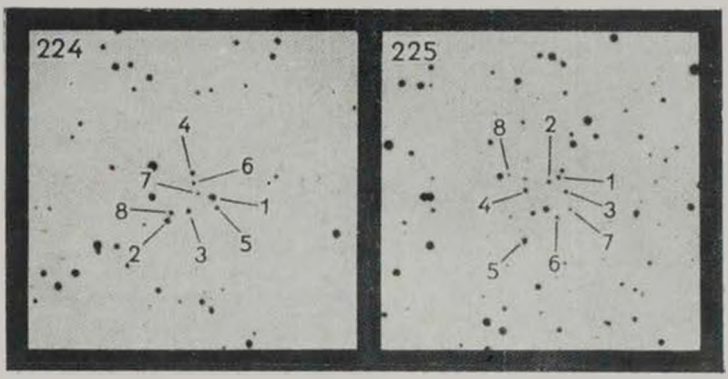

194
15
9
11
10
4
2
3
1
6
8
14
5
13
7
12
195
2
3
7
4
8
6
1
9
10
5
196
5
3
2
4
1
197
5
4
3
6
1
2
7
198
8
9
5
11
6
1
4
10
2
3
7
199
11
12
10
13
1
5
7
8
9
2
4
6
3


200
12
10
9
7
3
2
1
6
4
11
5
8
201
6
5
13
12
19
10
15
3
11
18
21
4
9
17
16
2
1
20
8
7
14
22
23
202
6
4
7
3
9
5
11
16
2
10
1
12
13
8
15
14
203
4
6
3
1
5
7
13
15
11
2
12
8
10
14
9
204
13
11
12
2
1
3
10
8
5
7
9
4
6
205
7
6
9
10
11
8
5
4
1
13
14
3
2
12


206
7
2
3
6
4
5
1
8
207
2
8
6
3
5
10
9
1
4
7
208
1
8
3
2
7
4
5
6
209
11
4
5
7
1
8
6
2
9
10
12
3
13
14
210
6
7
3
9
8
5
4
2
10
1
211
8
3
4
6
7
2
5
1


212
3
2
1
4
5
6
213
4
5
3
6
2
1
214
3
2
4
5
1
6
215
1
2
10
7
5
4
9
6
3
8
216
11
1
7
12
9
6
10
13
4
5
8
3
2
217
3
4
2
1
5
6


218
5
15
3
2
4
6
14
1
8
9
12
11
7
13
10
219
5
7
13
9
8
3
6
2
12
11
10
1
4
220
7
2
3
6
5
4
1
221
6
3
2
5
1
4
222
7
6
8
3
9
4
1
2
5
223
1
2
6
7
12
5
4
3
11
14
8
10
13



К ст. Ф. Б. Байера, Г. Тирша

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

PAIRS OF ONE MARKARIAN AND ONE COMPACT GALAXY

J. HEIDMANN, A. T. KALLOGHLIAN

Received 24 October 1974

The existence of close physical pairs consisting of a Markarian and a compact Zwicky galaxy has been statistically shown. A list of 18 such pairs is given. The mean separation of their components (67 *kpc*) is much smaller than the sizes of groups of galaxies. Four of the examined pairs may be gravitationally bound systems.

1. *Introduction.* Heidmann and Kalloghlian [1] have shown the existence of close physical pairs made up of two Markarian galaxies and Casini and Heidmann [2] have shown the existence of close physical pairs made up of one Markarian galaxy and one normal galaxy. We complete here the study of the pairing of Markarian galaxies by an investigation of pairs made up of one Markarian and one compact Zwicky galaxy.

2. *Distribution of Separations.* The Markarian galaxies are taken from the seven lists prepared by Markarian [3—5] and Markarian and Lipovetsky [6—9], with coordinates from Peterson [10] for the first five lists.

The compact galaxies are taken from Zwicky's *Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies* [11], using the 2370 regular entries which on the average contain 1.3 object each. They include 2600 compacts and galaxies with compact parts, more than 90 % of which are compacts.

We will consider two galaxies to be a pair when a Markarian and a Zwicky compact galaxy are separated by less then 15 *arc min.*

From Zwicky's list, only compact galaxies or galaxies with a significant compact component, as seen on the *Palomar Sky Survey* prints, were used. Sixty-two Markarian galaxies coincide with the

Zwicky compact galaxy. These were not counted as pairs except for fifteen objects which were part of a multiple Zwicky system and which were only counted as a *Markarian-Compact* pair if components of the system were separated well enough. In this way we will not count as a pair a single system with a compact part and a part with a Markarian ultraviolet excess. Details are given in the notes of Table 2 for pairs with separations $r < 5'$ and in the following notes for pairs with $r > 5'$.

Table 1

Markarian number	Notes
51	$r = 9.2$, counted twice as II Zw 61 is a double compact, with separation 5".
60	$r = 9.9$, not counted because Zw 12 57.2 + 28 14 are most probably related to NGC 4874.
171	$r = 14.5$, counted twice as VII Zw 405 is a double compact, with separation 13".
210	$r = 14.2$, is pair with Markarian 209 = I Zw 36.
233	$r = 8.3$ to VII Zw 492, counted only once.
247	$r = 14.9$ to I Zw 54 which may be a star.
326	is pair with Markarian 325 = IV Zw 149 with $r = 6.7$.
360	$r = 8.7$, counted twice as III Zw 35 is a double compact, with separation 12"; Markarian 360 = III Zw 33 is pair with Markarian 361 = Zw 01 42.0+16 50 with $r = 12.5$.
393	not counted because VII Zw 262 is in a very distant cluster.
422	not counted because Zw 11 08.5+28 57 is three compacts linked to NGC 3561.
507	$r = 0.9$, counted twice as VII Zw 742 is a double post-eruptive with (important) compact cores, with separation 10".
695	$r = 8.9$, counted twice as III Zw 75 is a double compact, with separation 6".

Forty-three pairs of galaxies were found with separations of up to 15 *arc min*. The distribution of the differential number of *Markarian-Compact* pairs $\Delta n/\Delta r$ versus angular separation r is given in Fig. 1. For a random distribution one should have

$$\Delta n/\Delta r = 2\pi MNr, \qquad (1)$$

where M is the number of Markarian galaxies (700) and N the area density of compact galaxies.

It is seen that the distribution shows a significant excess above a random distribution for r up to 5 *arc min*. Equation (1) fitted to the distribution for $r > 5$ *arc min* gives

$$N = (0.19 \pm 0.04 \text{ m. e.})\, deg^{-2}.$$

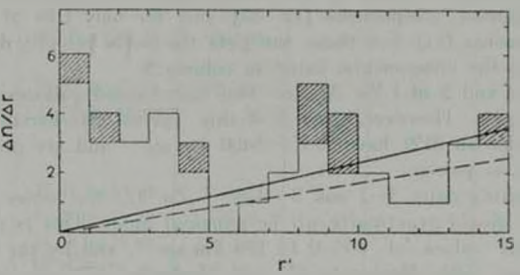


Fig. 1. Number of pairs $\Delta n/\Delta r$ versus angular separation r of the components in *arc min*. per $\Delta r = 1$ *arc min* intervals. The straight solid line corresponding to a random distribution is fitted to the distribution for $r = 5$ to 15 *arc min*. Shaded squares should be omitted if close double compacts are not considered as 2 but only as 1 companion. In this case the solid line should be replaced by the dashed line.

This value is (14 ± 3 m. e.) times smaller than the value found by Casini and Heidmann [2] for the area density of galaxies in Zwicky's *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*. In principle this Catalogue covers the same sky area as the one of compact and post-eruptive galaxies, and contains 30 000 galaxies against 2 600 for the last one. So that the N value found here (somewhat deficient) may be considered as satisfactory, especially in view of the warning given by Zwicky for statistical use of the Catalogue of Compact and Post-Eruptive Galaxies. Accordingly the line of Fig. 1 may be interpreted as representing the counts due to the random distribution with the consequence that the excess of pairs does not significantly extend farther than $r = 5$ *arc min*.

Among the 20 pairs obtained for $r < 5'$, 2.5 should be due to random optical pairs, while 17.5 should be physical *Markarian-Compact* pairs of galaxies.

Among the pairs up to $r = 15'$ there are separations r which are counted twice because the compact companion is itself a double compact object. These double compacts are usually very tight, with separations smaller than a few tens of *arcsec*. If one counts them only once, thus considering the double compacts as single physical objects,

one should remove from the histogram of Fig. 1 the shaded squares. One then gets $N = 0.15$ deg^{-2} and the excess of pairs for $r < 5'$ is still evident and is equal to 14.5.

3. *The Close Pairs.* The 20 pairs with $r < 5'$ are listed in the first four columns of Table 2. The radial velocities are known for most of the Markarian components [12—17] and for only five of the compact components [11]. For these one gets the radial velocity differences ΔV between the components, listed in column 5.

Parts 1 and 2 of I Zw 37 are two intertwined galaxies and form a physical pair. However, part 3 of this system (Markarian 211) and part 1 (Markarian 212) have $\Delta V = 5400$ $km\ sec^{-1}$ and are probably an optical random pair.

Eliminating pairs 3—1 and 3—2 of I Zw 37, *the other 18 pairs of Table 1 should practically all be physical pairs.* This is reinforced by the small values of ΔV, 0 to 170 $km\ sec^{-1}$, and by the fact that the two pairs with Markarian 271 and Markarian 477 have their components connected.

From the radial velocities of the Markarian components, using a Hubble constant 75 $km\ sec^{-1} Mpc^{-1}$, one may convert the angular separations, r, into linear (projected on the sky) separations, R in *kpc*. These are listed in column 6 and displayed in the histogram of Fig. 2. excluding the two optical pairs referred to above.

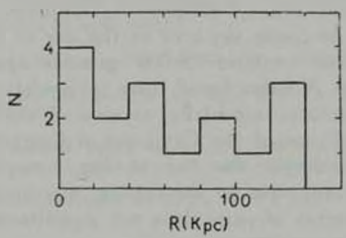


Fig. 2. Number of pairs N versus linear (projected) separation R of the components in *kpc*, per $\Delta R = 20$ *kpc* intervals.

The separations are smaller than 140 *kpc* with a mean value 67 *kpc*. Therefore the physical *Markarian-Compact* systems, like the *Markarian-Markarian* pairs [1] and the *Markarian-Normal galaxy* pairs [2], are *systems 20 times smaller than the sizes of groups* of galaxies, as given for example by de Vaucouleurs [18]. They are physica l

Table 2

MARKARIAN-COMPACT PAIRS WITH SEPARATIONS SMALLER THAN 5'ARC MIN

Markarian number	Zwicky galaxy	Zwicky number	r arc min	ΔV km sec^{-1}	R kpc	Note
97	08 46.9+65 45	VII 253	4.9	—	137	
111	09 23.6+68 39	VII 280	1.2	—	17	N
			1.2	—	17	
133	09 57.6+72 25	VII 303	3.5	38	29	
211—212	12 25.8+44 43	I 37	0.2	—	9.5	N
			3.7	—	—	
			3.9	5400	—	
214	12 27.3+65 49	VII 460	2.6	—	94	
220—221	12 41.5+55 10	I 41	0.6	0	110	N
262	13 29.0+75 50	VII 518	1.6	—	56	N
271	13 39.8+55 56	I 69	0.5	connected	15	
287	14 35.6+73 45	VII 556	0.2	—	—	N
			0.3	—	—	
361	01 41.8+16 50	III 35	4.5	—	140	N
			4.5	—	140	
369	02 34.8+20 58	—	3.8	—	57	
477	14 39.1+53 44	I 92	0.8	connected	35	N
486	15 35.3+54 43	I 121	1.3	0	59	N
486	15 35.4+54 41	—	2.1	—	95	
500	16 47.0+48 47	I 166	2.2	170	66	N

Notes to Table 2

111—not counting the W component of VII Zw 280, whose core is not important enough, but counting twice the close pair of compacts 1'S.

211—212—Markarian 212—E component of nos 1—2 of I Zw 37; Markarian 211—no 3 of I Zw 37; r=0.2 is for Markarian 212 to W component of nos 1—2 of I Zw 37, r=3.7 for Markarian 211 to the same and r=3.9 for Markarian 211 to Markarian 212.

220—221—is a pair of Markarians.

262—is pair with Markarian 261—VII Zw 518.

287—distances from brightest compact (=Markarian 287) to the two fainter close compacts.

361—counted twice as III Zw 35 is a double compact, with separation 12".

477—for no 1 (=Markarian 477) to no 2 of I Zw 92.

486—r=1.3 for no 1 (=Markarian 486) to no 2 of I Zw 121.

500—is a pair with Markarian 499—I Zw 166.

entities and not simply the chance association of two galaxies belonging to the same group.

The *Palomar Sky Survey* prints have been searched in the vicinity of the close pairs for eventual peculiarities. In addition to those already noted by Zwicky in his *Catalogue*, we found a pair of blue compact objects, 1.0 SE of Markarian 486 ($m_p \sim 19$ and 20, separation 12″).

4. *Conclusion.* We have statistically shown the existence of close physical pairs of a Markarian and a compact galaxy and produced a list of 18 of them for further morphological and spectrographic investigations. This number appears to be somewhat larger than the one which may be expected from the number of *Markarian-Normal* pairs [2] when the number of normal galaxies is reduced to the number of compact ones. For the case of *Markarian-Markarian* pairs [1] their number is four times larger than expected from the number of *Markarian-Normal* pairs.

The mean separation of the components of the pairs of Fig. 2 is 67 *kpc*, much smaller than the sizes of groups of galaxies. In four cases the compact components themselves form a still closer pair.

In four cases where they are known, the radial velocity differences between the components are in the range 0–170 *km sec*$^{-1}$, a statistical indication for these systems to be gravitationally bound.

Using various arguments, Casini *et al* [19] presented as a working hypothesis a scheme for the pair production of galaxies; in this scheme an unknown parent body ejects two objects which each evolves through the stages *compact – Markarian – normal galaxy*. The pairs found here could then correspond to one of the early phases of this process in which only one of the compacts has evolved into a Markarian galaxy.

Ambartsumian (private communication) suggests another possibility: two Markarian galaxies originate from an initial event, such as a fragmentation. Then one of them looses its Markarian activity and, in case it had already a compact morphology, it gives rise to a *Markarian-Compact* pair. According to Markarian, his galaxies occupy an intermediate stage between quasars and usual galaxies [20].

It is also possible that in the Casini *et al* scheme, one of the compact bodies fails in some cases to develop into a normal galaxy and produces a compact galaxy, giving rise again to a *Markarian-Compact* pair.

Because of Zwicky's broad definition of compact galaxies [11] these include a large variety of objects and it will be interesting to

find out whether those in the physical *Markarian-Compact* pairs have some other characteristics in common. More statistical, morphological and spectroscopic studies of pairs of galaxies of all types are needed to shed light on such processes of recent galaxy formation.

This work was done while one of us (J. H.) was on leave from Paris Observatory as a Visiting Astronomer in Byurakan Observatory under the Exchange Program between the Academy of Sciences of the USSR and the C. N. R. S. of France.

We thank with pleasure Dr. B. E. Markarian and V. A. Lipovetsky for providing us with their seventh list of Markarian galaxies before publication, Profs. V. A. Ambartsumian and B. E. Markarian for useful discussion, Dr. R. A. Sramek for improving the manuscript and Miss A. G. Eghikian for help in numerical calculations.

Paris Observatory
Byurakan Astrophysical Observatory

ПАРЫ, СОСТОЯЩИЕ ИЗ ОДНОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯНА И ОДНОЙ КОМПАКТНОЙ ГАЛАКТИКИ

Ж. АЙДМАНН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН

Статистически показано существование тесных физических пар, состоящих из одной галактики Маркаряна и одной компактной галактики Цвикки. Приводится список 18 подобных пар. Среднее расстояние между компонентами (67 *кпс*) во много раз меньше размеров групп галактик. Четыре из рассмотренных пар могут быть гравитационно устойчивыми системами.

REFERENCES

1. *J. Heidmann, A. T. Kalloghlian*, Astrofizika, 9, 71, 1973.
2. *C. Casini, J. Heidmann*, Astron. Astrophys. (in press).
3. *B. E. Markarian*, Astrofizika, 3, 55, 1967.
4. *B. E. Markarian*, Astrofizika, 5, 443, 1969.
5. *B. E. Markarian*, Astrofizika, 5, 581, 1969.
6. *B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky*, Astrofizika, 7, 511, 1971.
7. *B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky*, Astrofizika, 8, 155, 1972.
8. *B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky*, Astrofizika, 9, 487, 1973.
9. *B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky*, Astrofizika, 10, 307, 1974.
10. *S. D. Peterson*, A. J., 78, 811, 1973.
11. *F. Zwicky*, Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies, California Institute Technology, 1971.
12. *M.-H. Ulrich*, Ap. J., 163, 441, 1971.

13. *M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov*, Astrofizika, 8, 33, 1972.
14. *M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov*, Astrofizika, 8, 177, 1972.
15. *M. A. Arakelian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov*, Astrofizika, 9, 325, 1973.
16. *W. L. W. Sargent*, Ap. J., 173, 7, 1972.
17. *I. M. Kopilov, V. A. Lipovetsky, V. I. Pronik, K. K. Chuvaev*, Astron. Zirk., No. 755, 1, 1973.
18. *G. de Vaucouleurs*, Stars and Stellar Systems, v. IX, ed. A. Sandage, (in press).
19. *C. Casini, J. Heidmann, G. Lelièvre*, Second European Regional Meeting of the IAU, Section C, Trieste, 1974.
20. *B. E. Markarian*, Astrofizika, 8, 165, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ГАЛАКТИК В КОСМОГОНИИ АМБАРЦУМЯНА

Р. М. МУРАДЯН

Поступила 17 февраля 1975

Происхождение углового момента галактик и их скоплений объясняется сохранением спина сверхтяжелых адронов, за счет распада которых образуются галактики в соответствии с концепциями сверхплотной космогонии Амбарцумяна.

1. *Введение.* Согласно космогонической концепции В. А. Амбарцумяна происхождение и формирование объектов наблюдаемой Вселенной обусловлено распадом и дезинтеграцией активного сверхплотного протогалактического вещества необычной физической природы [1, 2].

Концепция Амбарцумяна является альтернативой к точке зрения Канта—Лапласа—Джинса и их последователей, согласно которой считается, что звезды и галактики произошли за счет конденсации гипотетической диффузной догалактической среды.

Выдающиеся достижения современной астрофизики — обнаружение взрывов, выбросов и делений ядер галактик, открытие феноменального энерговыделения в галактиках Сейферта и Маркаряна, радиогалактиках и квазарах, обнаружение других крупномасштабных нестационарных явлений в звездах, галактиках и их скоплениях — показали плодотворность и эвристическую ценность идей сверхплотной космогонии.

И конденсационная гипотеза, и сверхплотный подход встречаются с серьезными трудностями при объяснении наблюдаемого момента количества движения галактик и, в особенности, скоплений галактик. В этой связи Харрисон [3] недавно предпринял интересную попытку синтезировать идеи сверхплотной космогонии Амбарцумяна с турбулентной космогонией Вейцзеккера и подробно проанализировал труд-

ности с сохранением момента количества движения в подходах чисто конденсационного типа.

В настоящей работе рассмотрена возможность решения проблемы вращения галактик в рамках космогонии Амбарцумяна. Выдвинуто предположение, что сверхплотное протогалактическое вещество Амбарцумяна проявляется в форме сверхмассивной элементарной частицы — сверхтяжелого адрона с огромным спином, распад и дальнейшая эволюция фрагментов которого приводят к образованию галактик.

В разделе 2 на основе результатов теории сильных взаимодействий установлена связь между спином и массой тяжелых адронов. Раздел 3 посвящен сравнению предсказаний с наблюдательными данными. Заключительные замечания приведены в разделе 4.

2. *Вращение галактик и спин элементарных частиц.* Так как большинство астрофизических объектов — звезды, галактики, скопления и сверхскопления галактик обладают вращением, то необходимо предположить наличие большого момента количества движения у протовещества.

Известная трудность в гипотезе образования галактик из сверхплотного вещества заключается в том, что сверхплотное тело, имеющее малые линейные размеры, не может обладать достаточно большим собственным моментом количества движения, необходимым для объяснения наблюдаемого вращения галактик, даже если допустить, что его вращение происходит с околосветовой скоростью. Однако можно показать, что сверхплотное вещество в форме элементарной частицы могло бы иметь огромный момент количества движения, достаточный для объяснения наблюдаемого вращения галактик и их агрегатов. При таких условиях в качестве одной из возможностей целесообразно предположить, что сверхплотное вещество космогонии Амбарцумяна, имеющее „необычную" физическую природу, представляет собой сверхмассивную элементарную частицу — сверхтяжелый адрон, обладающий огромным спином*.

Отметим, что гипотеза о формировании галактик из сверхтяжелых адронов, однако без учета их спина, уже обсуждалась в литературе. Например, в работе Систеро [4], из термодинамического рас-

* Независимо от того, являются ли фундаментальные частицы истинно элементарными (например, электрон) или составными (например, адроны в духе модели кварков или термодинамического бутстрепа), совершенно ясно, что „элементарные" частицы представляют собой особую форму материи, принципиально отличающуюся от обычного вещества, состоящего из протонов, нейтронов и электронов.

смотрения адронного файрбола, получен спектр масс галактик (функция распределения масс). Ссылки на более ранние работы других авторов могут быть найдены там же.

Имеющиеся к настоящему времени теории сильных взаимодействий — адронная термодинамика Хагедорна, статистический бутстреп Фраучи и дуальная резонансная модель — предсказывают существование исключительно богатого спектра адронов, плотность уровней которых, т. е. число состояний с массой, лежащей между M и $M + dM$, растет с ростом массы, как $M^a e^{Mc/m_\pi} dM$, где m_π — масса π-мезона, a и c — некоторые константы.

С другой стороны, как известно, одним из наиболее важных свойств элементарных частиц является их способность обладать врожденным собственным моментом количества движения — спином. Наблюдаемая на опыте корреляция между спином и массой адронов показывает, что чем тяжелее адрон, тем большим спином он может обладать. Связь между максимальным спином J и массой M для всех известных к настоящему времени адронов и адронных резонансов дается прямолинейной траекторией Редже, которую для больших значений J можно представить в виде:

$$\frac{J}{\hbar} = \left(\frac{M}{m_p}\right)^2, \tag{1}$$

где $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27}$ $г \cdot см^2/сек$ — постоянная Планка, деленная на 2π, а $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ $г$ — масса протона.

Для n-мерного квазиклассического адрона траектория Редже, связывающая максимальный спин частицы с ее массой, должна вести себя следующим образом:

$$\frac{J}{\hbar} = \left(\frac{M}{m_p}\right)^{1+\frac{1}{n}}, \tag{2}$$

где n — пространственная размерность адрона. Формула (2) получена на основе анализа размерностей и требования физического подобия с формулой (1). Обсуждение некоторых вопросов, касающихся пространственной размерности квазиклассических адронов, можно найти в работах [5, 6].

Легко видеть, что для одномерного случая $n = 1$ соотношение (2) переходит в (1), что находится в соответствии с современными представлениями о том, что обычные низколежащие адроны представляют собой одномерные объекты типа струны.

В плоском случае $n = 2$ и из формулы (2) вытекает следующая зависимость между максимальным спином и массой для таких дискообразных адронов:

$$\frac{J}{h} = \left(\frac{M}{m_p}\right)^{3/2}. \tag{3}$$

Аналогичным образом для трехмерных квазиклассических адронов $n = 3$ и показатель степени в формуле (2), как легко видеть, равен 4/3.

Обозначим полное число нуклонов в галактике (или скоплении галактик) через N:

$$N = \frac{M}{m_p}. \tag{4}$$

Тогда формулу (3) можно представить так:

$$J = N^{3/2}h. \tag{5}$$

Массу галактик часто измеряют в единицах массы Солнца $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г. Учитывая, что $N_\odot = M_\odot/m_p = 1.2 \cdot 10^{57}$, число нуклонов в галактике можно записать так:

$$N = 1.2 \cdot 10^{57} \frac{M}{M_\odot}. \tag{4'}$$

Откуда*

$$J = 4.2 \cdot 10^{58} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{3/2} \frac{г \cdot см^2}{сек}. \tag{5'}$$

Ниже будет показано, что типичные цифры для моментов и масс галактик и их скоплений с достаточной степенью точности удовлетворяют соотношению (5). Если предположить, что в процессе форми-

---

* Сравнивая формулу (5) с максимальным угловым моментом керровской черной дыры

$$J_{керр} = \frac{GM^2}{c}$$

легко видеть, что $J_{керр} < J$, причем равенство наступает лишь при M порядка массы Метагалактики. Действительно, приравнивая максимальный керровский момент соотношению (5)

$$\frac{GM^2}{c} = \left(\frac{M}{m_p}\right)^{3/2} h$$

и рассматривая это равенство как уравнение для определения M, получим известное соотношение Дирака:

$$\frac{M_{MO}}{m_p} \approx \left(\frac{hc}{Gm_p^2}\right)^2.$$

Обсуждение значения этого факта будет дано в другом месте.

рования галактик не происходит значительной потери или значительного приобретения массы и момента, то это обстоятельство может служить довольно прямым указанием на то, что галактики и их скопления могли образоваться за счет распада сверхтяжелых дискообразных адронов с большим спином.

3. *Сравнение теории с наблюдательными данными.* Значения масс и вращательных моментов галактик и их скоплений, полученные разными авторами на основе одних и тех же наблюдательных данных, как правило, отличаются друг от друга. Ниже приводятся массы и вращательные моменты галактик и их скоплений, приближенно оцененные непосредственно на основе оригинальных наблюдательных данных. Для постоянной Хаббла принято значение

$$H = 50 \frac{км}{сек} \cdot \frac{1}{Мпс}.$$

3.1. *Спиральные галактики.* Данные о вращении спиральных галактик гораздо обширнее, чем измерения, относящиеся к эллиптическим и иррегулярным системам. Однако даже в этом случае мы не знаем точных значений масс, а тем более вращательных моментов. Критическое рассмотрение данных показывает, что выводимые из наблюдательных данных значения вращательного момента могут содержать ошибку на полпорядка и даже несколько больше, а значения массы могут содержать неопределенность в 2 и 3 раза. По этой причине, при вычислении момента

$$J = MVR, \tag{6}$$

где R — некоторое средневзвешенное расстояние звезд до центра галактики, а V — взвешенная соответствующим образом средняя скорость, можно эти средние значения просто заменить радиусом галактики и вращательной скоростью вблизи периферии. Таким образом, за счет некоторого огрубления получаемых данных можно избежать необходимости построения модели вращающейся галактики.

В нижеследующей табл. 1 в последующих столбцах приводятся название галактики, морфологический тип, значения $N = M/m_p$ и J, определенные из наблюдений, значение $N^{3/2}\hbar$ и ссылка на источник, откуда взяты данные о массе и скорости вращения. Список литературы приводится непосредственно под таблицей.

Из табл. 1 видно, что почти во всех случаях для лучшего совпадения предсказываемого значения момента с наблюдаемым в правую сторону формулы (5) достаточно ввести множитель порядка 1/10.

Имея в виду, что речь идет о сравнении гигантских безразмерных чисел $J/\hbar$ и $(M/m_p)^{3/2}$, относящихся к совершенно различным спиральным галактикам, а также близкое совпадение дополнительного множителя 1/10 для различных галактик, следует считать этот факт весьма замечательным и указывающим на то, что предложенное объяснение происхождения вращательного момента галактик является правильным.

Таблица 1

СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ

Объект	Тип	$\frac{M}{m_p}$	J $\frac{г \cdot см^2}{сек}$	$\left(\frac{M}{m_p}\right)^{3/2}\hbar$	Источник
Галактика	SBc	$2 \cdot 10^{68}$	$1.8 \cdot 10^{74}$	$2.8 \cdot 10^{75}$	а)
М 31	SB	$5.8 \cdot 10^{68}$	$1.6 \cdot 10^{75}$	$1.4 \cdot 10^{76}$	б)
NGC 613	SBc	$3.2 \cdot 10^{68}$	$6 \cdot 10^{74}$	$5.7 \cdot 10^{75}$	в)
„ 1792	SBc	$3 \cdot 10^{67}$	$1.5 \cdot 10^{73}$	$1.6 \cdot 10^{74}$	г)
„ 1808	Sa	$6 \cdot 10^{67}$	$6 \cdot 10^{73}$	$4.6 \cdot 10^{74}$	д)
„ 3504	SBb	$1.4 \cdot 10^{68}$	$2 \cdot 10^{72}$	$4.2 \cdot 10^{73}$	е)
„ 5383	SBb	10^{68}	10^{74}	10^{75}	ж)
„ 7332	S0	$3 \cdot 10^{68}$	$2 \cdot 10^{74}$	$5.3 \cdot 10^{75}$	з)

а) *J. H. Oort*, Astron. Astrophys., 7, 381, 1970.
б) *B. Takase*, Publ. Astron. Soc. Japan, 19, 427, 1967.
в) *E. M. Burbidge et al*, Ap. J., 140, 85, 1964.
г) *V. C. Rubin et al*, Ap. J., 140, 80, 1964.
д) *E. M. Burbidge, G. R. Burbidge*, Ap. J., 140, 1445, 1964.
е) *E. M. Burbidge et al*, Ap. J., 132, 661, 1960.
ж) *E. M. Burbidge et al*, Ap. J., 136, 704, 1962.
з) *D. C. Morton, R. A. Chevalier*, Ap. J., 174, 489, 1972.

Таким образом, для спиральных галактик связь между моментом и массой в хорошем приближении дается формулой:

$$J_{спир} = 0.1 \left(\frac{M}{m_p}\right)^{3/2} \hbar \qquad (7)$$

Если измерять M в единицах массы Солнца $M_\odot$, то формула (7) для спиральных галактик с учетом соотношения (5′) примет вид:

$$\lg J_{спир} = \frac{3}{2} \lg \frac{M}{M_\odot} + 57.6. \qquad (7')$$

3.2. *Эллиптические, иррегулярные и компактные галактики.* В случае эллиптических галактик со значительной сплюснутостью

(подтипы E5-E7), можно воспользоваться информацией о вращательных данных по аналогии со случаем спиральных галактик. Однако для сферических или почти сферических систем скорость вращения настолько мала, что ее трудно определить из наблюдений. Тем не менее можно оценить верхнюю границу скорости вращения двумя путями: 1) предположить, что она равна удвоенной средней ошибке определения этой скорости; 2) исходя из того факта, что вращение вызывает лишь небольшую сплющенность системы, характерную для подтипов E0-E2. Что касается масс этих систем, то, как известно, приходится оценивать их из дисперсии скоростей, вызывающих расширение спектральных линий. В табл. 2 приводятся полученные такими способами данные о некоторых эллиптических галактиках.

Таблица 2

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ, ИРРЕГУЛЯРНЫЕ И КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ

Объект	Тип	$\frac{M}{m_p}$	$J\ \frac{г \cdot см^2}{сек}$	$\left(\frac{M}{m_p}\right)^{3/2} h$	Источник
NGC 3115	E7	$4 \cdot 10^{68}$	$2 \cdot 10^{74}$	$8 \cdot 10^{75}$	а)
„ 3379	E0	$2 \cdot 10^{68}$	$2.5 \cdot 10^{73}$	$3 \cdot 10^{73}$	б)
M 32	E2	$2 \cdot 10^{66}$	$1.5 \cdot 10^{70}$	$3 \cdot 10^{72}$	в)
БМО	Ir	$9 \cdot 10^{66}$	$1.5 \cdot 10^{72}$	$2.7 \cdot 10^{73}$	г)
ММО	Ir	$7.8 \cdot 10^{65}$	$1.9 \cdot 10^{70}$	$6.9 \cdot 10^{71}$	д)
I Zw 129	компакт.	$7 \cdot 10^{66}$	$1.6\ 10^{72}$	$1.9 \cdot 10^{73}$	е)

а) *M. Schwarzschild*, A. J., 59, 273, 1954.
б) *R. H. Miller, K. H. Prendergast*, Ap. J., 136, 713, 1962.
в) *E. M. Burbidge et al.* Ap. J., 133, 393, 1961.
г) *M. W. Feast*, M. N., 127, 195, 1964.
д) *J. H. Oort*, Astron. Astrophys., 7, 381, 1970.
е) *R. W. O'Connel, R. P. Kraft*, Ap. J., 175, 335, 1973.

Из этой таблицы видно, что в случае галактик, близких по форме к сферическим, значение момента, определяемое по формуле (5) примерно на два порядка превышает наблюдаемый момент. Поэтому для эллиптических галактик связь между наблюдаемыми моментом и массой приближенно дается формулой:

$$J_{\text{набл}} = 0.01 \left(\frac{M}{m_p}\right)^{3/2} h \qquad (8)$$

или, если измерять J в системе СГС, а M — в единицах массы Солнца, то

$$\lg J_{\text{вдали}} = \frac{3}{2} \lg \frac{M}{M_\odot} + 56.6. \qquad (8')$$

Если с одинаковым весом усреднить это соотношение с аналогичным соотношением (7') для спиральных галактик, то

$$\lg \bar{J} = \frac{3}{2} \lg \frac{M}{M_\odot} + 57.2. \qquad (9)$$

Полученная таким образом формула (9) находится в согласии с полуэмпирической формулой Генкина и Генкиной (см. формулу (4) для второй модели в работе [7]):

$$\lg \bar{J} = (1.52 \pm 0.05) \lg \frac{M}{M_\odot} + 57.11 \pm 0.04,$$

выведенной совершенно другим путем, с использованием большого статистического материала.

3.3. *Скопления и сверхскопления галактик.* Данные о скоплениях и сверхскоплениях гораздо менее определенны, чем данные о галактиках. Однако и здесь, как и в случае галактик эллиптической формы можно попытаться определить верхнюю границу вращательного момента, исходя из верхней границы для линейной скорости вращения. Лишь в случае Сверхгалактики Вокулера, в которую, в частности, входят скопление Девы и Местная Группа, можно говорить о более или менее определенном значении линейной скорости вращения Местной Группы, равной 400 ± 100 *км/сек* на расстоянии 10 *Мпс* от центра Сверхгалактики.

Результаты оценок приведены в табл. 3, которая построена аналогично табл. 1 и 2. Из этой таблицы видно, что для больших систем типа скоплений и сверхскоплений значения моментов и масс связаны соотношением (5) с коэффициентом порядка единицы, т. е. почти точно. Этот факт, по-видимому, можно истолковать так, что скопления и сверхскопления действительно формируются из первоначальных адронов плоской формы, большая часть моментов которых расходуется на образование орбитальных моментов количества движения менее массивных адронов-протогалактик.

Отметим, что имеются также косвенные данные о существовании вращения Сверхгалактики Вокулера, которые основаны на корреляции ориентаций малых осей галактик. Наблюдения указывают, что эти оси преимущественно направлены перпендикулярно к плоскости уплощения Сверхгалактики, т. е. параллельно оси вращения Сверхгалактики как целого.

Аналогичные косвенные указания свидетельствуют в пользу гипотезы о вращении других сверхскоплений, например, сверхскопления в Рыбах и сверхскопления в Большой Медведице.

Космогоническое значение возможного вращения сверхскоплений и роль вращения скоплений для проверки различных теорий образования галактик проанализировал Л. М. Озерной [8], который подчеркнул, что наблюдаемые корреляции между осями вращений галактик на расстояниях порядка 100 *Мпс* свидетельствуют о реликтовой природе вращения и прямо обусловлены первоначальными физическими условиями, при которых формировались галактики. Такая корреляция представляется естественной, если галактики, их скопления и сверхскопления образовались за счет распада сверхтяжелых адронов с большим спином.

Таблица 3

СКОПЛЕНИЯ И СВЕРХСКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

Объект	$\frac{M}{m_p}$	$J\ \frac{г \cdot см^2}{сек}$	$\left(\frac{M}{m_p}\right)^{5/4} h$	Источник
Скопление в Геркулесе	$2.5 \cdot 10^{16}$	$6.4 \cdot 10^{76}$	$4 \cdot 10^{76}$	а)
Скопление в Персее	$4 \cdot 10^{16}$	$1.5 \cdot 10^{79}$	$8 \cdot 10^{76}$	б)
Сверхгалактика Вокулёра	$3 \cdot 10^{63}$	$3 \cdot 10^{81}$	$5 \cdot 10^{81}$	в)

а) *G. R. Burbidge, E. M. Burbidge*, Ap. J., 130, 627, 1959.
б) *G. Chincarini, H. J. Rood*, Ap. J., 168, 321, 1971.
в) *G. de Vaucouleurs, W. L. Peters*, Nature, 220, 868, 1968.

Заметим, что косвенные указания на возможность вращения Метагалактики, основанные на корреляциях в ориентации скоплений, приведены в работе [9].

4. *Заключение.* Правильное понимание причины возникновения вращения галактик и их скоплений имеет большое космогоническое значение, так как вращение, по-видимому, является таким же врожденным качеством галактик, как и их масса, и поэтому таким путем может быть получена ценная информация о физических свойствах первоначальных протогалактик.

Рассмотренная здесь гипотеза позволила простым путем объяснить наблюдаемые значения моментов количества движения галактик и их скоплений в рамках космогонической концепции Амбарцумяна.

Учитывая, что значения масс и моментов галактик и их скоплений меняются в огромных интервалах (см. рис. 1), можно считать, что имеющееся согласие теоретических предсказаний с наблюдениями ука-

зывает на то, что предложенная конкретизация гипотезы Амбарцумяна является реалистичной и имеет физический смысл.

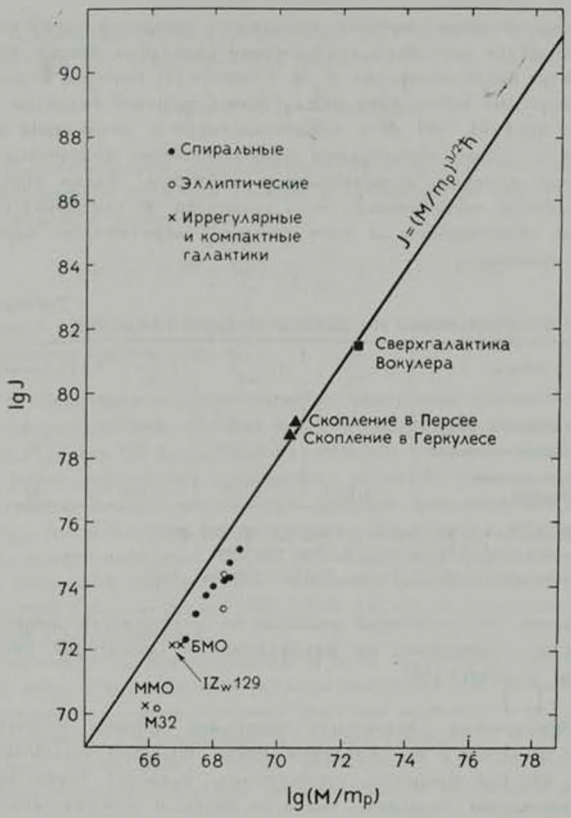


Рис. 1.

Здесь уместно напомнить, что в свое время учет совместного действия ядерных и гравитационных сил показал, что возможно существование макроскопических (астрономических) атомных ядер — нейтронных и гиперонных звезд (см., например, [10]).

Поэтому можно ожидать, что для более последовательного теоретического описания свойств сверхтяжелых адронов со спином не-

обходимо понять, как гравитационное поле влияет на структуру тяжелых сильновзаимодействующих частиц со спином. Вращение можно рассматривать как в высшей степени упорядоченное тепловое движение, когда вещество обладает одной степенью свободы. Точно так же, как тепловое движение невращающейся системы (газовое давление) препятствует гравитационному сжатию, так и огромный спин тяжелых адронов мог бы предохранить их от гравитационного коллапса.

По-видимому, более детальная разработка концепции формирования галактик за счет распада массивных адронов со спином, позволит помимо объяснения происхождения момента количества движения, дать ответ и на другие теоретические проблемы формирования галактик.

Приношу глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за многочисленные ценные обсуждения и беседы, в результате которых фактически возникла настоящая работа. Большая часть ее была выполнена за время пребывания автора в Бюраканской астрофизической обсерватории.

За интерес к работе и полезные обсуждения выражаю глубокую благодарность академикам Н. Н. Боголюбову и А. А. Логунову, В. А. Матвееву и А. Н. Тавхелидзе.

Искренне благодарю сотрудников Бюраканской астрофизической обсерватории за гостеприимство.

Объединенный институт
ядерных исследований
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE ORIGIN OF GALAXY ROTATION IN AMBARTSUMIAN'S COSMOGONY

R. M. MURADIAN

The origin of angular momentum of galaxies and of their clusters is attributed to conservation of the spin of supermassive hadrons in decays of which the galaxies are formed according to the ideas of Ambartsumian's superdense cosmogony.

ЛИТЕРАТУРА

1. *V. A. Ambartsumian*, La Structure et l'Evolution de l'Universe, v. 11, p. 241, Inst. Phys. Solvay, Brussels, 1958; „The Structure and Evolution of Galaxies", v. 13, p. 1, Inst. Phys. Solvay, Brussels, 1965; „Seminare d'Etude sur les Noyaux des Galaxies", Pontificiae Academie Scientiarium, Vatican, 1971; A. J., 66, 536, 1961; Сб. „Проблемы эволюции Вселенной", Изд. АН Арм.ССР, Ереван,

1968; Сб. „Философские вопросы науки о Вселенной", изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1973.
2. Проблемы современной космогонии, под. ред. В. А. Амбарцумяна, Наука, М., 1972.
3. *E. R. Harrison*, M. N., 148, 119, 1970; 154, 167, 1971.
4. *R. F. Sistero*, Astrophys. Space Sci., 24, 181, 1973.
5. *J. Dethlefsen, H. Nielsen, H. C. Tze*, Phys. Lett., 48B, 48, 1974.
6. *A. Chodus, R. L. Jaffe, K. Johnson, B. C. Thorn and V. F. Weisskopf*, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
7. *И. Л. Генкин, Л. М. Генкина*, Труды Астрономического ин-та Каз.ССР, 20, 36, 1973.
8. *L. M. Ozernoy*, Proc. IAU Symp. No. 58, Dordrecht-Holland, 1974.
9. *А. В. Манджос, В. В. Тельнюк-Адамчук*, Астрон. цирк., № 681, 1972; № 767, 1973.
10. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., 37, 193, 1960.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

СПЕКТР ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ IC 4997 В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

Р. И. НОСКОВА

Поступила 14 августа 1974

Измерены абсолютные интенсивности 22 эмиссионных линий в области спектра λ 6300—11000A. По линиям [S II] и HI оценено межзвездное поглощение $A_v = 1^m35$. Получено распределение энергии в абсолютных единицах в непрерывном спектре ядра и туманности.

Вычислен теоретический спектр туманности для области от λ 3000 A до радиодиапазона. При калибровке его по нашим измерениям он проходит выше радионепрерывного спектра туманности. Его можно удовлетворительно согласовать с имеющимися радионаблюдениями, если предположить, что IC 4997 становится оптически толстой на $\lambda \sim 2$ см.

Введение. Исследованная в настоящей работе яркая звездообразная планетарная туманность IC 4997 является одним из интереснейших астрофизических объектов. В ее спектре уже не раз [1, 2] отмечалась переменность запрещенных линий кислорода [OI] λ 6300A, [OII] λ 7325A и [OIII] λ 4363A, а также аномальная интенсивность эмиссий [OIII] λ 4363 [3] и OI λ 8446 [2]. Поэтому периодические измерения абсолютных интенсивностей линий этой туманности очень важны для установления характера переменности и причин аномальной интенсивности кислородных линий. ИК-избытки излучения, обнаруженные у ряда планетарных туманностей, в том числе и у IC 4997, ставят в разряд актуальнейших проблем измерение непрерывных спектров планетарных туманностей в абсолютных единицах по всему наблюдаемому спектральному диапазону, от области ближнего ультрафиолета до радио.

Наблюдения. В 1972—1973 гг. на Крымской станции ГАИШ было получено более 20 спектрограмм планетарной туманности IC 4997.

Наблюдения проводились с дифракционным спектрографом в кассегреновском фокусе 125-*см* рефлектора. Исследовалась область спектра λ 6300—11000 А. В качестве приемников излучения использовались фотоконтактные ЭОП как с мультищелочным (до λ 8000А), так и с кислородно-цезиевым катодом (λ 8000—11000А). Дисперсия снимков 90, 180 и 270 А/*мм*. О методике наблюдений и обработки подробно сообщалось в [4]. Значительным изменением методики явился новый способ впечатывания сенситометрических шкалок, подробно описанный в [5]. Использовалась астрономическая фотоэмульсия А 600, для которой был определен коэффициент Шварцшильда $p = 0.85$.

Звездой сравнения служила BD + 17° 4282 спектрального класса А0, для которой автором по фотоэлектрическим наблюдениям на 60 *см* телескопе Крымской станции были определены следующие величины и показатели цвета: $V = 7^m83$, $B - V = +0^m18$, $U - B = +0^m19$. На основе этих наблюдений с учетом величины покраснения $A_V = 0^m5$ и распределения энергии в спектре „нормальной средней" звезды А0 V [4, 6] было получено абсолютное распределение энергии в непрерывном спектре BD + 17° 4282 (см. табл. 1).

Таблица 1

НАБЛЮДАЕМОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ BD + 17° 4282

λ (А)	$F_\lambda \times 10^{13}$ (*эрг/см²·сек·*1А)	λ (А)	$F_\lambda \times 10^{13}$ (*эрг/см²·сек·*1А)
5500	2.58	8500	0.96
5750	2.36	8750	0.90
6000	2.16	9000	0.84
6250	1.97	9250	0.80
6500	1.78	9500	0.76
6750	1.60	9750	0.72
7000	1.45	10000	0.69
7250	1.33	10250	0.66
7500	1.26	10500	0.62
7750	1.16	10750	0.59
8000	1.08	11000	0.56
8250	1.01		

Время экспозиции менялось для звезды сравнения от 2 до 12 *мин*, для туманности от 20 до 80 *мин*.

Эмиссионный спектр. В табл. 2 приведены наблюдаемые эмиссионные линии и вычисленные для них абсолютные интенсивности

F (*эрг/см²сек*). Указана средняя квадратическая ошибка σ для линий, число измерений которых $n \geqslant 2$. Наши результаты F сравнены с наблюдениями фотографическими [7] и фотоэлектрическими [8] (для абсолютизации последних измерений приняты 2 значения потока в H_β: $F_{H_\beta} = 32 \cdot 10^{-12}$ *эрг/см² сек* [9] и $F_{H_\beta} = 25 \cdot 10^{-12}$ *эрг/см² сек* [10]). Гра-

Таблица 2

СПИСОК НАБЛЮДАЕМЫХ ЭМИССИЙ И ИХ АБСОЛЮТНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ

λ (A)	Элемент	$F_\lambda \times 10^{12}$ (*эрг/см² сек*)	σ	n	$F_\lambda \times 10^{12}$ (*эрг/см² сек*)		
					[7]	[8, 9]	[8, 10]
6300	[OI] + [SIII]	3.5	—	1	2.6	—	—
6364	[OI]	0.8	—	1	0.7	—	—
6563	H_α	П	—		П	136	106
6678	He I	2.8	—	1	2.5	—	—
6725	[S II]	1.3	—	1	0.8 + 0.5	—	—
7065	He I	5.5	0.4	5	—	5.8	4.5
7136	[A III]	3.8	0.6	5	—	3.4	2.7
7325	O II	7.0	0.5	5	—	6.8	5.3
7751	[A III]	1.8	0.2	6	2.1	—	—
8046	[Cl IV]	2.0	0.0	2	—	—	—
8446	OI + P_{16}	4.4	0.3	9	5.7	—	—
8598	P_{14}	0.9	0.1	2	1.4	—	—
8665	P_{13}	1.4	0.2	4	1.6	2.4	1.9
8750	P_{12}	1.0	0.2	2	1.6	1.6	1.3
8863	P_{11}	1.4	0.1	4	—	1.9	1.5
9015	P_{10}	1.5	0.1	2	—	1.3	1.0
9069	[S III]	10.2	0.9	5	—	10.2	8.0
9229	P_9	2.8	0.3	5	—	2.8	2.2
9539	[S III] + P_8	14.1	0.2	2	—	17.9	14.0
10049	P_7	4.2	0.4	8	—	4.3	3.4
10320	[S II]	0.8	0.2	2	—	2.4	1.9
10829	He I	83	6.0	2	—	111	86
10936	P_6	6.6	1.5	2	—	9.0	7.0

Примечание: П — передержанные эмиссионные линии.

фическое сопоставление (см. рис. 1) этих данных обнаруживает их неплохое согласие. Разброс точек не превышает ошибок фотографической фотометрии. Следует отметить, что наши измерения подтверждают аномально большую интенсивность линии OI λ 8446A в спектре IC 4997. Этот интересный факт был обнаружен еще в 1959 г. француз-

скими астрономами [11], которые предложили для его объяснения флуоресцентный механизм возбуждения линией водорода L$_\alpha$.

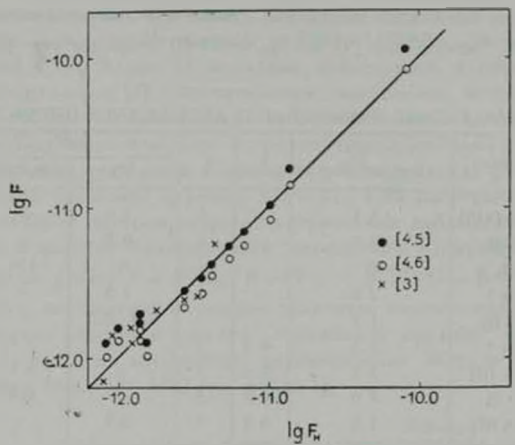


Рис. 1. Сопоставление результатов измерений абсолютных интенсивностей эмиссионных линий наших lg F$_\alpha$ и других авторов.

Оценка межзвездного поглощения. Полученные интенсивности F$_{n\alpha}$ пашеновских линий водорода P$_8$, P$_9$, P$_{10}$, P$_{11}$, P$_{12}$, P$_{13}$ использовались для расчета константы поглощения C из соотношения:

$$\lg \frac{I_{n\alpha}}{I_\Phi} = \lg \frac{F_{n\alpha}}{F_\Phi} + C \cdot f_\lambda,$$

где f_λ — функция кривой поглощения согласно [12]. Интенсивности соответствующих бальмеровских линий H$_8$, H$_9$, H$_{10}$, H$_{11}$, H$_{12}$ и H$_{13}$ были взяты из работы [13] и абсолютизированы посредством величины F$_{H_\beta}$ [9]. Отношения теоретических интенсивностей линий $I_{n\alpha}/I_\Phi$ были приняты согласно [14] для случая B и $T_e = 19000^\circ$. Получена средняя оценка по 6-и парам линий $C = 0.57 \pm 0.07$.

Величина межзвездного поглощения была также оценена по линиям [S II] λ 10320A и λ 4068A, имеющих общий верхний уровень. Теоретическое значение отношения интенсивностей было вычислено по формуле:

$$\frac{I_{n\kappa}}{I_\Phi} = \frac{A_{n\kappa}}{A_\Phi} \frac{\lambda_\Phi}{\lambda_{n\kappa}},$$

где A — вероятности переходов взяты из работы [15]. Интенсивность линии [S II] λ 4068A была принята согласно [13]. Получена константа поглощения C = 0.52, что в пределах ошибок совпадает с полученной выше величиной. Следует отметить, что в работе [4] интенсивность линии [S II] λ 10320A, по-видимому, завышена, возможно, из-за неучета излучения ночного неба в той же линии. В среднем, по нашим данным величина C = 0.54, что совпадает с принятым в [16]. Это значение было взято для дальнейших редукций.

Непрерывный спектр. Измерение континуума планетарных туманностей представляет большие трудности не только из-за его малой интенсивности. У многих туманностей имеются яркие центральные звезды и, следовательно, возникает проблема учета распределения энергии в их непрерывном спектре.

Для планетарной туманности IC 4997 до сих пор не было опубликовано никаких абсолютных измерений распределения энергии в континууме в оптической и ближней ИК-области спектра. В настоящей работе удалось измерить суммарный континуум ядра и туманности для области спектра λ 6400—11000A. Наблюдаемое сглаженное распределение энергии в непрерывном спектре IC 4997 в абсолютных единицах F^{*}_{λ} (*эрг/см² сек* 1A) приведено в табл. 3 и на рис. 2. Для наших измерений на рис. 2 указана средняя квадратическая ошибка. На том же рисунке нанесены результаты оценок непрерывного спектра, сделанных В. П. Архиповой по спектрограммам, полученным в Крыму с помощью 50-*см* телескопа Максутова с объективной призмой, а также пересчитанные на 1A результаты наблюдений туманности в B и V фильтрах после учета вклада всех ярких эмиссионных линий. (Согласно фотоэлектрическим наблюдениям, выполненным В. П. Архиповой в 1969 г., для туманности IC 4997 получено $U = 10^{m}83$; $B = 11^{m}22$; $V = 10^{m}65$). Следует отметить, что для этой туманности в пределах ошибок измерений не наблюдаются ни бальмеровский, ни пашеновский скачки.

Между тем, IC 4997 — молодая звездообразная туманность, имеющая согласно [16] очень большую электронную плотность $n_e = 6.9 \cdot 10^5$ и высокую электронную температуру $T_e = 19000°$. С этими параметрами для спектральной области λ 3000—10000 был вычислен теоретический непрерывный спектр с использованием расчетов [17]. Суммировалось рекомбинационное излучение H, He и He^+, двухквантовое и свободно-свободное излучение. Получены теоретические значения скачков: $D_{Ba} = 0.65$ и $D_{Pa} = 0.21$.

Таблица 3

НАБЛЮДАЕМОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ПЛАНЕТАРНОЙ ТУМАННОСТИ IC 4997

λ (A)	$\lg F^{н}_{\tau+я}$ (эрг/см² сек 1A)	λ (A)	$\lg F^{н}_{\tau+я}$ (эрг/см² сек 1A)
6400	14.95	9000	14.70
6600	14.94	9200	14.70
6800	14.92	9400	14.70
7000	14.90	9600	14.70
7200	14.89	9800	14.72
7400	14.87	10000	14.75
7600	14.85	10200	14.77
7800	14.83	10400	14.79
8000	14.82	10600	14.82
8400	14.73	10800	14.84
8600	14.72	11000	14.87
8800	14.71		

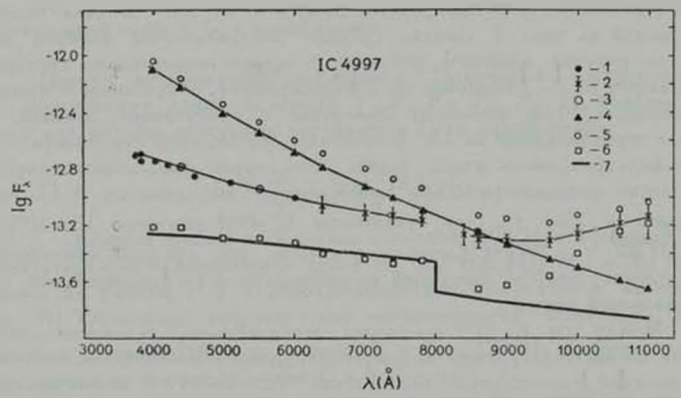


Рис. 2. 1—фотографические измерения суммарного континуума $F_{\tau+я}$; 2—ИК-наблюдения суммарного континуума $F_{\tau+я}$; 3—B, V наблюдения суммарного континуума $F_{\tau+я}$; 4—исправленное за межзвездное поглощение распределение энергии в континууме ядра $F^{0}_{я}$; 5—исправленное за межзвездное поглощение суммарное излучение континуума $F^{0}_{\tau+я}$; 6—распределение энергии в континууме туманности F^{0}_{τ}; 7—теоретическое распределение энергии в континууме туманности F^{0}_{τ}.

Отсутствие в наблюдаемом континууме скачков заставляет предположить, что в видимой области спектра очень велик вклад ядра. Мы попытались оценить вклад ядра следующим образом: используя графики [18] $\lg F_\tau^0/F_{H\beta}$ от $1/\lambda$, мы для области $\lambda = 5000$A вычислили поток излучения туманности, который после исправления за межзвездное поглощение составил величину $F_\tau^0 = 5.4 \cdot 10^{-14}$ *эрг/см² сек* 1A. При этом использовалось наблюдаемое значение $F_{H_\beta} = 4.8 \cdot 10^{-12}$ *эрг/см²·сек* [10]. После вычитания значения F_τ^0 из исправленного за межзвездное поглощение суммарного излучения ядра и туманности $F_{\tau+*}^0$ у $\lambda = 5000$A на долю ядра приходится величина $F_*^0 = 4.0 \cdot 10^{-13}$ *эрг/см²·сек* 1A. В предположении, что в видимой области ядро излучает как абсолютно черное тело с $T_* = 30000°$, была построена кривая Планка для спектрального интервала 4000—11000A и абсолютизирована посредством вычисленной выше величины потока F_*^0 у $\lambda = 5000$ A. Цветовая температура T_* была определена В. П. Архиповой по показателям цвета B—U, U—B ядра, вычисленным из фотоэлектрических наблюдений после учета суммарного излучения ярких эмиссий в фильтрах U, B, V и континуума туманности. Полученное распределение энергии в континууме центральной звезды F_*^0 приведено на рис. 2. После вычета этой величины из исправленного за межзвездное поглощение суммарного излучения ядра и туманности $F_{\tau+*}^0$, было получено распределение энергии в континууме туманности F_τ^0. Найденный указанным выше способом спектр туманности был абсолютизирован посредством величины $\lg F_\tau^0$ ($\lambda = 5000$A) $= 14.73$ и построен также на рис.2. Полученные из наблюдений точки неплохо согласуются с теоретическим континуумом в области 4000—8000A. После пашеновского скачка имеется расхождение теоретического и наблюдаемого континуумов, усиливающееся в ИК-область.

При таком разделении суммарного излучения в области бальмеровского и пашеновского скачков континуум туманности составляет соответственно лишь 5 и 35% от общего излучения, и можно легко оценить, что видимые скачки не должны превышать $D_{B_*} \sim 0.1$; $D_{P_*} \sim 0.05$. При больших ошибках фотографической фотометрии такие скачки можно и не обнаружить.

Используя величины полученных потоков, не исправленные за межзвездное поглощение, у $\lambda = 4400$A и $\lambda = 5500$A и абсолютную калибровку системы UBV Джонсона, можно легко оценить видимые звездные величины ядра и континуума туманности в системе B и V, которые оказались равными $B_* = 11^m7$; $B = 14^m2$; $V_* = 11^m5$ и $V = 13^m4$.

Обсуждение результатов. Интересно было сопоставить имеющиеся измерения абсолютных потоков для исследуемой туманности по всему наблюдаемому диапазону спектра, от оптики до радио. На рис. 3 построено распределение энергии F_λ^* в непрерывном спектре туманности IC 4997 согласно имеющимся в литературе измерениям [19—22]. Для сравнения с наблюдениями построен теоретический непрерывный спектр. Для области $\lambda > 1\mu$ теоретический спектр был рассчитан согласно [19]. Калибровка теоретического спектра была произведена по пашеновскому континууму, измеренному в данной работе и исправленному за межзвездное поглощение.

Вычисленный в настоящей работе континуум туманности дает согласующийся с теоретическим пашеновский скачок $D_{P_\alpha} \sim 0.2$. Автор не настаивает на реальности роста потока к $\lambda = 1.1\mu$, так как в этой области спектра континуум оценивался по недодержанным спектрограммам и возможны систематические ошибки, вносимые характеристической кривой. Но совпадение уровней потоков, измеренных в настоящей работе на $\lambda = 1.08$ и 1.1μ с фотоэлектрическими наблюдениями [19] на $\lambda = 1.25\mu$ возможно и неслучайно.

В работе [23] для IC 4997 был измерен значительный ИК-избыток на $\lambda = 11\mu$ с полосой пропускания $\sim 1\mu$. Но наблюдения, выполненные позже [21], показали, что этот поток ошибочен. Значительная доля этого излучения приходится на эмиссию [S IV] ($\lambda = 10.52\mu$). Новая величина потока на $\lambda = 11\mu$, приведенная на рис. 3, почти на порядок меньше измеренной ранее. Следует отметить, что все ИК-наблюдения от $\lambda = 1\mu$ до $\lambda = 11\mu$ показывают избыток излучения по сравнению с теоретическим.

Что касается вопроса о „стыковке" вычисленного и абсолютизированного по нашим результатам теоретического спектра с радионаблюдениями, то, как видно из рис. 3, он проходит выше радиочастотной ветви, как она проведена в [19]. Вряд ли это расхождение обусловлено завышением константы межзвездного поглощения C. Представляется более вероятным предположить, что для этой туманности излом радиоспектра возможен в более коротковолновом диапазоне $\lambda \sim 2$ *см*. Поскольку IC 4997 — одна из наиболее плотных планетарных туманностей, то вполне реально, что она становится оптически толстой на более коротких длинах волн, чем это обычно наблюдается у большинства туманностей. Кроме этого, величины радиопотоков для этой туманности очень невелики и измерены с большими ошибками, так что проведение радиоконтинуума, как это сделано в [19], нам кажется хотя и возможным, но не вполне обоснованным.

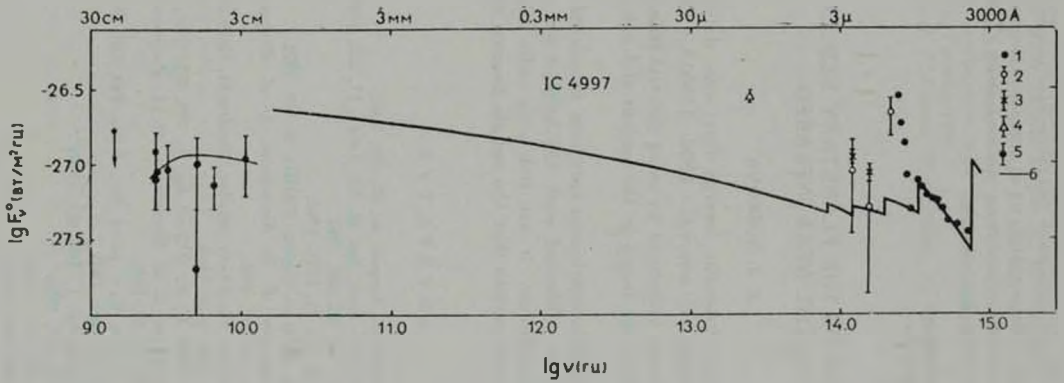


Рис. 3. 1 — наши результаты, 2 — [19], 3 — [20], 4 — [21], 5 — [22], 6 — [19].

В заключение автор выражает большую благодарность В. П. Архиповой за полезные обсуждения и за предоставление результатов фотографических и фотоэлектрических наблюдений IC 4997, а также Е. Б. Костяковой за полезные советы.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

THE SPECTRUM OF THE PLANETARY NEBULA IC 4997 IN THE NEAR INFRARED

R. I. NOSKOVA

The absolute monochromatic energy flux was determined for 22 emission lines in the spectral interval λ 6300—11000A. The interstellar extinction $A_3 = 1^m35$ was estimated by using spectral lines [S II] and HI. The energy distribution was found in the nucleus and nebula continuous spectrum.

The theoretical nebula continuous spectrum calculated from λ3000A to the radio range and calibrated with the help of our meusurements pass above the radiocontinuum. It can link with radio observations satisfactorily enough in assumption that the nebula become optically thick near $\lambda \sim 2$ *cm*.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, Астрон. ж., 37, 994, 1960.
2. *Y. Andrillat, L. Houziaux*, Mem. Soc. R. Sci. Liège, 17, 275, 1969.
3. *Г. С. Хромов*, Астрон. ж., 38, 809, 1961.
4. *Р. И. Носкова*, Астрон. ж., 45, 1315, 1968.
5. *Р. И. Носкова, Т. А. Бирюля*, Сообщ. ГАИШ, № 199, 1975.
6. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, О. Д. Докучаева, В. П. Архипова*, Астрон. ж., 42, 730, 1965.
7. *I. Andrillat, L. Houziaux*, Planetary nebulae, Dordrecht, Holland, 1968.
8. *C. R. O'Dell*, Ap. J., 138, 1018, 1963.
9. *J. W. Collins, C. I. Daub, C. R. O'Dell*, Ap. J., 133, 471, 1961.
10. *Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, О. Д. Докучаева, В. П. Архипова*, Труды ГАИШ, 40, 57, 1970.
11. *Y. Andrillat, H. Andrillat*, C. r. Acad. Sci., Paris, 249, 628, 1959.
12. *A. E. Whitford*, A. J., 63, 201, 1958.
13. *L. H. Aller, J. B. Kaler*, Ap. J., 140, 621, 1964.
14. *A. Burgess*, M. N., 118, 477, 1958.
15. *J. S. Miller*, Ap. J., 154, L57, 1968.
16. *J. B. Kaler*, Ap. J., 160, 900, 1970.
17. *R. L. Brown, W. G. Mathews*, Ap. J., 160, 939, 1970.

18. *А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников*, Изв. КрАО, 38, 208, 1968.
19. *Г. С. Хромов, В. И. Мороз*, Астрон. ж., 48, 1122, 1971.
20. *S. E. Persson, J. A. Frogel*, Ap. J., 182, 503, 1973.
21. *F. G. Gillett, K. M. Merrill*, Ap. J., 172, 367, 1972.
22. *L. A. Higgs*, Catalogue of radio observations of planetary nebulae and related optical data, Canada, 1970.
23. *F. G. Gillett, R. F. Knacke, W. A. Stein*, Ap. J., 163, L 57, 1971

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

H$_\alpha$-EMMISSION STARS IN AND NEAR NGC 7000. II.

G. WELIN

Received 25 December 1974

Tentative spectral classifications have been made for most of the hitherto unclassified UH$_\alpha$ stars, by means of objective-prism plates obtained at the Byurakan Astrophysical Observatory. Together with V and B photometry from Uppsala-Kvistaberg plates, the spectral types make it possible to discern between stars associated with the NGC 7000 — IC 5070 complex, and more distant early-type stars. A new H$_\alpha$-emission star (UH$_\alpha$ 142) has also been found.

Introduction. In a previous paper (Welin 1973, hereafter referred to as paper I) a region in Cygnus comprising the North America and Pelican Nebulae (NGC 7000 and IC 5070) was searched for H$_\alpha$-emission stars. This was done as a first step towards identifying objects belonging to the so-called Orion population (T Tauri and T Tauri-like stars etc.). However, almost one half of the H$_\alpha$-emission stars were not assigned spectral classes, due either to their faintness, or to overlapping of spectra on the objective-prism plates used. In order to obtain spectral classifications of further stars in the catalogue of paper I, objective-prism plates were taken with the 1 meter Schmidt telescope of Byurakan Astrophysical Observatory. By using a 1°5 prism, giving reciprocal dispersion of the order of 2000 A*mm*$^{-1}$, together with Kodak IIa-F plates, it was possible to make tentative classifications of stars as faint as about $V = 16$ (depending on colour). Only one star remained unclassified because of its faintness, while the classification of two stars was rendered impossible by overlapping. As was expected, only the H$_\alpha$-emission line was seen from the possible planetary nebula UH. 15, as well as from the stellar object UH. 78 (cf. paper I).

Observational material. The same plate centers were used for the Byurakan plates as for the earlier Uppsala-Kvistaberg plates. On each center three plates were taken, one widened to about 0.1 *mm* (exposure time 15 minutes) and two unwidened (exposure times 14 minutes, and 3 minutes + 30 seconds with a small displacement in right ascension, respectively). In some cases the old Uppsala-Kvistaberg plates were rechecked. Two previously unused Uppsala-Kvistaberg objective-prism plates were also included in the investigation, one Kodak 103a-F + RG1-filter (exposure time 32 minutes), and one Kodak I-N (exposure time 64 minutes, reciprocal dispersion in the near infrared about 1500 Amm^{-1}). Additional photometric measurements have been made on Uppsala-Kvistaberg direct V- and B-plates (exposure time 1 minute, each set of plates taken in direct succession).

Classification of Spectra. All classifications were made by microscope inspection of the plates. Due to the very low dispersion of the Byurakan plates, spectral classifications must necessarily be of a preliminary nature. Absorption lines can be seen with confidence only on the widened plates, and then only when they are very strong. Thus, in general, the over-all appearance of the spectrum is the only classification criterion. However, especially in the case of faint stars, this is often strongly influenced by interstellar reddening. In addition to the notorious difficulty of discriminating between B and F stars, heavily reddened B stars tend to look even as K stars, when their ultraviolet radiation lies below the plate threshold. The short-exposure plates were used for examination of rather bright stars of known spectral types. In this way a calibration for the subsequent classification of remaining stars was established. In the case of stars of intermediary brightness classification was simplified by the use of widened spectra. In some instances the true spectral class might differ considerably from the one given, e. g. due to mistaking faint reddened B stars for late-type stars. Whenever doubt arose about an earlier classification, this was rechecked on the original Uppsala-Kvistaberg plate. Four stars were assigned new spectral types in this way. Some of the M stars could be found on the infrared plate, and were thus classified in more detail.

The newly assigned spectral classifications are found in Table 1, changes from spectral types given in paper I in Table 2. In the case of UH, 117, the change is due to a misidentification in paper I. Magnitudes of the star have been estimated by visual inspection of plates to be about V = 14.5, B = 16.3. A correct identification map of UH, 117 is figure 1. The conclusion to be drawn is that the group of UH, 98, 108, 117, 120, and 125 is merely composed of faint late M-type

stars, and that the emission lines found on McDonald spectra emanate from NGC 7000 itself.

Table 1

NEWLY ASSIGNED SPECTRAL CLASSES OF UH$_\alpha$ STARS. SPECTRAL SUBDIVISIONS WERE DETERMINED FROM AN APPSALA-KVISTABERG I–N PLATE

UH$_\alpha$	Sp.	UH$_\alpha$	Sp.	UH$_\alpha$	Sp.	UH$_\alpha$	Sp.
1	G	42	F::	85	K	120	M7
2	B:	44	K:	89	K:	121	G:
4	G–K	48	F	93	B	122	G:
6	G:	49	K	95	B::	123	K:
7	F	53	B:	98	M7	125	M7
9	G–K	56	M	100	K:	127	G
10	G–K	64	G:	101	K:	128	F
13	K	66	F:	104	G K	129	B:
14	B	68	K–M	108	M7	131	K:
16	M	69	K:	110	K:	133	B:
22	B	72	M6	111	B::	135	B:
23	K–M	73	G–M	112	C:	136	B:
31	G	81	M8	114	K	139	B
33	M	82	K	118	B:	140	G::
38	K::	84	M	119	B:	141	B

Table 2

SPECTRAL TYPES CHANGED FROM THOSE GIVEN IN PAPFR I

UH$_\alpha$	Sp.	Remarks
74	G:	
83	A0:	
86	A3:	
94	F0–5	Real change, V1057 Cyg.
103	F	Emission at H and K found on Uppsala-Kvistaberg plate
117	M7	See text

On the Uppsala-Kvistaberg 103a-F + RG 1 plate a new H_α-emission star was found. This UH$_\alpha$ 142 is the star BSD 676 (SA 40), according to BSD of spectral type A5, and with medium strength H_α-emission. Estimates of magnitudes are $V = 10.8$, $B = 11.4$. Its position is

$\alpha = 20^h46^m1$, $\delta = +44°37'$ (1950). An identification map is given as Figure 2.

Spatial Distribution of the Stars. With the reasonable assumptions that the distance modulus of the nearer side of the NGC 7000 –IC 5070 complex is about $m - M = 9$, and that interstellar extinction is rather negligible in front of the clouds, backround stars can be identified by means of a colour-magnitude diagram when spectral types are known. In this way all OB stars, most of the B stars, and one A star can be shown to be more distant than the cloud complex. The remainder of the stars are considered as belonging to the clouds, though in a few cases they might actually be foreground objects (or, in the case of misclassification, background stars). Table 3 identifies certain and pro-

Table 3

IDENTIFICATION LIST OF CERTAIN AND PROBABLE (p) BACKHRAUND STARS

UH₁	UH₁	UH₂	UH₁
2	53	91	119
3 (p)	55	93	129
5	57	95	132
14	60	96 (p)	133
18	62	97	134
19 (p)	65	99	135
20	67	102	136
40 (p)	75 (p)	106	137
43 (p)	80	109	138
47 (p)	86	111	139
50 (p)	87	116	141
51	88	118	

bable background stars, while Figure 2 shows their surface distribution with respect to the nebulae and the galactic equator. Figure 3 gives the surface distribution of stars in the clouds, also indicating spectral classes. Many of the B stars believed to belong to the nebulae are heavily reddened, which might be due to circumstellar dust. This is probably also the cause of reddening in some other cases, e. g. UH, 34, a relatively bright G8 star with $B - V \simeq 2$. If this star is situated within the clouds, it would be of luminosity class ~ II, the only later

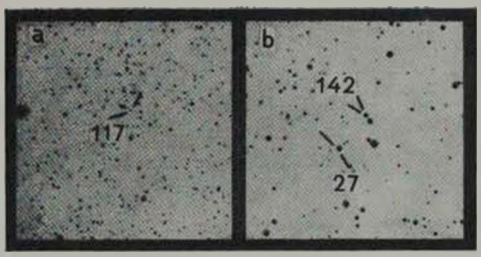


Fig. 1. a) Identification map of UH$_3$ 117. b) Identification map of UH$_3$ 142. In Fig. 1 north is top, and east is left. Both figures are 16 □′.

To the article of G. Welin

Fig. 2. The distribution of background (o) and probable background (x) stars with respect to nebulosity. Horizontal hatching indicates bright, and vertical hatching indicates dark nebulosity.

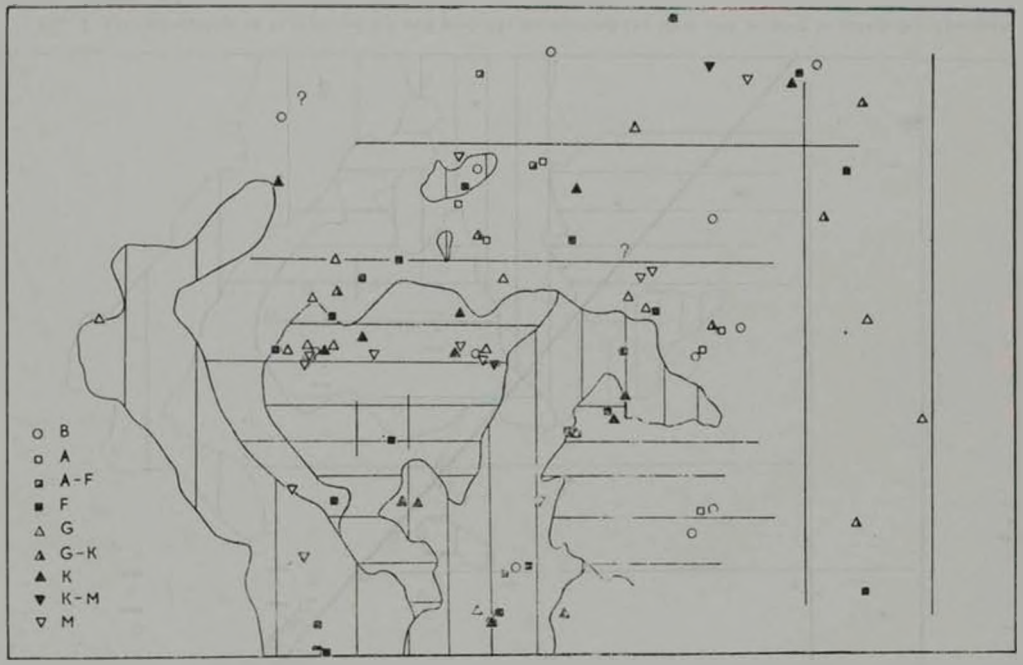


Fig. 3. The distribution of stars belonging to the cloud complex. Hatchings as in Fig. 2.

type H$_\alpha$-emission star there comparable in luminosity with UH, 94 = = V1057 Cygni. This latter star is also probably embedded in circumstellar dust.

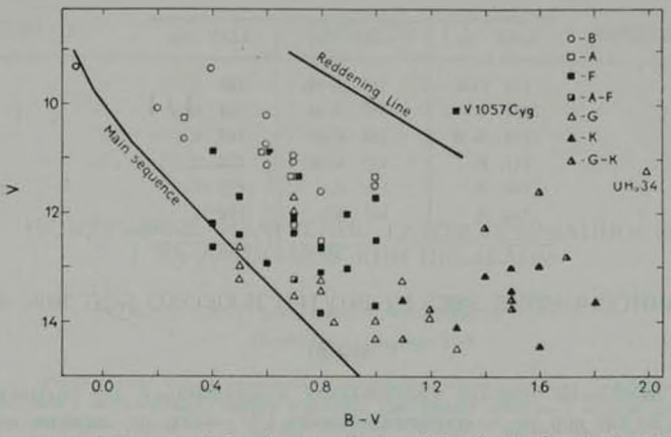


Fig. 4. Colour-magnitude diagram of stars belonging to the cloud complex, with spectral classes indicated.

A colour-magnitude diagram of most of the cloud stars is given in Figure 4. No attempt has been made to make the photometry very accurate, as many, if not most, of the stars are more or less variable, and furthermore the influence of nebulosity varies over the field in a haphazard manner. Rather, mean magnitudes and colours with probable errors of the order of generally one or two tenths of a magnitude were thought sufficient for this purpose.

Acknowlegements. I am very grateful to Prof. V. Ambartsumian and Dr. V. Oskanian for the invitation to Byurakan, to Dr. B. Markarian, who shared his observation time with me, and not least to Mr. V. Lipavetskij, who helped me with the observations. The visit to Byurakan was made possible through the exchange program of the Swedish and Soviet Academies of Sciences.

Appendix

Tentative classifications of some LkH$_\alpha$ stars (Herbig, 1958, Astrophys. J. 128, 259) from a Byurakan plate

LkH$_\alpha$	Sp.	LkH$_\alpha$	Sp.	LkH$_\alpha$	Sp.
132	G-K	151	K-M:	162	K:
137	K	152	K-M:	164	K-M
138	K-M	154	K-M	167	K
141	F:	155	K-M	178	K
144	K:	158	K:	179	G:
146	K	161	K::	184	K

H$_\alpha$-ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ ВНУТРИ И ОКОЛО NGC 7000. II.

Г. ВЕЛИН

Выполнена пробная спектральная классификация для большинства до сих пор не классифицированных UH$_\alpha$-звезд, по снимкам, полученным с объективной призмой в Бюраканской астрофизической обсерватории. Спектральные типы, вместе с V и B фотометрией, выполненной по Уппсала-Квистаберг снимкам, позволили различать звезды, ассоциируемые с NGC 7000-IC 5070 комплексом от более далеких звезд ранних типов. Обнаружена также новая H$_\alpha$-эмиссионная звезда (UH$_\alpha$ 142).

REFERENCE

1. *G. Welin*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 9, 183, 1973.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

НЕПРЕРЫВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗОВОЙ ТУМАННОСТИ ЗА ЛАЙМАНОВСКИМ ПРЕДЕЛОМ

Г. Т. БОЛГОВА, Г. С. ХРОМОВ

Поступила 11 октября 1974

Рассмотрены модели сферически-симметричной изотермической водородной туманности с возбуждающей звездой в центре. Рассчитаны спектры и энергии диффузного излучения туманности и прямого излучения ее ядра в лаймановском континууме на внешней границе объекта. Показано, что спектр диффузного излучения в значительной степени инвариантен по отношению ко всем параметрам моделей, кроме T_*.

Суммарная потеря энергии L_c-излучения ядра через внешнюю границу ионизованной туманности в среднем достигает 20—30% — даже при значительной оптической толщине объекта τ_0. Большая часть этой энергии выносится прямым ионизующим излучением, хотя относительный вклад диффузного L_c-излучения туманности доходит до 30% при малых температурах возбуждающей звезды и больших τ_0.

Результаты работы применимы к расчету энергетического баланса системы звезда—туманность, расчету нагрева пылевых частиц и ионизации окрестной межзвездной среды, а также для оценки условий наблюдаемости далекого ультрафиолетового излучения подобных объектов.

Введение. Теория свечения газовых туманностей принадлежит к наиболее разработанным разделам астрофизики. Она хорошо объясняет свечение этих объектов в радиочастотном и видимом спектре. Теоретические расчеты спектра туманностей от ближней ультрафиолетовой области вплоть до предела серии Лаймана уже существуют и ждут наблюдательной проверки. Наряду с этим, нам не известны опубликованные расчеты свечения туманностей в еще более коротковолновой части спектра — за лаймановским пределом.

Есть причины, оправдывающие интерес к этой спектральной области. Многие диффузные и планетарные туманности, вероятно, являются полностью ионизованными, и потому их излучение в частотах лаймановского континуума может иметь отличную от нуля интенсив-

ность и уносить значительную энергию. В свою очередь, эта энергия способна нагревать пылевые частицы в окрестности туманности и преобразовываться в далекое инфракрасное излучение, либо ионизовать межзвездную среду. Кроме того, быстрое развитие внеатмосферной астрономии вскоре даст возможность непосредственно наблюдать небесные объекты, в том числе туманности в лаймановском континууме.

Эта работа посвящена расчету непрерывного излучения в лаймановском континууме, выходящего из полностью изолированной сферической газовой туманности, более всего напоминающей типичную планетарную туманность, при некоторых упрощающих предположениях, оправданных как сложностью задачи, так и недостаточностью наших знаний о туманностях.

Модель туманности. Выбранная нами модель туманности во многом аналогична изученной Хаммером и Ситоном [1]. Туманность, состоящая в нашем случае из чистого водорода, считается сферически-симметричной и однородной с плотностью $N_H = 1 \cdot 10^4$ $см^{-3}$, а также изотермичной, т. е. возможные изменения электронной температуры с радиусом туманности не учитываются. В центре туманности находится возбуждающая звезда с планковским спектром и постоянной светимостью при температуре T_*.

Геометрическая картина туманности соответствует выбранному значению оптической толщины с коротковолновой стороны от лаймановского предела: $\tau(912\text{A}) = \tau_0$. При этих исходных положениях построена сетка моделей, параметры которых даны в табл. 1.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

$W = 1 \cdot 10^{-12}$, $N_H = 1 \cdot 10^4$ $см^{-3}$

$T_e = 1.2 \cdot 10^4$ K		$T_e = 2.0 \cdot 10^4$ K	
τ_0	T_* (10^4 K)	τ_0	T_* (10^4 K)
0.5	4.0, 7.0, 10.0	0.5	4.0, 7.0, 10.0
1.5	4.0, 7.0, 10.0	1.5	4.0, 7.0, 10.0
3.5	4.0, 7.0, 10.0	3.5	4.0, 7.0, 10.0

Для каждой из моделей рассчитывались: ионизация водорода в зависимости от оптической глубины, спектр и интенсивность прямого излучения ядра и диффузного излучения туманности в лаймановском континууме на внешней границе туманности и интенсивность диффузного излучения в зависимости от угла выхода.

Предположение, что туманность состоит из чистого водорода значительно упрощает расчеты, хотя, несомненно, идеализирует модель.

Впрочем, гипотеза о планковском характере спектра возбуждающей звезды является существенно большей идеализацией, пока, к сожалению, неизбежной. Поэтому не ясно, что выиграет наш расчет от учета сравнительно обильной гелиевой компоненты газовой среды. В первом приближении, мы попытались учесть одно очевидное обстоятельство, связанное с присутствием гелия в туманности — существование внутренней зоны ионизации He II. Для этого мы обрывали коротковолновую часть спектра прямого ионизующего излучения возбуждающей звезды с $\lambda \leqslant 228$A.

Метод расчета. Для определения ионизационной структуры и диффузного излучения туманности мы решали задачу о переносе ионизующего излучения в водородной туманности. В качестве исходных соотношений брались уравнения переноса излучения и лучистого (или ионизационного) равновесия в форме, предложенной В. В. Соболевым ([2], стр. 350):

$$\cos\vartheta \frac{dJ_\nu}{d\tau} = -\left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^2 J_\nu + \frac{h}{E_1\left(\frac{h\nu_1}{kT_e}\right)} e^{-h\nu/kT_e} S_e(\tau) \qquad (1)$$

$$S_e(\tau) = p \int_{\nu_1}^{\infty} \left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^2 \frac{d\nu}{h\nu} \int J_\nu \frac{d\omega}{4\pi} + S_e^0(\tau), \qquad (2)$$

где при $T_e = \text{const}$

$$S_e^0(\tau) = pW \int_{\nu_1}^{\infty} \left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)^2 J_\nu^* e^{-h(\nu-\nu_1)/kT_e} \frac{d\nu}{h\nu},$$

а J_ν^* — интенсивность диффузного L_α-излучения. Остальные обозначения в выражениях (1)—(2) общепринятые.

Коэффициент дилюции W считается постоянным для всех моделей и равным $1 \cdot 10^{-22}$; его изменение с радиусом слоев в туманности не учитывается.

При очевидных граничных условиях

$$\begin{cases} J_\nu(0, \vartheta) = J_\nu(0, \pi - \vartheta) \\ J_\nu(\tau_0, \vartheta) = 0 \text{ при } \vartheta > \pi/2 \end{cases} \qquad (3)$$

уравнение (2) сводится к известному в теории переноса излучения интегральному уравнению с ядром вида $K(|\tau - t|) + K(\tau + t)$ (см. (2), стр. 351). Особенность, возникающая у функции $K(\tau)$ при $\tau = 0$, снимается с помощью известного преобразования, приводящего выражение для $S_\epsilon(\tau)$ к виду

$$S_\epsilon^n(\tau)\left\{1 - p + \frac{p}{2}[L(\tau_0 - \tau) + L(\tau_0 + \tau)]\right\} =$$

$$= \frac{p}{2}\int_0^{\tau_0}[K(|\tau - t|) + K(\tau + t)]\,[S_\epsilon^{n-1}(t) - S_\epsilon^{n-1}(\tau)]\,dt + S_\epsilon(\tau), \tag{4}$$

где $L(\tau) = \int_\tau^\infty K(t)\,dt$, причем $L(0) \equiv 1$.

Уравнение (4) удобно для решения методом последовательных приближений и не содержит особенностей.

С учетом всего сказанного ныше решение системы (1)—(2) при граничных условиях (3) позволяет найти $J_\nu(\tau, \theta)$ через $S_\epsilon^0(\tau)$. Хорошая сходимость при определении функции $S_\epsilon(\tau)$ методом последовательных приближений из уравнения (4) позволяет ограничиться тремя-четырьмя приближениями.

Спектральная интенсивность прямого ионизирующего излучения в функции оптической глубины рассчитывалась с помощью очевидного соотношения

$$J_\nu^\theta = J_\nu^* e^{-\tau(\tau_0, \theta)} \tag{5}$$

где J_ν^* — спектральная интенсивность прямого излучения на внутренней границе туманности.

Обсуждение результатов. 1. Ионизация водорода. Расчет ионизации водорода в зависимости от оптической глубины в туманности служит для проверки предложения, что модель остается полностью ионизованной при всех выбранных нами значениях τ_0. Параметр ионизации $\xi = N_1/N_H$ находился из выражения

$$S_\epsilon(\tau) = \frac{N_e N^1 C_1(T_e)}{4\pi N_1 k_{1\nu_0}} = \text{const}\,\xi^{-1},$$

справедливого, если $N_e = N^1 \approx N_H$, т. е. ионизация среды остается достаточно высокой.

Графики зависимости ξ от τ для разных моделей приведены на рис. 1. Как можно видеть, модели остаются полностью ионизованными при $\tau_0 = 3.5$, хотя, по-видимому, уже при несколько больших τ_0 внешние слои становятся нейтральными.

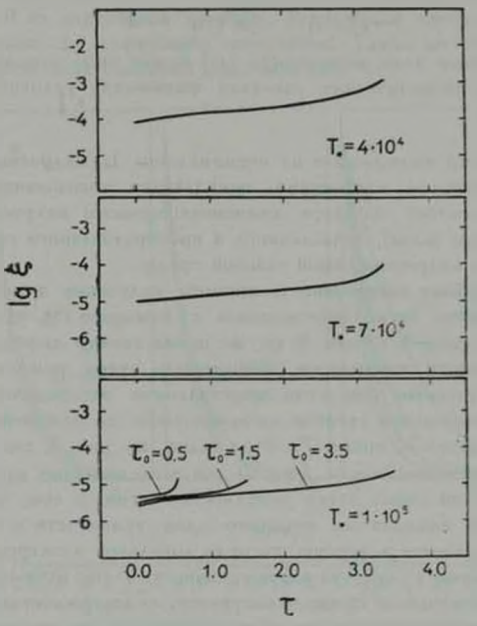


Рис. 1. Ход параметра ионизации $\xi = N_1^1/N_H$ при $T_* = 1.2 \cdot 10^4$ °K и $\tau_0 = 3.5$. На нижнем рисунке показан также ход ионизации в моделях с $\tau_0 = 0.5$ и 1.5.

Типичным свойством всех зависимостей $\xi(\tau)$, подтверждаемым также расчетами других авторов (например, [1]), является сравнительно слабое уменьшение ионизации с ростом оптической глубины. Ее более быстрое падение вблизи внешней границы среды в нашем случае может объясняться локальным дефицитом диффузного L_α-излучения.

Повышение электронной температуры до $2 \cdot 10^4$ °K дает незначительное, в пределах 10—15%, увеличение ионизации. Учет переработки высокочастотного L_α-излучения во внутренней зоне He III должен дополнительно повысить ионизацию в самых внутренних слоях туманности.

Зависимость ξ от коэффициента дилюции W оказывается сравнительно простой, если принять во внимание быструю сходимость последовательных приближений при решении уравнения (4). С точностью, достаточной для оценки, можно считать, что

$$\xi \sim [S_\nu(\tau)]^{-1} \sim [S_\nu^0(\tau)]^{-1} \sim W^{-1}.$$

Полученная нами зависимость $\xi(\tau)$ может быть использована при разного рода теоретических расчетах физических условий в газовых туманностях.

2. *Спектр выходящего из туманности* L_α*-излучения.* Излучение в лаймановском континууме, покидающее ионизованную газовую туманность, состоит из двух компонент: прямого излучения возбуждающей звезды (ядра), ослабленного и преобразованного туманностью, и диффузного излучения самой газовой среды.

Спектральная интенсивность прямого излучения на внешней границе туманности легко определяется с помощью (5), если известен спектр возбуждающей звезды. В то же время спектр диффузного излучения туманности приходится рассчитывать путем решения системы (1)—(2). Получаемые при этом спектральные распределения оказываются в значительной степени инвариантными по отношению ко всем параметрам моделей, кроме T_*. Это видно из рис. 2, где приведены нормированные зависимости $J_\nu(\tau_0, 0)$ для исследованных моделей.

Физический смысл этого результата состоит в том, что диффузное излучение выходит из внешнего слоя туманности с $\tau \gtrsim 1$ и его спектр определяется в первую очередь локальной электронной температурой; условия в глубоких слоях туманности слабо влияют на спектр выходящего излучения. Этим, в частности, подтверждается известная гипотеза, используемая при расчетах переноса ионизирующего излучения в газовых туманностях и гласящая, что диффузные L_α-кванты поглощаются вблизи от места их возникновения (on-the-spot approximation).

Как это следует из рис. 2с, спектральные распределения выходящего диффузного L_α-излучения с удовлетворительной точностью можно оценить с помощью аналитического выражения для объемного коэффициента излучения газовой среды в непрерывном спектре, известного из рекомбинационной теории (см. например [2], раздел 2б).

3. *Диффузное* L_α*-излучение внутри туманности и угловое распределение выходящего излучения.* На рис. 3 представлены графики, показывающие зависимость интенсивности диффузного излучения у

лаймановского предела $J_\nu(\tau, 0)$ от оптической глубины в туманности для трех из наших моделей. Поскольку спектральное распределение этого излучения можно считать практически постоянным, величина J_ν полностью характеризует его локальное поле. Видно, что на глубине $\tau = 0.5 - 1.0$ от внутренней границы туманности имеет место максимум интенсивности диффузного излучения. Такая же картина наблюдается во всех исследованных нами моделях.

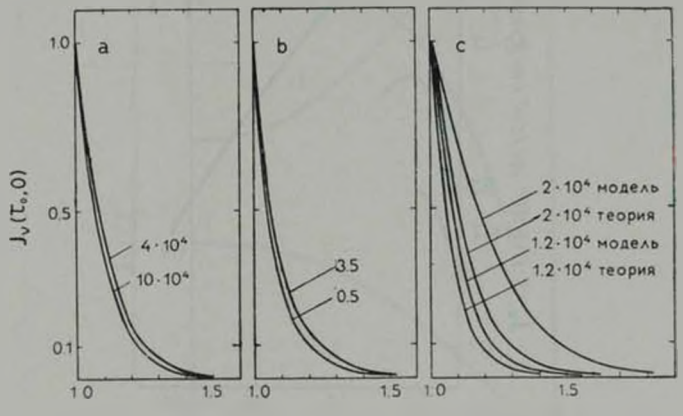


Рис. 2. Нормированные спектры выходящего диффузного L_α-излучения: a — при $\tau_0 = 3.5$, $T_e = 1.2 \cdot 10^4$ K и $T_* = 4 \cdot 10^4$ и $10 \cdot 10^4$ K. b — при $\tau_0 = 3.5$ и 0.5, $T_* = 1 \cdot 10^5$ K и $T_e = 1.2 \cdot 10^4$ K. c — при $\tau_0 = 3.5$, $T_* = 4 \cdot 10^4$ K и $T_e = 1.2$ и $2.0 \cdot 10^4$ K в сравнении с теоретическими спектрами для предельного случая среды малой оптической толщины.

С физической точки зрения этот максимум вызывается сочетанием достаточно большой толщины излучающего слоя и малого поглощения прямого излучения ядра, перерабатываемого средой в диффузное излучение.

Существование внутреннего максимума интенсивности диффузного излучения определяет зависимость $J_\nu(\tau_0)$ от угла выхода из среды θ на внешней границе туманности. Пример такой зависимости для одной из наших моделей приведен на рис. 4.

4. *Энергетические соотношения.* До сих пор мы интересовались видом спектров и оперировали относительными спектральными

интенсивностями. В этом разделе работы мы рассмотрим энергии, уносимые из туманности излучением в лайманоском континууме.

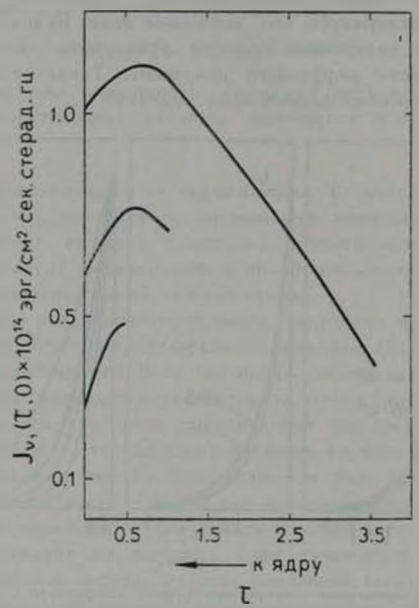


Рис. 3. Интенсивность диффузного L$_\nu$-излучения на разных оптических глубинах в моделях с $T_*=2\cdot10^4$ K, $T_*=4\cdot10^4$ K и $\tau_0=0.5$, 1.5 и 3.5.

Энергия выходящего из туманности прямого ионизующего излучения ядра, $E_*(\tau_0)$, определяется путем интегрирования по частотам соотношения (5) и не зависит от электронной температуры. В табл. 2 приведены полученные нами значения $E_*(\tau_0)$ для исследованных моделей в долях энергии прямого ионизующего излучения ядра в интервале длин волн 912—0 А, падающей на 1 см² внутренней поверхности туманности в секунду времени — $E_*(0)$. В табл. 3 для тех же моделей указаны значения средней относительной частоты выходящих из туманности квантов прямого ионизующего излучения, характеризующие его спектральное распределение.

Переход от спектральных интенсивностей к энергиям для диффузного излучения требует интегрирования не только по частотам,

но и по углам. Как уже говорилось, зависимость спектральной интенсивности диффузного L_ν-излучения от угла выхода из среды незначительна и потому мы будем считать, что $J_\nu(\tau_0, \theta) = J_\nu(\tau_0, 0)$, обходясь таким образом только интегрированием по частотам.

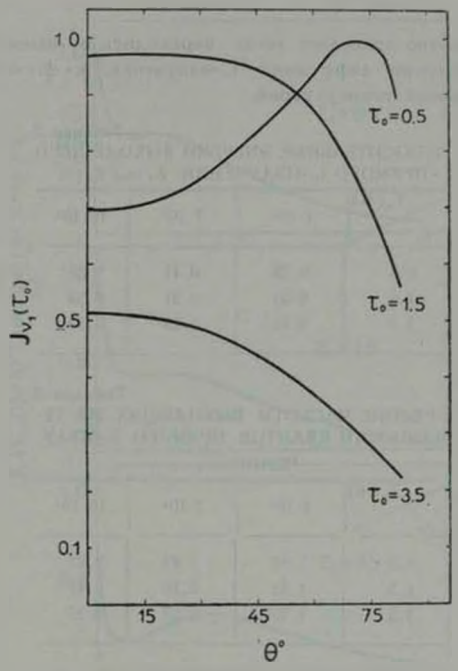


Рис. 4. Интенсивность диффузного L_ν-излучения, выходящего из туманности с T_e=1.2·10⁴ К, T_* = 4·10⁴ К при разных τ_0 в зависимости от угла выхода θ.

В табл. 4 приведены полученные энергии выходящего диффузного L_ν-излучения, $E_d(\tau_0)$, также в долях $E_d(0)$, для моделей с электронной температурой 1.2·10⁴ К. Зависимость J_ν от T_e в первом приближении определяется энергетическим спектром рекомбинирующих электронов т. е. членом вида $e^{-\frac{h\nu - h\nu_1}{kT_e}}$. С точностью не хуже 20% энергия диффузного L_ν-излучения, выходящего из среды с той или иной

электронной температурой при фиксированных T_* и τ_0 пропорциональна

$$\int_{\nu_1}^{\infty} e^{-\frac{h\nu-h\nu_1}{kT_e}} d\nu \sim T_e.$$

Это обстоятельство позволяет легко переходить от наших оценок относительной энергии диффузного L_α-излучения, к случаям объектов с иной электронной температурой.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЭНЕРГИИ ВЫХОДЯЩЕГО ПРЯМОГО L_α-ИЗЛУЧЕНИЯ: $E_*(\tau_0)/E_*(0)$

T_*(K) / τ_0	$4\cdot10^4$	$7\cdot10^4$	$10\cdot10^4$
0.5	0.33	0.41	0.33
1.5	0.23	0.31	0.28
3.5	0.12	0.23	0.23

Таблица 3

СРЕДНИЕ ЧАСТОТЫ ВЫХОДЯЩИХ ИЗ ТУМАННОСТИ КВАНТОВ ПРЯМОГО L_α-ИЗЛУЧЕНИЯ $\overline{\nu/\nu_1}$

T_*(K) / τ_0	$4\cdot10^4$	$7\cdot10^4$	$10\cdot10^4$
0.5	1.50	1.87	2.27
1.5	1.55	2.10	2.47
3.5	1.70	2.17	2.55

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ЭНЕРГИИ ВЫХОДЯЩЕГО ДИФФУЗНОГО L_α-ИЗУЧЕНИЯ: $E_d(\tau_0)/E_*(0)$ ДЛЯ МОДЕЛЕЙ С $T_*=1.2\cdot10^4$ К

T_*(K) / τ_0	$4\cdot10^4$	$7\cdot10^4$	$10\cdot10^4$
0.5	0.04	0.02	0.01
1.5	0.06	0.04	0.02
3.5	0.04	0.03	0.02

От коэффициента дилюции W рассчитанные нами энергетические характеристики диффузного и прямого излучения не зависят.

Как этого и следовало ожидать, энергия выходящего прямого излучения ядра, хотя и ослабленного поглощением в туманности, оказывается значительно выше энергии диффузного излучения на ее внеш-

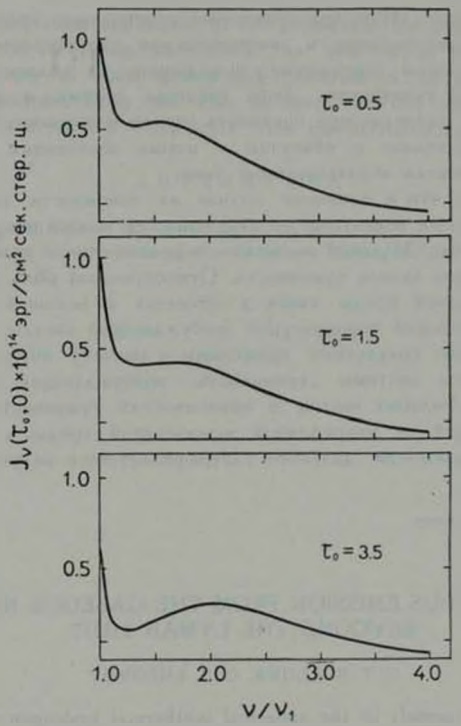


Рис. 5. Характерные спектры полного излучения в лаймановском континууме, выходящего из ионизованной газовой туманности различной оптической толщины τ_0. Спектры рассчитаны для модели с $T_*=1.2\cdot10^4$ К, $T_e=7\cdot10^3$ К.

ней границе. В среднем можно считать, что из типичной ионизованной сферической туманности, в форме прямого и диффузного излучения выходит около 30 % энергии возбуждающей звезды в лаймановском континууме. Большая точность вывода была бы неоправдана

прежде всего потому, что для реальных объектов мы обычно не знаем ни величины τ_0, ни истинного спектра прямого ионизующего излучения.

На рис. 5 показаны для иллюстрации характерные спектры выходящего из туманности полного излучения в лаймановском континууме.

Заключение. Итак, при некоторых упрощающих предположениях исследованы спектральные и энергетические характеристики излучения в лаймановском континууме, выходящего из полностью ионизованной газовой туманности. Даны таблицы, графики и практические рекомендации, позволяющие оценивать спектр и мощность этого излучения, применительно к объектам с иными значениями физических параметров, нежели использованные нами.

Показано, что в типичном случае из туманности может выходить 30% энергии ионизующего излучения ее возбуждающей звезды, причем от 70 до 97% этой энергии сосредоточено в прямом излучении, проходящем сквозь туманность. Относительная роль диффузного излучения газовой среды выше в объектах с большей оптической толщиной и меньшей температурой возбуждающей звезды.

Полученные результаты применимы к расчету общего энергетического баланса системы „туманность — возбуждающая звезда", расчету нагрева пылевых частиц в окрестностях туманности и ионизации окружающей ее разреженной межзвездной среды, а также для оценки наблюдаемости далекого ультрафиолетового излучения подобных объектов.

Астрономический совет
АН СССР

CONTINUOUS EMISSION FROM THE GASEOUS NEBULA BEYOUND THE LYMAN LIMIT

G. T. BOLGOVA, G. S. KHROMOV

A set of models of the spherical isothermal hydrogen nebula with the central exciting star is considered. The spectra and energies of the diffuse L_c radiation of the nebula as well as those of the direct ionizing radiation of the exciting star on the outer boundary of the nebula are computed. It has been shown, that the spectrum of the diffuse radiation is practically invariant in respect to all parameters of the models, except the electron temperature.

The total outflow of the energy of the exciting star in the Lyman continuum through the outer border of the ionized nebula can be as

high as 20—30%, even if the relevant optical thickness is rather large (up to 3.5). This energy is concentrated predominantly in the attenuated direct L_r radiation of the exciting star. However the relative contribution of the diffuse radiation of the nebula reaches 30% in case, the optical thickness is larger and the temperature of the exciting star is lower.

The results are applicable to the problem of the balance of energy in the system „exciting star-nebula" as well as to the computation of the heating of solid grains and ionization of the surrounding interstellar medium. They can also be used for the interpretation of observations of far UV — radiation from the astronomical objects.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. Hummer, M. Seaton.* M. N., 127, 217, 1963.
2. *В. В. Соболев.* Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

О КАСКАДНОМ ПРОЦЕССЕ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Я. И. АЛЬБЕР, З. Н. КРОТОВА, В. Я. ЭЙДМАН

Поступила 9 августа 1974

Рассматривается самоподдерживающийся электронно-позитронный каскадный процесс и применения к пульсарам. Рассматриваются электрическое и магнитное поля электронно-позитронной плазмы, окружающей нейтронную звезду, а также радиоизлучение такой системы.

В статье [1] рассматривался самоподдерживающийся электронно-позитронный каскадный процесс, когда энергия частиц, теряемая на рождение пар, восполняется за счет ускорения зарядов во внешнем электрическом поле. Однако в астрофизических условиях гораздо чаще имеют дело с движением частиц в магнитном и электрическом полях.

Как известно, в сильном магнитном поле имеется возможность непосредственной трансформации γ-кванта в электронно-позитронную пару (см., например, [2–4]). Чтобы учесть этот эффект, рассмотрим простейшую модель. Будем считать, что частицы движутся в слегка искривленном магнитном поле $\vec{H}_0$ в области $-L<x<L$, вдоль которого направлено и электрическое поле $\vec{E}_1$ ($E_1 \ll H_0$). Электрическое поле в отсутствии зарядов имеет вид $E_1 = E_0(1-(x/L))$, $-L<x<L$ (x — координата вдоль силовой линии магнитного поля (с.л.м.п.)). Если ввести обозначения: n_1 — концентрация позитронов, а n_- — концентрация электронов, то при достаточно большом радиусе кривизны с.л.м.п. можно считать, что электрическое поле есть

$$\vec{E} = e(x-L)\left(\frac{E_0}{eL} + n_1 - n_-\right). \qquad (1)$$

При этом сами концентрации n_1, n_2 удовлетворяют уравнениям

$$\frac{dn_1}{dt} = G - \frac{n_2 c}{L} 1\left(-\frac{E_0}{eL} + n_1 - n_2\right) - \frac{v_g}{L} n_1,$$
$$\frac{dn_2}{dt} = G - \frac{n_2 c}{L} 1\left(\frac{E_0}{eL} - n_1 + n_2\right) - \frac{v_g}{L} n_2. \qquad (2)$$

Здесь $1(y) = \begin{cases} 1 \text{ при } y > 0 \\ 0 \text{ при } y < 0 \end{cases}$; v_g — дрейфовая скорость частиц, G — описывает производство пар в единицу времени благодаря γ-квантам, излучаемым частицами при движении их вдоль с.л.м.п. (см. ниже). Уравнения (2) учитывают то обстоятельство, что положительно заряженные частицы покидают рассматриваемую область взаимодействия, двигаясь вдоль с.л.м.п. со скоростью, близкой к скорости света c, при $n_1 - n_2 - E_0/eL > 0$, а электроны соответственно при $n_1 - n_2 - (E_0/eL) < 0$. Кроме того, заряды уходят из рассматриваемой области в результате дрейфа. При предположении, что концентрация энергичных частиц не очень большая, процесс образования пар, а также аннигиляция при соударениях частиц в (2) не учитываются.

Чтобы написать выражение для G, заметим следующее. Поскольку в рассматриваемых условиях поля $\vec{H}_0$ и $\vec{E}$ — слабо неоднородны и достаточно большие по величине, причем $E \ll H_0$, то можно воспользоваться результатами статьи [5]. Из этой работы следует, что заряд в указанных условиях движется, в основном, вдоль с.л.м.п. со скоростью, близкой к c, и дрейфует с небольшой скоростью поперек $\vec{H}$. При этом он излучает синхротронным образом, определяемым радиусом кривизны ρ с.л.м.п. (так называемое, магнитодрейфовое излучение). Энергия заряда ε и частота излучения ω_1 определяются формулами

$$\frac{\varepsilon}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \left(\frac{3|\vec{E}|\rho^2}{2e}\right)^{1/4}, \qquad (3)$$

$$\omega_1 = \Omega_c (1-\beta^2)^{-3/2}, \qquad (4)$$

где $\beta = v/c$, v — скорость частицы ($\beta \to 1$), $\Omega_c = c/\rho$, $\vec{E} \perp \vec{H}_0$, причем вся энергия частицы, приобретаемая в поле E, тратится на это излучение, т. е.

$$e|E|c = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c}\frac{\Omega_c^2}{(1-\beta^2)^2}. \qquad (5)$$

Если энергия излучаемых квантов $\hbar\omega_1$ достаточно велика, то, распространяясь в поле $\vec{H}_0$, эти кванты могут сами родить пару частиц (см.

[2—4]). Таким образом, производство частиц должно описываться выражением ($\varepsilon_1 = \hbar\omega_1$):

$$G \simeq \frac{ec|E|}{\hbar\omega_1}(n_1 + n_2)\,1(\varepsilon_1 - 2mc^2)\Big|_{t=t-t_3}. \qquad (6)$$

В (6) учитывается то обстоятельство, что в данный момент t рождают пары те γ-кванты, которые были испущены в момент времени $t - t_3$, а величина ct_3 определяет длину свободного пробега γ-квантов в поле $\vec{H}_0(r)$. Следует иметь в виду, что в момент излучения γ-квант распространяется приблизительно вдоль $\vec{H}_0$, а для того, чтобы он конвертировался в пару, необходимо, чтобы с.л.м.п. отвернула от направления $\vec{k}_1$ на значительный угол [2—4] ($k_1 = \omega_1/c$ — импульс γ-кванта). В (6) учитывается, что γ-кванты с энергией меньшей $2mc^2$ рождать пары не могут.

$$1(\varepsilon_1 - 2mc^2) = \begin{cases} 1 \text{ при } \varepsilon_1 > 2mc^2 \\ 0 \text{ при } \varepsilon_1 < 2mc^2. \end{cases}$$

Ниже для выяснения качественной картины явления в (3)—(6) будем считать, что $|E| \simeq eL|n_1^- - n_2|$, $n_1^* = n_1 - n_0$, $n_0 = E_0/eL$. Тогда, вводя новые безразмерные переменные $\eta = (n_1^* + n_2)/n_0$, $\xi = (n_2 - n_1^*)/n_0$, $t_1 = ct/L$, $\tau = ct_3/L$ и используя (2)—(6), находим при $\xi(t) > 0$

$$\frac{d\eta_1}{dt_1} = \alpha|\xi(t_1 - \tau)|^{1/4}[1 + \eta_1(t_1 - \tau)]\cdot 1[|\xi_1(t_1 - \tau)| - \delta]\cdot 1(\tau)\cdot 1(g - \tau) -$$

$$- \beta_g - \beta_g\eta_1 - \frac{\eta_1}{2} - \frac{\xi}{2}\,sgn\,\xi - 1(-\xi) \equiv G - \beta_g - \beta_g\eta_1 - \frac{\eta_1}{2} - \qquad (7)$$

$$- \frac{\xi}{2}\,sgn\,\xi - 1(-\xi),$$

$$\frac{d\xi}{dt_1} = -\frac{\eta_1}{2}\,sgn\,\xi - \frac{\xi}{2} - \beta_g\xi + \beta_g + 1(-\xi). \qquad (8)$$

Область определения ξ, η таковз: при $\xi > 1$ $\eta \geqslant \xi - 2$, а при $\xi < 1$ $\eta > -\xi$.

Здесь

$$\alpha = \frac{2e^2L^2n_0^{1/4}}{\hbar c\gamma^{1/2}}\left(\frac{2}{3L}\right)^{3/4}, \qquad g = \frac{\rho}{L}, \qquad \delta = \frac{2}{3Ln_0}\left(\frac{2mc}{\hbar\sqrt{\rho}}\right)^{4/3}, \qquad \beta_g = \frac{v_g}{c},$$

$$sgn\,\xi = \begin{cases} 1 \text{ при } \xi > 0 \\ -1 \text{ при } \xi < 0, \end{cases} \qquad \xi = \xi(t).$$

В (7) учитывается, что время запаздывания удовлетворяет условиям $0 < t_3 \leq L/c$ (размер системы порядка L). Заметим, что величина γ_1 определяет полное число частиц, а ξ — электрическое поле E. Уравнения (7), (8) следует дополнить связью, определяющей время запаздывания между излучением γ-кванта и трансформацией его в пару. Длина свободного пробега γ-кванта d_0 в однородном поле $\vec{H} \perp \vec{k}$, приводится в [3—4], откуда

$$d_0 = \frac{2\hbar}{\alpha_1 mc} \frac{H_{kp}}{H} [T(\chi)]^{-1}, \qquad (9)$$

где $\alpha_1 = e^2/\hbar c$, $H_{kp} = m^2c^3/e\hbar$, $\chi = (1/2)(\hbar\omega_1/mc^2)(H/H_{kp})$, функция $T(\chi)$ может приближенно быть записана в виде $T(\chi) \simeq 0.16\,\chi^{-1} K_{1/3}^2(2/3\chi)$, $K_{1/3}(2/3\chi)$ — функция Макдональда [4]. Отсюда, в частности, следует, что реакция $\hbar\omega_\gamma + H_\perp = e^+ + e^- + H_\perp$ может идти лишь при достаточно больших значениях энергии γ-кванта и величины магнитного поля H.

В рассматриваемом случае γ-квант распространяется в неоднородном магнитном поле, причем в момент его излучения $H_\perp \simeq 0$. Поэтому для того, чтобы γ-квант поглотился с рождением пары, ему необходимо пройти некоторый конечный путь, по порядку величины определяемый условием

$$\int_{c(t-t_3)}^{ct} \frac{dr}{d(r)} = 1, \qquad (10)$$

причем $d(r)$ получается из (9), если вместо $H_\perp$ подставить некоторую функцию $H_\perp(r)$, определяющую величину $H_\perp$ на всем пути γ-кванта (при $r = c(t - t_3)$ $H_\perp \simeq 0$).

Для проводимого ниже качественного рассмотрения будем считать $H_\perp(r) \simeq Hr/\rho$, $r < L$, и, как правило, $\rho \sim L$. Тогда в безразмерных переменных связь (10) может быть записана в виде

$$1 = \frac{b}{|\xi(t_1 - \tau)|^{3/4}} \int_{t_1 - \tau}^{t_1} K_{1/3}^2\left(\frac{d_1}{|\xi|t_1 - \tau|^{3/4} r_1}\right) dr_1, \qquad (11)$$

где

$$r_1 = r/L, \qquad t_1 = \frac{4|\xi|^{1/2} mcH_{kp}}{3\hbar(3n_0L/2)^{3/4}LH}, \qquad b = \frac{0.16e^2m^2cL^{1/4}}{\hbar^{3/4}|\xi|^{1/2}(3n_0/2)^{3/4}}.$$

Легко видеть, что при $\xi = 0$ уравнения (7), (8) становятся несправедливыми. Интегральные кривые уравнений (7), (8) вблизи оси $\xi = 0$ ис-

дут себя следующим образом: при $\gamma_1 < 2\beta$ интегральные кривые пересекают ось $\xi = 0$ слева направо, при $\gamma_1 > 2\beta$ интегральные кривые подходят с обеих сторон к оси $\xi = 0$. Учитывая это обстоятельство, естественно доопределить систему, считая, что при $\xi(t) = 0$, $\gamma_1 > 2\beta$ справедливо уравнение

$$\frac{d\gamma_1}{dt_1} = G - \beta_\pi - \beta_\pi\gamma_1 - \gamma_1 - 1. \tag{12}$$

Система уравнений (7), (8), (11), (12) описывает колебательный режим. Поясним сначала качественно характер этого явления, а затем приведем результаты численного счета, который выполнили Я. И. Альбер, и З. Н. Кротова. Предположим, что в начальный момент система находится в состоянии $\xi = 0$, $\gamma_1 = \gamma_{10} > 2\beta$, $G = 0$. В этом состоянии заряды обоих знаков уходят из области взаимодействия. На этом этапе процесса система описывается уравнением (12), которому соответствует движение вниз по оси $\xi = 0$ из точки $\gamma_1 = \gamma_{10}$ в точку $\gamma_1 = 2\beta$. В точке $\xi = 0$, $\gamma_1 = 2\beta$ интегральная кривая сходит с оси $\xi = 0$ в область $\xi > 0$, $-\xi < \gamma_1 < -\xi(1 + 2\beta) + 2\beta$, пока $G = 0$. Здесь уже быстрее электроны уходят из области взаимодействия, поле E возрастает и появляются энергичные γ-кванты (второй этап процесса). Когда первые энергичные γ-кванты пройдут путь порядка длины их свободного пробега, начнут рождаться пары (появляются соответствующие корни z уравнения (11) и G становится отличной от нуля). При это начинает быстро расти γ_1, а ξ падать (величина E уменьшается). Интегральная кривая быстро возвращается на ось $\xi = 0$, $\gamma_1 > 2\beta$ и начинает двигаться вверх по оси $\xi = 0$ (см. (12)) до тех пор, пока $G \neq 0$. Как только G обратится в нуль, процесс рождения пар остановится и интегральная кривая начнет спускаться по оси $\xi = 0$ вниз до точки $\gamma_1 = 2\beta$ (см. (12)) и далее процесс пойдет описанным выше образом. Таким образом, система будет совершать периодическое движение. На рис. 1 приведены результаты численного решения уравнений (7), (8), (11), (12) для следующих значений параметров: $L \simeq l = 10^6$ *см*, $H_0 = 10^{12}$ *гаусс*, $\Omega = 10$*сек*$^{-1}$, $E_1 = (1/3)\,10^7$ CGSE, т. е. $n_0 = 10^{10}$ *см*$^{-3}$, $z = 10^5$, $b = 5 \cdot 10^8$, $d_1 = 10^{-3}$. Заметим, что в этом случае время пребывания системы в состоянии $\xi = 0$ (т. е. $E = 0$) в десять раз больше, чем в состоянии с $\xi \neq 0$.

Попытаемся теперь применить рассмотренный механизм для пульсаров*. Прежде всего заметим, что, как хорошо известно, при вращении магнитного ротатора (нейтронной звезды (н. з.)) в вакууме компонента электрического поля E_1, направленная вдоль магнитного $\vec{B}$, мо-

* Механизм рождения пар для пульсаров впервые применялся Старроком [6].

жет иметь вид, соответствующий рассмотренному выше (см. (1)), т. е. изменять знак вдоль с.л.м.п. Так, если угол θ между $\vec{B}_0$ и $\vec{\Omega}$ мал (Ω — угловая частота вращения, $\vec{B}_0$ — магнитная индукция н. з.), то $E_1 \simeq -(B_0\Omega a/c)\cos^3\theta$ ($r > a$, a — радиус н. з., θ — угол между $\vec{B}$ и $\vec{\Omega}$, r — расстояние от центра н. з.).

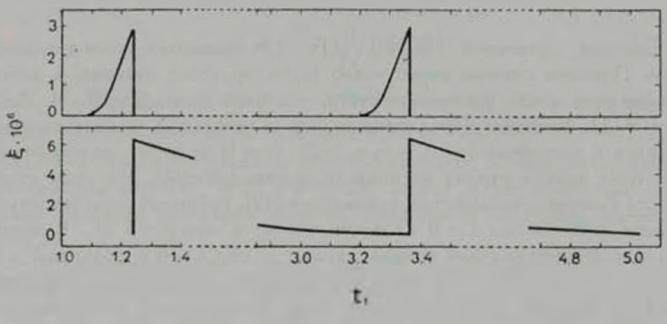


Рис. 1.

Далее, учитывая, что н. з. окружена электронно-позитронной плазмой, необходимо выяснить структуру электромагнитных полей, окружающих нейтронную звезду (н. з.). Будем исходить из [7], где рассмотрено поле магнитного ротатора в проводящей среде. Чтобы воспользоваться результатами [7], необходимо знать проводимость окружающей н. з. плазмы. В рассматриваемом случае электронно-позитронной плазмы, когда потери энергии частиц обусловлены магнитодрейфовым излучением (см. (3)—(5)), для оценки электропроводности плазмы $\sigma_\parallel$ можно пользоваться формулой

$$\sigma_\parallel = \frac{e^2 n}{m\nu_{эфф}}\sqrt{1-\beta^2} = \frac{3c^2 n(1-\beta^2)^2}{2\Omega_c^2}, \qquad (14)$$

где $\nu_{эфф}$ — отношение излучаемой в единицу времени энергии (5) к энергии частицы, т. е. $\nu_{эфф} = (2/3)(e^2\Omega_c^2/mc^2)(1-\beta^2)^{1/2}$), $\Omega_c = c/\rho$, n — концентрация частиц. В соответствии с (5) формулу (14) можно записать в виде ($E_{пр} \neq 0$)

$$\sigma_\parallel = \frac{enc}{E_{пр}}, \qquad \vec{E}_{пр} \parallel \vec{B}. \qquad (15)$$

Рассмотрим раньше поля, не зависящие от времени, обязанные постоянной составляющей магнитной индукции н. з. В отличие от си-

стемы, рассмотренной в [7], здесь, как следует из изложенного выше, система, благодаря возможности самопроизвольного рождения плазмы в сильных полях $\vec{B}$, $\vec{E}_{пр}(\vec{E}_{пр} \| \vec{B})$, находится, в основном, в состоянии с $\vec{E}_{пр} = 0$. Возникающее периодически $\vec{E}_1$ много меньше соответствующего поля в обычной плазме или вакууме [7] (из численного счета $E_{пр} < 5 \cdot 10^{-5} E_1$, E_1 — поле в вакууме). Кроме того, как будет ясно из последующего, $E_{пр} = 0$ лишь в малой области окружающей н. з. плазмы. Поэтому, чтобы в рассматриваемых условиях найти приближенную структуру магнитного поля вокруг н. з., можно считать, что $E_{пр} \simeq 0$.

Будем исходить из уравнений Максвелла в проводящей среде с проводимостью $\sigma_2 (r > a)$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi\sigma_2}{c} \vec{E}, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = 0, \quad \vec{E} = -\nabla\varphi. \tag{16}$$

Из симметрии задачи следует, что в сферической системе координат r, ϑ, φ с осью, совпадающей с осью вращения н. з., $\vec{B}$, $\vec{E}$ не зависят от угла φ. Тогда из требования $E_{пр} = 0$ или $\vec{B} \operatorname{rot} \vec{B} = 0$ получаем ($\vec{B} = \{B_r, B_\vartheta, B_\varphi\}$, $\vec{E} = \{E_r, E_\vartheta, E_\varphi\}$, $E_\varphi = 0$)

$$\frac{B_r}{\sin\vartheta} \frac{\partial}{\partial r} (B_\varphi \sin\vartheta) - B_\vartheta \frac{\partial}{\partial r} (rB_\varphi) = 0. \tag{17}$$

Поскольку одновременно B_r, B_ϑ не могут быть равны нулю (на границе при $r = a$ должно быть непрерывно B_r), то $B_\varphi = 0$. Учитывая также условия $\partial\vec{B}/\partial\varphi = 0$ и $E_\varphi = 0$, находим, что $\operatorname{rot} \vec{B} = 0$ или при $\sigma_2 \neq 0$ $\vec{E} = 0$.

Тогда аналогично [7] можно найти при $\sigma_2 \ll \sigma_1$ (σ_1 — проводимость н. з.)

$$\vec{B}_1 \simeq B_1 \{\cos\vartheta_1, -\sin\vartheta, 0\}, \tag{18}$$

$$\vec{E} \simeq -\frac{1}{c} [\vec{V}\vec{B}_1] = -\frac{B_1\Omega r}{c} \left\{\sin^2\vartheta, \frac{1}{2}\sin 2\vartheta, 0\right\} \text{ при } r < a,$$

$$\vec{B}_1 \simeq \frac{B_1 a^3}{r^3} \left\{\cos\vartheta, \frac{1}{2}\sin\vartheta, 0\right\}, \quad \vec{E} \simeq 0 \text{ при } r > a, \tag{19}$$

где $\vec{V} = [\vec{\Omega}\vec{r}]$, a — радиус н. з., $B_1 = B_0 \cos\vartheta_0$, ϑ_0 — угол между $\vec{\Omega}$ и однородной магнитной индукцией н. з. $\vec{B}$.

В связи с формулами (16), (17) укажем на следующее.

Поскольку на границе E_τ терпит скачок, то из условия $\operatorname{rot}\vec{E}=0$ следует, что вблизи границы сосредоточено сильное радиальное электрическое поле вида $E_r^* = (B_\parallel \Omega a^2/6c)\,\delta(r-a)(3\cos^2\theta - 1)$ (на границе сосредоточен двойной электрический слой). При этом первое уравнение следует писать в виде $\operatorname{rot}\vec{B} = (4\pi/c)(\sigma_2\vec{E} + \vec{j}_{ст})$, $\vec{j}_{ст} = \{j_r,\ 0,\ 0\}$, $j_r = -\sigma_2 E_r^*$. Поскольку же внутри плазмы должно быть $E_{пр}=0$ (см. выше), то необходимо придвинуть границу между вращающейся и неподвижной средой к самой поверхности нейтронной звезды. Таким образом, отмеченное обстоятельство в рамках проводимого рассмотрения может служить аргументом в пользу того, что при вращении н. з. плазма не увлекается. Разумеется, при этом не имеется в виду некоторый тонкий слой плазмы, взаимодействие которого с поверхностью н. з. определяется не учтенными здесь факторами (например, не электромагнитными силами, если d_1 — высота неровностей на поверхности н. з., то переходный слой не может быть тоньше d_1).

Поскольку проводимость σ_2 считаем достаточно высокой, то формулы для переменной части полей, обязанных $B_\perp = B_0 \sin\theta_0$, имеют вид (см. [7])

при $r < a$:

$$\vec{B}_\perp \simeq B_\perp \{\sin\theta\cos\mu,\ \cos\theta\cos\mu,\ -\sin\mu\},$$
$$\vec{E}_\perp = -\frac{1}{c}[\vec{V}\vec{B}_\perp] = B_\perp \frac{\Omega r}{c}\left\{\frac{1}{2}\sin 2\theta,\ -\sin^2\theta,\ 0\right\}\cos\mu, \tag{20}$$

при $r > a$:

$$\vec{B}_\perp \simeq B_\perp e^{-(r-a)/d}\left\{\sin\theta\cos\mu_1, 0, -\frac{a}{d}\sin^2\theta(\cos\mu_1 - \sin\mu_1)\right\},$$
$$\vec{E}_\perp = -\frac{1}{c}[\vec{V}\vec{B}_\perp] \simeq -\frac{B_\perp \Omega a}{c}\{0, \sin^2\theta\cos\mu_1, 0\},\quad (\vec{E}_\perp \vec{B}_\perp) = 0, \tag{21}$$

где $\sigma_1 = \sigma_2$, $d = c/\sqrt{2\pi\Omega\sigma_2}$ — толщина скин-слоя, $d \ll a$, $\mu = \varphi - \Omega t$, $\mu_1 = \mu + (r-a)/d$.

Заметим, что приведенные формулы (20), (21) содержат лишь наибольшие компоненты полей. Казалось бы, что из (21) следует, что электромагнитное поле $\vec{E}_\perp$, $\vec{B}_\perp$ могло бы завращать плазму как твердое тело. Кинетическая энергия единицы объема плазмы при таком движении по порядку величины равна $W_\perp \simeq m(\Omega a)^2 n/\sqrt{1-\beta^2}$ (n — концентрация частиц). Однако это вращение должно происходить в по-

стоянном магнитном поле $\vec{B}_1$ ($\vec{E}_1 = 0$), плотность энергии которого $B_1^2/8\pi$ много больше W. Поэтому магнитное поле B_1 не дает осуществиться указанному процессу. Таким образом, сделанное предположение о неподвижности плазмы как целого при $r > a$ в этом смысле внутренне не противоречиво. Еще раз подчеркнем, что указанное обстоятельство есть следствие саморождения плазмы, т. е. условия $\vec{E}_1 = 0$. В противном случае поле, обязанное $\vec{B}_{01}$, само увлекало бы плазму. Заметим также, что из (19), (21) вытекает существование некоторого поля $E_{\text{пр}} \simeq (\vec{B}_1 \vec{B}_{01})$, но это поле при $a \gg d$ мало и локализовано в малой области вблизи границы.

Выражения для полей в области $r > a$ обладают одной замечательной особенностью, позволяющей, возможно, объяснить импульсный характер излучения пульсаров (см. ниже). Из (21) следует, что при $\operatorname{tg}\mu_1 \simeq 1$ магнитное поле в скин-слое мало (не превышает величины $\vec{B}_{01}$ при $\zeta_0 \simeq 1$). Если же $\operatorname{tg}\mu_1 \neq 1$ ($d/a \ll 1$), то компонента магнитного поля $B_{1\varphi}$ велика, что будет затруднять выход частиц из области, окружающей н. з. В области же $\operatorname{tg}\mu_1 \simeq 1$ частицы всего быстрее покидают систему, что будет соответствовать возникновению здесь рассмотренного выше колебательного режима, который в свою очередь обеспечит плазмой все пространство вокруг н. з.

Чтобы применить полученные ранее результаты (см. (7), (8), (11)) к пульсарам, необходимо положить $E_0 \simeq \Omega a B_0/c$ (E_0 — компонента электрического поля, параллельная магнитному полю в случае, когда н. з. вращается в вакууме), размер системы $L \simeq a$ (a — радиус н. з.), $n_0 = E_0/eL$. Частицы в колебательной системе движутся, в основном, в меридиональных плоскостях вдоль с.л.м.п. $\vec{B}_1 + \vec{B}_{01}$ в области $\operatorname{tg}\mu_1 \simeq 1$.

Как следует из численного решения уравнений (7), (8), (11), электрическое поле $E \simeq E_{\text{пр}}$, возникающее на втором этапе колебательного процесса, очень быстро исчезает. Для указанных выше значений параметров выключение $E_{\text{пр}}$ совершается за время Δt порядка $5\ 10^{-5} L/c$, т. е. $\Delta t \simeq 10^{-9}$ *сек* (при $L \simeq 10^6$ *см*). Это выключение поля $E_{\text{пр}}$ происходит за счет резкого изменения во времени тока, обусловленного движением по $\vec{B}$ зарядов вдоль с.л.м.п. (см. (1), (2)). Характерное время этого процесса порядка Δt. Этот ток резко ограничен в пространстве поверхностью н. з. Если эта поверхность достаточно гладкая, то указанный процесс выключения поля $E_{\text{пр}}$ может стать достаточно эффективным источником радиоизлучения. При этом, как не-

трудно показать, величина когерентно излучающего объема V есть $V \simeq \pi a l^2$ ($l \simeq 2\pi c/\omega$ — длина излучаемой волны, ω — частота излучения, $2\pi/\omega \simeq \Delta t$, $2\pi/\omega \simeq c/d_1$, d_1 — толщина переходной области, определяемая, в частности, высотой неровностей на поверхности н. з. (см. выше)), т. е. в данном направлении $\vec{R}$ эффективно излучает диск (радиуса $l\sqrt{a/l}$ и толщины l), расположенный на границе с н. з., причем ось диска совпадает с $\vec{R}$. Механизм излучения аналогичен излучению при β-распаде. Полная интенсивность излучения есть

$$I \simeq \frac{e^2 n^2 V^2 \omega \nu}{c} \simeq 2\pi^3 e^2 n^2 a l^3 c, \qquad (22)$$

где $V = \pi a l^2$, ν — число актов выключения поля $E_{\text{пр}}$ в одну секунду ($\nu \simeq c/a$), n — концентрация частиц. Полагая $n \simeq n_0 \simeq E_0/ea \simeq 10^{10}$ см$^{-3}$, $l \simeq 10^1$ см, $a \simeq 10^6$ см (см. выше), находим $I \simeq 10^{39}$ эрг/сек, что согласуется с экспериментальными данными. Поскольку в рассматриваемом случае $(\omega_H/\omega) = (eB\sqrt{1-\beta^2})/mc\omega \gg 1$, $\omega_0^2/\omega^2 = (4\pi e^2 n\sqrt{1-\beta^2})/m\omega^2 \gg 1$, то радиоизлучение должно беспрепятственно выходить из области генерации. Излучение будет иметь импульсный характер. В данном направлении $\vec{R}$ излучается тогда, когда направление $\vec{R}$ попадает в меридиональную область, определяемую $\operatorname{tg}\mu_1 \simeq 1$. Ширина импульса характеризуется отношением d/a (период следования импульсов равен π/Ω).

НИРФИ г. Горький

ON THE CASCADE PROCESS IN THE STRONG MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS IN ASTROPHYSICAL CONDITIONS

Ya. I. ALBER, Z. N. KROTOVA, V. Ya. EIDMAN

The selfsupporting process of electron-positron cascade is considered in connection with pulsar phenomen. The electric and magnetic fields in electron-positron plasma around a neutron star have been considered. The radio emission from this region has been calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Я. Эйдман.* ЖЭТФ, 61, 1737, 1971.
2. *И. Я. Померанчук.* ЖЭТФ, 9, 915, 1939. J. Phys. UdSSR, 2, 65, 1940.
3. *Н. П. Клепиков.* ЖЭТФ, 26, 19, 1954.
4. *F. Erber.* Rev. mod. Phys., 38, 626, 1966.
5. *Yu. V. Chugunov, V. Ja. Eidman, E. V. Suvorov.* Astrophys. Space Sci. 32, L 7—L 10, 1975.
6. *P. A. Sturrock.* Nature, 227, 465, 1970.
7. *С. А. Каплан, В. И. Цытович, В. Я. Эйдман.* Астрон. ж., 51, 363, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

О НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПРОБЛЕМЕ РЕЛЕЯ ДЛЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

А. А. АБРАМОВ, А. С. АЛЬПЕРОВИЧ

Поступила 11 апреля 1974

Решена задача о возникновении колебательной конвекции в горизонтальном слое полностью ионизованной плазмы, находящейся в постоянных вертикальных гравитационном и магнитном полях. В случае значительной анизотропии теплопроводности при изотропной вязкости (замагничены только электроны), начало конвекции при больших числах Гартмана сопряжено с колебаниями, если „магнитное число Прандтля" намного больше единицы. Полученные результаты являются естественным обобщением известных критериев С. Чандрасекара и могут быть применены в теории генерации МГД волн в сильно замагниченной плазме.

В [1] показано, что в приближении Буссинеска критическое число Релея в случае стационарной конвекции в горизонтальном слое анизотропного полностью понизированного газа оказывается меньше числа Релея в изотропно проводящей среде. Это вызвано, в частности, уменьшением суммарной теплопроводности. Вместе с тем известно, что при достаточно больших числах Гартмана в изотропной электропроводящей жидкости, находящейся в тех же условиях, может возникнуть колебательная конвекция.

Этот тип неустойчивости, как известно, играет большую роль в астрофизических приложениях, в физике верхней ионосферы.

К примеру, генерация МГД волн в солнечных пятнах рассмотрена в работе [2] как следствие возникновения колебательной конвекции в модели изотропной плазмы.

Цель данной работы — выяснить условия, при которых в горизонтальном слое анизотропной плазмы возникает колебательная конвективная неустойчивость.

Модель. Рассмотрим горизонтальный слой полностью ионизированной плазмы, находящейся в однородном и постоянном во времени магнитном поле. Предполагая температуру ионов и электронов одинаковой, а ионы незамагниченными $\omega_i^2 \tau_i^2 \ll 1$, где ω_i — гирочастота ионов, τ_i — время свободного пробега иона, можно считать как и в [1] вязкость изотропной. Тем самым мы предполагаем, что величина параметра замагниченности для электронов ограничена: $\omega_e^2 \tau_e^2 < \frac{m_i}{m_e} Z^2$, где Z — кратность ионизации.

Будем предполагать, также, что в слое поддерживается постоянный градиент температуры ∇T_0. Запишем закон Ома в форме

$$E = -\frac{[vH]}{c} + \frac{[jH]}{enc} - \frac{j}{\sigma}, \qquad (1)$$

где v — импульс единицы объема плазмы, n — концентрация электронов (ионов), σ — электропроводность вдоль магнитного поля.

Ограничимся случаем, когда магнитное поле H_0 параллельно силе тяжести. Предполагая, что в исходном состоянии система покоится, а градиент давления скомпенсирован силой тяжести, запишем уравнение для скорости (z-вертикальная координата, $H_0 = H_z$):

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\nabla}{\rho}\left(p + \frac{hH_0}{4\pi}\right) + \nu \Delta v - g\beta T' + \frac{H_0}{4\pi\rho}\frac{\partial h}{\partial z}, \qquad (2)$$

где ρ — плотность плазмы, T' — возмущение температуры, ν — коэффициент кинематической вязкости.

В этом уравнении, как это обычно делается в приближении Буссинеска, использовано линеаризованное уравнение состояния $\rho - \rho_0 = -\rho_0 \beta T'$, β — коэффициент температурного расширения. Замагниченность электронов приводит к анизотропии электро- и температуропроводности. Обозначая температуропроводность вдоль и поперек магнитного поля через $\varkappa_\parallel$ и $\varkappa_\perp$, запишем уравнение для возмущений температуры

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + v(\nabla T_0 - \nabla T_a) = \left\{\varkappa_\parallel \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \varkappa_\perp\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right\} T', \qquad (3)$$

где ∇T_a — адиабатический градиент температуры.

Выбрав в качестве единицы длины толщину слоя d, времени d^2/ν скорости $\varkappa_\parallel/d$, температуры $|\nabla T_0| d^{-1}$, давления $\rho\nu\varkappa_\parallel/d^2$, поля $4\pi\varkappa_\parallel \sqrt{\rho\nu}/dc$, выпишем линейную систему обезразмеренных уравнений

$$\left.\begin{aligned} \sum v &= -\nabla(p - Mh_z) + \Delta v - RTe_z + M\frac{\partial h}{\partial z} \\ \operatorname{div} h &= \operatorname{div} v = 0 \\ \left[\sum P - \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\varkappa_\perp}{\varkappa_\parallel}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\right] T' &= -v_z \\ \left(\sum P_m - \Delta + \zeta\frac{\partial}{\partial z}\operatorname{rot}\right) h &= M\frac{\partial v}{\partial z} \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

Здесь $\frac{\partial}{\partial t} = \Sigma$, $\zeta = 1.96\omega_c\tau_e$, $R = -\frac{g\beta(\nabla T_0 - \nabla T_a)}{\nu\varkappa_\parallel}a^4$, $M = \frac{H_0 d}{c} \times$ $\times\left(\frac{\tau_\parallel}{\rho\nu}\right)^{1/2}$, $P = \frac{\nu}{\varkappa_\parallel}$ соответственно, число Релея, Гартмана, Прандтля, $P_m = \frac{4\pi\sigma\nu}{c^2}$.

Предполагая частоту гравитационных волн много большей частоты колебательных конвективных возмущений, будем считать границы слоя плоскими, свободными и изотермическими, откуда следует [3]

$$T' = v_z = \partial^2 v_z/\partial z^2 = 0 \qquad \text{при } z = 0.1$$

Для h, следуя Чандрасекару, введем приближенное граничное условие

$$\partial h_z/\partial z = 0 \quad \text{при} \quad z = 0.1.$$

Однородность системы в горизонтальных направлениях позволяет рассматривать $(v, P, T', h) \sim e^{ikx}$, ($a$ — пространственная частота в горизонтальной плоскости). Тогда, решая систему (4) при выбранных граничных условиях, получим

$$v \sim \sin m\pi z, \quad (m = 1, 2, \ldots)$$

$$\sum^5 + a_1\sum^4 + a_2\sum^3 + a_3\sum^2 + a_4\sum + a_5 = 0 \qquad (5)$$

Здесь

$$a_1 = P^{-1}f + 2(P_m^{-1} + 1)\pi^2,$$

$$a_2 = 2\frac{P_m^{-1} + 1}{P}f\pi^2 + \Gamma + \frac{a^2R}{\pi^2P},$$

$$a_3 = \frac{f\Gamma}{P} + E\pi^4 + \left(\frac{2}{P_m} + 1\right)\frac{a^2R}{P}$$

$$\Gamma = \frac{2\mu^2 M^2}{P_m} + \frac{\mu^2\zeta^2}{P_m^2}\lambda + (1 + P_m^{-2} + 4P_m^{-1})\lambda^2$$

$$E = 2\frac{1 + P_m^{-1}}{P_m}(\lambda^2 + \mu^2 M^2) + 2\frac{\mu^2\zeta^2}{P_m^2}\lambda$$

$$a_4 = \frac{Ef\lambda}{P} + F + \frac{Ra^2}{P\lambda}\left(\frac{2 + P_m^{-2}}{P_m}\lambda^2 + \frac{\mu^2 M^2}{P_m} + \frac{\mu^2\zeta^2}{P_m^2}\lambda\right)$$

$$a_5 = P^{-1}\left[fF + \frac{a^2 R}{P_m^2}(\zeta^2\mu^2\lambda + \lambda^2 + \mu^2 M^2)\right]$$

$$F = [\mu^2\zeta^2\lambda^3 + (\lambda^2 + \mu^2 M^2)^2]P_m^{-2}$$

$$\lambda = \mu^2 + a^2, \quad f = \frac{\varkappa_\perp}{\varkappa_\parallel}a^2 + \mu^2,$$

$$\mu = m\pi.$$

Граница устойчивости колебаний. Обозначая $\operatorname{Im}\Sigma = i\delta$ из дисперсионного уравнения найдем

$$\delta = a_5 = 0, \tag{6}$$

либо

$$(\delta^2)^2 - a_2\delta^2 + a_4 = 0, \qquad a_1(\delta^2)^2 - a_3\delta^2 + a_5 = 0 \tag{7}$$

Случай стационарной конвекции $\delta = a_5 = 0$ изучен в [1]. Отметим только, что легче других развивается самое „длинноволновое" возмущение ($m = 1$), $\partial R(\delta = 0, \mu)/\partial\mu > 0$ при условии, что $\partial R/\partial a = 0$.

Получим асимптотику критического числа Релея при $M \to \infty$. Условие $\partial R^{st}/\partial a = 0$, определяющее критическое значение a_c волнового числа равносильно равенству

$$g/g_\perp = a^2\left(\frac{a^2}{\pi^2}\frac{\varkappa_\perp}{\varkappa_\parallel} + 1\right), \tag{8}$$

где

$$g = -R^{st}\left(\frac{\varkappa_\perp}{\varkappa_\parallel} + \frac{\pi^2}{a^2}\right)^{-1}.$$

Предположим, что $a_c = 0(M)$. Тогда из (8) следует $\lambda_c \sim M^{2/3}$ в соответствии с допущением. Отсюда критическое число Релея стационарной конвекции равно

$$R_c^{st} = \frac{\varkappa_\perp}{\varkappa_\parallel}\pi^2 M^2. \tag{9}$$

Поскольку при $\omega_e \tau_e \ll 1$ теплопроводность изотропна, то, как и следовало ожидать, полученная асимптотика дает известный закон „$\pi^2 M^2$". Интересно заметить, что в анизотропной плазме при больших M R^0 формально зависит только от анизотропии теплопроводности, которая снижает величину R^0 по сравнению со случаем изотропной теплопроводности [1].

Для исследования колебательной конвекции решим каждое из уравнений (7) относительно R:

$$R = R_1(\gamma, \nu) = R_2(\gamma, \nu)$$

$$R_1 = \frac{\gamma^4 - A_2\gamma^2 + A_4}{B_2\gamma^2 - B_4}, \qquad R_2 = \frac{a_1\gamma^4 - A_3\gamma^2 + A_5}{B_3\gamma^2 - B_5}.$$

Полученные выражения весьма громоздки; анализ различных случаев весьма затруднителен, поэтому ограничимся рассмотрением асимптотического поведения частоты нейтральных колебаний и критического числа Релея R^0_* при $M \to \infty$. Как и выше, предположим, что $a^2_* = 0(M)$. Тогда

$$\frac{a^2 R P_m}{P\mu^2 M^2} = (q_1 - 1)\,\nu = \frac{a_1 q_1^2 - 2(a_1 - \nu\gamma)\,q_1 + f/P}{q_1(2P_m^{-1} + 1) - P_m^{-1}},$$

где

$$q_1 = \gamma^2 P_m (\mu M)^{-2}.$$

Корень $q_1 = 1$ этого уравнения соответствует стоячей альвеновской волне с узлами на границах. В этом случае $R = 0$. В изотропной плазме эта ветвь колебаний не зависит от градиента температуры. Заметим, что процедура решения системы (4), предложенная Чандрасекаром, автоматически исключает эту ветвь при $\varkappa_\perp = \varkappa_\parallel$ [3].

Второй корень этого уравнения дает

$$R = -\mu^2 M^2 \frac{P^2(1 + P_m)}{P_m^2} \; \frac{\gamma^2}{a^2(f + P\nu)}$$

Отсюда

$$R^0_* = -\pi^2 M^2 \frac{P^2(1 + P_m)}{P_m^2} \begin{cases} (P + \varkappa_\perp/\varkappa_\parallel)^{-1}, & \text{если } \dfrac{\varkappa_\perp}{\varkappa_\parallel} > \dfrac{1-P}{2} \quad \text{случай } A \\[2ex] 4\,\dfrac{1 - \varkappa_\perp/\varkappa_\parallel}{(1 + P)^2}, & \text{если } \dfrac{\varkappa_\perp}{\varkappa_\parallel} < \dfrac{1-P}{2} \quad \text{случай } B \end{cases}$$

При $\varkappa_\perp \to \varkappa_\parallel$ последнее переходит в аналогичное выражение, полученное Гибсоном [4] при более реальных электродинамических граничных условиях. Не исключено поэтому, что полученное выражение справед-

ливо, как и в случае $\varkappa_\perp = \varkappa_\parallel$, для более широкого класса граничных условий.

В случае $\varkappa_\perp < \varkappa_\parallel (1-P)/2$ (сильная анизотропия) $a_c^2 \approx \pi^2 (1+P) \times (1 - P - 2\varkappa_\perp/\varkappa_\parallel)$, что оправдывает предположение, позволившее найти асимптотику. В противоположном случае a_c^2 — бесконечно большая величина более низкого порядка по сравнению с M.

Частота нейтральных колебаний при $M \to \infty$ равна

$$\omega^2 = \frac{\varkappa^2 M^2}{P_m^2} \begin{cases} \left(\frac{\varkappa_\perp}{\varkappa_\parallel} P_m - P\right)\left(\frac{\varkappa_\perp}{\varkappa_\parallel} + P\right)^{-1} & \text{(случай } A\text{)} \\ [(1-P) P_m - 2P](1+P)^{-1} & \text{(случай } B\text{)} \end{cases}$$

Необходимым условием развития колебательной конвекции является выполнение неравенства $\omega^2 > 0$, т. е.

$$\varkappa_\perp P_m/\varkappa_\parallel > P \qquad (A)$$

$$(1-P) P_m > 2P \qquad (B)$$

Можно показать, что в случае A условие $\omega^2 > 0$ равносильно условию $R_c^{II} > R_c^0$, т. е. при больших числах Гартмана конвекция имеет колебательный характер, если $P_m \varkappa_\perp/\varkappa_\parallel > P$ и $\varkappa_\perp/\varkappa_\parallel > (1-P)/2$. В случае B колебательная конвекция наступает раньше, чем стационарная, если

$$P_m > 2P/(1-P) \quad \text{и} \quad (1-P)/2 > \varkappa_\perp/\varkappa_\parallel > \chi,$$

$$\chi = \frac{4}{4 + (1+P^{-1})^2 P_m^2 (1+P_m)}.$$

Однако конвекция стационарна при больших числах Гартмана, если $\varkappa_\perp/\varkappa_\parallel < \chi$, так как в том случае $R_c^{II} < R_c^0$.

Таким образом, при достаточно большом числе Гартмана и „магнитном числе Прандтля" P_m существует область значений параметров, в которой неустойчивость носит колебательный характер. Более детальную информацию о неустойчивости можно получить численным расчетом. Ниже мы приведем результаты этого расчета для набора параметров, близкого к характерному для полностью ионизованной водородной плазмы.

Конвекция в водородной плазме. Вязкость плазмы определяется ионами, теплопроводность же вдоль магнитного поля — электронами, поэтому [5]:

$$P = \frac{\nu_0}{\varkappa_{\parallel e}} \approx \frac{\nu_0}{\varkappa_\parallel} \approx 0.01.$$

При значениях кулоновского логарифма $\approx 10-20$ другие безразмерные параметры задачи запишем в виде

$$\omega_e \tau_e \approx 5 \cdot 10^{11} \frac{HT^{3/2}}{n}, \qquad P_m \approx 10^{21} T^{-1} n$$

$$M = 10^{-7} HdT^{1/2}, \quad [T] = eV$$

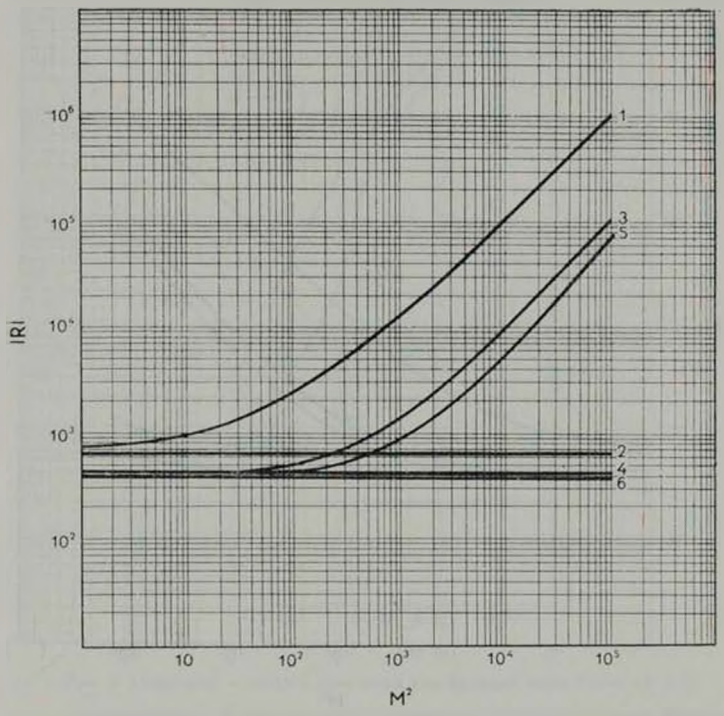


Рис. 1. Зависимость критического числа Релея для колебательной R_c^0 и стационарной R_c^{st} конвекции от числа Гартмана M при $P = 10^{-2}$, $P_m = 10^4$: кривая 1 соответствует R_c^{st} ($\omega_e \tau_e = 0$), 2 — R_c^0 ($\omega_e \tau_e = 0$), 3 — R_0^{st} ($\omega_e \tau_e = 10$), 4 — R_c^0 ($\omega_e \tau_e = 10$), 5 — R_c^{st} ($\omega_e \tau_e = 20$), 6 — R_c^0 ($\omega_e \tau_e = 20$)

При

$$\omega_e\tau_e < 30$$

$$\varkappa_\perp/\varkappa_\parallel = \varkappa_{\perp,i}/\varkappa_{\parallel,i} \approx 0.1 \div 1.1\,\frac{1.3(\omega_e\tau_e)^2 + 3.2}{(\omega_e\tau_e)^4 + 15\,\omega_e\tau_e - 3.8}.$$

Из приведенных соотношений видно, что во многих случаях $P_m \gg 1$.

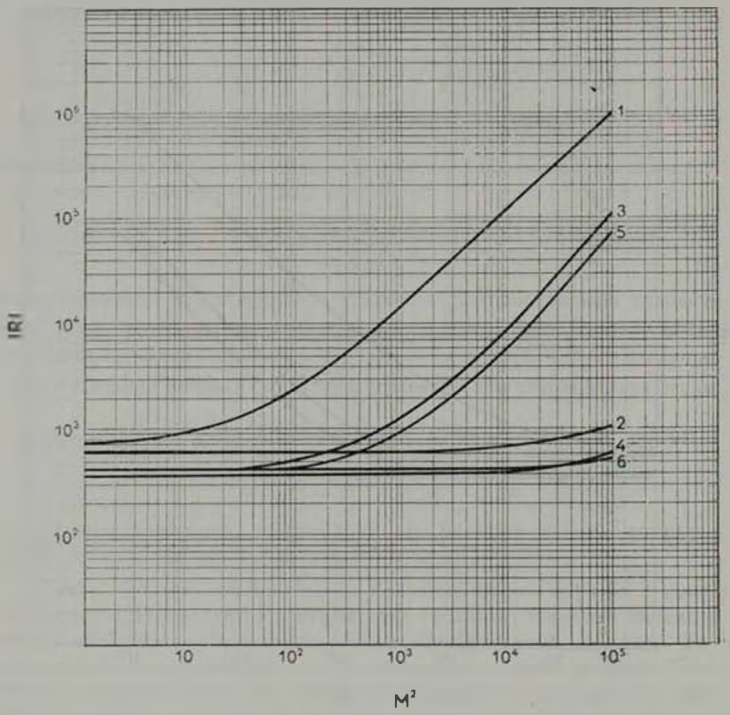


Рис. 2. Зависимость $R_e^{\parallel}$ и $R_e^{a\prime}$ от M при $P = 10^{-2}$, $P_m = 10^2$. Номера кривых соответствуют тем же значениям $\omega_e\tau_e$, что и на рис. 1.

Зависимость $R_e^{\parallel}$ и $K_e^{a\prime}$ от M, полученная численным решением уравнений (6), (7) представлена на рис. 1, 2. Увеличение анизотропии электро- и теплопроводности ведет к понижению устойчивости плазмы как относительно монотонных, так и колебательных возмущений.

Легко видеть, что для достаточно больших значений P_m преобладает колебательная неустойчивость — она развивается при значительно меньших градиентах температуры, чем стационарная конвекция.

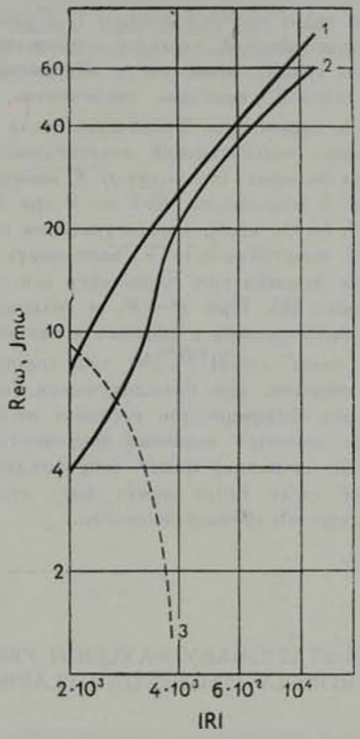


Рис. 3. Инкремент и частота колебаний как функции числа Релея ($R < 0$).

Остановимся на вопросе о величинах инкрементов при быстром сверхадиабатическом нагреве слоя плазмы. Когда $R \gg R_*''$, возмущения растут монотонно.

Предполагая, что максимальный инкремент достигается при конечном значении „a“ ($a \approx a_*$), из (5) в пределе больших R получим

$$\Sigma^2 \approx -R\frac{a_*^2}{k_*^2 P} - \frac{\pi^2 M^2}{P_m}.$$

При этом должно быть $M^2 \leqslant 0(R)$, $\Sigma^2 = 0(R)$; $\operatorname{Im}\Sigma \to 0$.

Для того, чтобы составить более полное представление о возникновении конвекции при закритических значениях градиента температуры, приведем результаты численного расчета инкрементов и частот колебаний для плазмы с параметрами $P = 0.01$, $\omega_e \tau_e = 10$, $P_m = 10^4$; волновое число выберем равным 1. В этом случае неустойчивость носит апериодический характер в диапазоне M от 0 до 10^2. На рис. 3 приведен график зависимости инкремента $Re\,\Sigma$ от R при $M = 1$ (сплошная линия I), величины инкрементов мало зависят от M в этом интервале параметров. Увеличение числа Гартмана до $10^{3/2}$ приводит к появлению колебательной неустойчивости при $-3 \cdot 10^3 \lesssim R \lesssim -2 \cdot 10^4$; для больших (по модулю) R возмущения нарастают монотонно. На рис. 3 зависимость $Re\,\Sigma$ от R при $M^2 = 10^5$ показана сплошной линией II, $\mathrm{Im}\,\Sigma$ — изображена пунктиром (кривая III). Переход колебательной неустойчивости в монотонную при достаточно больших градиентах температуры характерен и в случае изотропной проводящей жидкости [6]. При $R \sim R_c$ и больших M и P_m период колебаний должен быть сравним с двойным временем пробега τ_A альвеновской волны в слое: $\tau_A \approx 2l \sqrt{P_m / M}$, что хорошо согласуется с расчетом. Таким образом, при больших числах Релея и Гартмана и $\omega_e \tau_e \gtrsim 10$ анизотропия коэффициентов переноса не влияет на частоту колебаний и слабо изменяет величины инкрементов. С другой стороны, возникновение конвекции может сопровождаться колебаниями, причем критическое число Релея может быть существенно меньше того, которое присуще изотропной жидкости.

Институт физики Земли
АН СССР

ON THE NON-STATIONARY RAYLEIGH PROBLEM FOR STRONGLY MAGNETIZED PLASMA

L. A. ABRAMOV, L. S. ALPEROVITCH

The problem concerning oscillatory onset of convection in a horizontal plasma layer immersed in constant vertical gravitational and magnetic fields has been solved. When thermal conductivity anisotropy is significant, viscosity is isotropic (only the electrons are magnetized) and also the Hartman number is large, an overstability can occur if „the magnetic Prandtl number" is large in comparison with unity. The formulae deduced is a natural generalization of Chandrasekhar's criteria and may by used in the theory of hydromagnetic wave generation.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Н. Гершман, В. Л. Гинзбург.* Труды ГГУ 30, 1956.
2. *B. D. Savage.* Ap. J., 156, 707, 1969.
3. *S. Chandrasekhar.* Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Oxford, 1968.
4. *R. D. Gibson.* Proc. Camb. Phil. Soc., 67, 287, 1966.
5. *С. И. Брагинский.* Вопросы теории плазмы, вып. 1, 1963.
6. *Г. З. Гершуни, Е. М. Жуховицкий.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости, Наука, М., 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЕ С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Е. В. СУВОРОВ, Ю. В. ЧУГУНОВ

Поступила 8 июля 1974

Исследуются дисперсионные характеристики электромагнитных волн в релятивистской плазме с одномерной функцией распределения, устанавливающейся в результате радиационных потерь в сильном магнитном поле. Показано, что продольные волны в такой плазме существуют в некотором интервале частот, вблизи плазменной частоты, распространяются под малыми углами к внешнему магнитному полю, а их фазовые скорости превышают скорость света, вследствие чего продольные волны не обладают какими преимуществами в смысле генерации перед другими типами волн (невозможна их „черенковская" генерация). Дисперсионные свойства электромагнитных волн в низкочастотных интервалах $\omega_{H1} \ll \omega \ll \omega_{H_e}$ и $\omega \ll \omega_{H1}$ в „квазивакуумном" приближении ($|n^2 - 1| \ll 1$) аналогичны свойствам нормальных волн в холодной плазме в соответствующих частотных интервалах. Отличительной чертой релятивистской плазмы является затухание волн, обусловленное наличием в ней непрерывного спектра гирочастот и сильной пространственной дисперсией. Для квазипродольного распространения найдены инкременты неустойчивостей альфвеновской и быстрой магнитозвуковой волн, связанных с одномерностью функции распределения.

Проблема генерации и распространения электромагнитных волн в релятивистской плазме в последнее время приобретает все большее значение в связи с интерпретацией излучения пульсаров. По современным представлениям вблизи пульсаров — нейтронных звезд возможно существование сильных магнитных полей (до 10^{12} э) и ультрарелятивистских частиц; холодная плазма при этом может отсутствовать. Дисперсионные свойства электромагнитных волн и условия их генерации в такой среде могут существенно отличаться от достаточно полно исследованных свойств электромагнитных волн в холодной плазме. Исследование волн в релятивистской плазме осложняется тем обстоятельством, что их свойства существенно зависят от функции

распределения релятивистской плазмы, которая неизвестна. Капланом и Цытовичем [1] (см. также [2]) было замечено, что из-за радиационных потерь в сильном магнитном поле функция распределения релятивистских частиц становится одномерной. Однако конкретный вид одномерного распределения, предложенный ими:

$$f_1 = \frac{(\gamma - 1)\, n_0 \varepsilon_*^{\gamma-1}}{(\varepsilon + \varepsilon_*)^{\gamma}} \qquad (1)$$

(f_1 — энергетический спектр релятивистских частиц, n_0 — их концентрация, γ — показатель энергетического спектра при $\varepsilon \to \infty$, ε_* — некая характерная энергия в спектре, значительно превышающая энергию покоя — $\varepsilon_* \gg m_0c^2$) не совсем удачен. Дело в том, что радиационные потери в магнитном поле уменьшают энергию релятивистской частицы до значения порядка $m_0c^2/\sin\theta_0$ (где θ_0 — начальный питч-угол частицы). Поэтому трудно ожидать, что в установившемся одномерном распределении почти все частицы будут ультрарелятивистскими (как для распределения (1)), если только оно с самого начала не было уже одномерным. Кроме того, производная по импульсам df_1/dp, характеризующая „равнонесность" функции распределения, в случае распределения (1) положительна вплоть до энергий $\varepsilon = m_0c^2(\varepsilon_*/m_0c^2)^{1/3}$.

Анализ процесса одномеризации функции распределения релятивистских частиц, проведенный в [3], показывает, что в результате радиационных потерь в магнитном поле устанавливается одномерное распределение

$$f(p_\perp, p_\parallel) = f_1(p_\parallel)\frac{\delta(p_\perp)}{2\pi p_\perp}, \qquad f_1(p_\parallel) = \frac{n_0}{2m_0c}\left|\frac{m_0}{m(p)}\right|^3 \qquad (2)$$

со средней энергией, близкой к энергии покоя m_0c^2. Распределение (2) формируется из любого изотропного распределения с ультрарелятивистской энергией за времена порядка $t_0 = 3m_0c^3/2e^4H_0^2$ (где e и m_0 — заряд и масса покоя частиц, H_0 — напряженность магнитного поля, c — скорость света).

В настоящей работе мы рассмотрим дисперсионные свойства электромагнитных волн в плазме с одномерным распределением (2). Там, где это возможно, будет произведено сопоставление с результатами работы [1], в которой исследованы волны в плазме с одномерным распределением (1).

1. Тензор диэлектрической проницаемости для $e^{-i\omega t + i\vec{k}\vec{r}}$ волн в плазме с одномерной функцией распределения равен (см. также 1):

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 1 - \frac{4\pi e^2}{\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{m} f_1(p_z) \frac{(\omega - k_z v_z)^2}{(\omega - k_z v_z)^2 - \tilde{\omega}_H^2};$$

$$\varepsilon_{zz} = 1 + \frac{4\pi e^2}{\omega} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \left| \frac{v_z}{\omega - k_z v_z} \frac{df_1}{dp_z} - \frac{f_1(p_z)}{m} \frac{1}{\omega} \frac{k_z^2 v_z^2}{(\omega - k_z v_z)^2 - \tilde{\omega}_H^2} \right|;$$

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = i \frac{4\pi e^2}{\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{m} f_1(p_z) \frac{(\omega - k_z v_z)\tilde{\omega}_H}{(\omega - k_z v_z)^2 - \tilde{\omega}_H^2}; \qquad (3)$$

$$\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = -\frac{4\pi e^2}{\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{m} f_1(p_z) \frac{k_z v_z (\omega - k_z v_z)}{(\omega - k_z v_z)^2 - \tilde{\omega}_H^2};$$

$$\varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy} = -i \frac{4\pi e^2}{\omega^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_z}{m} f_1(p_z) \frac{k_z v_z \tilde{\omega}_H}{(\omega - k_z v_z)^2 - \tilde{\omega}_H^2};$$

где $f_1(p_z)$ — функция распределения частиц по продольным импульсам; $\tilde{v}$, m — скорость и релятивистская масса частиц, $\tilde{\omega}_H = \omega_H m_0/m$ — релятивистская гирочастота. Выражение (3) приведено для тензора диэлектрической проницаемости в системе координат с осью z вдоль внешнего магнитного поля $\vec{H}_0$ и осью x в плоскости $\vec{k}\vec{H}_0$. При наличии положительной мнимой добавки в частоте интегрирование в (3) проводится по действительной оси; при $\mathrm{Im}\,\omega < 0$ контур интегрирования деформируется так, чтобы компоненты тензора ε_{ij} были аналитическими функциями частоты.

С учетом выражения (2) для $f_1(p_z)$ можно в ряде случаев получить компоненты ε_{ij} в аналитическом виде. Так, при поперечном распространении ($k_z = 0$)

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 1 + \frac{\pi}{2} \frac{\omega_0^2}{\omega_H^2} \left| 1 - 1/\sqrt{1 - \omega_H^2/\omega^2} \right|;$$

$$\varepsilon_{zz} = 1 + \frac{\pi}{2} \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \left| -\frac{3}{8} + \frac{c^2k^2}{\omega_H^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{\omega^2}{\omega_H^2} \right) + \frac{c^2k^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega_H} \right)^4 \sqrt{1 - \omega_H^2/\omega^2} \right|; \qquad (4)$$

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = i \frac{\omega_0^2}{\omega\omega_H} \left| -1 + \frac{\omega}{\omega_H} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_H^2/\omega^2}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{\omega^2/\omega_H^2 - 1}} \right|;$$

$$\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = 0$$

где $\omega_0^2 = \dfrac{4\pi e^2 N_0}{m_0}$, $\omega_H = \dfrac{eH_0}{m_0 c}$.

Выражения (4) приведены для частот $\omega \neq \omega_H$. При $\omega < \omega_H$ в тензоре диэлектрической проницаемости появляется антиэрмитова часть, связанная с циклотронным резонансом на релятивистской гирочастоте. В этом случае в компонентах ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{yx} следует вместо $\sqrt{1-\omega_H^2/\omega^2}$ подставить $i\sqrt{\omega_H^2/\omega^2-1}$, а в компонентах ε_{xy}, ε_{yx} $\sqrt{1-\omega_H^2/\omega^2}\operatorname{arctg}\cdot\sqrt{\omega^2/\omega_H^2-1}$ заменить на

$$\left|\frac{1}{2\sqrt{\omega_H^2/\omega^2-1}}\ln\frac{1-\sqrt{1-\omega^2/\omega_H^2}}{1-\sqrt{1-\omega^2/\omega_H^2}}-i\frac{\pi}{2}\frac{1}{\sqrt{\omega_H^2/\omega^2-1}}\right|.$$

При $\vec{k}\parallel\vec{H}_0$ простое аналитическое выражение получается для продольной компоненты тензора диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_{zz}=1-\frac{3\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{c^2k^2}\left|-1+2\frac{\omega^2}{c^2k^2}\right|1-\begin{pmatrix}\sqrt{1-c^2k^2/\omega^2} & c^2k^2/\omega^2>1\\ i\sqrt{c^2k^2/\omega^2-1} & c^2k^2/\omega^2>1\end{pmatrix}\Bigg|\Bigg|. \tag{5}$$

Мнимая часть ε_{zz} здесь связана с затуханием Ландау при $(c^2k^2/\omega^2)>1$.

В случае сильного магнитного поля ($\omega_H \gg \omega_0, \omega$) тензор диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy}=1+\frac{\pi}{2}\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\left(1+\frac{1}{2}c^2k_z^2/\omega^2\right);$$

$$\varepsilon_{zz}=1+\frac{\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{\omega_H^2}\frac{c^2k_z^2}{\omega^2}-\frac{3\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{c^2k_z^2}\left|-1+2\frac{\omega^2}{c^2k_z^2}\right|1-$$

$$-\begin{pmatrix}\sqrt{1-c^2k_z^2/\omega^2} & \text{при}\quad c^2k_z^2<\omega^2\\ i\sqrt{c^2k_z^2/\omega^2-1} & \text{при}\quad c^2k_z^2>\omega^2\end{pmatrix}\Bigg|\Bigg|; \tag{6}$$

$$\varepsilon_{xy}=-\varepsilon_{yx}=-i\frac{\omega_0^2}{\omega\omega_H};\qquad \varepsilon_{xz}=\varepsilon_{zx}=-\frac{\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{\omega_H^2}\frac{c^2k_xk_z}{\omega^2};$$

$$\varepsilon_{yz}=-\varepsilon_{zy}\simeq 0.$$

В выражениях (6) опущены антиэрмитовые части, связанные с поглощением в областях нормального и аномального эффекта Доплера. Они имеют более высокий порядок малости по ω/ω_H и не влияют на показатели преломления и поляризацию нормальных волн. Антиэрмитова часть тензора ε будет учтена при исследовании затухания и усиле-

ния низкочастотных волн. Компоненты ε_{xy} и ε_{yz} имеют порядок $\omega_0^2\omega/\omega_H^3$ или ω_H/ω; мы будем считать их равными нулю, ограничившись учетом членов порядка ω^2/ω_H^2 и ниже.

2. В плазме с одномерным распределением электронов (2) поперек магнитного поля распространяются две высокочастотные ($\omega \gg \omega_H$) нормальные волны. Показатель преломления необыкновенной волны равен

$$n_1^2 = \varepsilon_{xx} + \frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{xx}}, \tag{7}$$

где компоненты тензора ε определяются выражениями (4). Вектор электрического поля в этой волне лежит в плоскости, перпендикулярной $\vec{H}_0$ и имеет составляющую, параллельную волновому вектору $\vec{k}$. На частоте

$$\omega = \omega_H \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + 2\omega_H^2/\omega_0^2)^2}},$$

где $\varepsilon_{xx} = 0$, показатель преломления необыкновенной волны обращается в бесконечность. Это соответствует плазменному резонансу, поскольку поляризация волны становится чисто продольной. Для некоторых частот $n_1^2 < 0$, т. е. имеется интервал непрозрачности. На частотах $\omega < \omega_H$ существуют затухающие волны.

Показатель преломления обыкновенной волны находится из дисперсионного соотношения $n^2 = \varepsilon_{zz}(n^2)$, где ε_{zz} определяется (4) и равен

$$n_2^2 = \frac{1 - \dfrac{3\pi}{16}\dfrac{\omega_0^2}{\omega^2}}{1 - \dfrac{\pi}{2}\dfrac{\omega_0^2}{\omega_H^2}\left[1 - \dfrac{\omega^2}{\omega_H^2} - \dfrac{\omega^2}{\omega_H^2}\left(\begin{matrix}\sqrt{1 - \omega_H^2/\omega^2}, & \omega > \omega_H \\ i\sqrt{\omega_H^2/\omega^2 - 1}, & \omega < \omega_H\end{matrix}\right)\right]}. \tag{8}$$

Эта волна является поперечной с вектором электрического поля, параллельным внешнему магнитному полю. Ее показатель преломления конечен на всех частотах, однако для некоторых одномерных распределений возможен резонанс на обыкновенной волне. При этом магнитное поле волны бесконечно велико по сравнению с электрическим.

Вдоль магнитного поля отделяется дисперсионное уравнение для продольных волн $\varepsilon_{zz} = 0$, где ε_{zz} определяется выражением (5). Это уравнение имеет точное решение, существующее при $k \gg \omega/c$:

$$\omega = \pm \frac{ck}{2}\left(\frac{\omega_0}{ck} + \frac{ck}{\omega_0}\right); \qquad \omega_0^2 = \frac{3\pi}{4}\omega_{0p}^2 \tag{9}$$

из которого следует, что частоты плазменных волн лежат в интервале от $\bar{\omega}_0/2$ до $\bar{\omega}$; фазовая скорость этих волн превышает скорость света, в связи с чем затухание Ландау отсутствует. По этой же причине невозможна „черенковская" генерация продольных волн пучками электронов по крайней мере в рамках метода возмущений, когда дисперсионные свойства плазменных волн определяются соотношением (9).

Для плазменных волн, распространяющихся под углом к сильному магнитному полю ($\omega_0 \ll \omega_H$), сохраняется соотношение (9) с заменой k на k_z. Однако условия продольности волн, при которых справедливо дисперсионное уравнение $\varepsilon_{zz} = 0$, выполнены лишь для углов $\theta \ll 1$ (более подробно об условиях применимости дисперсионного уравнения $\varepsilon_{zz} = 0$ см [4]). Это означает, что продольные волны существуют лишь в узком интервале углов вблизи направления сильного магнитного поля.

Аналогичная ситуация имеет место и в случае ультрарелятивистского одномерного распределения (1) см. [1]. Продольные волны здесь тоже существуют в широком интервале частот, превышающих плазменную частоту, распространяются под малыми углами к магнитному полю*, а их фазовые скорости превышают скорость света**. Отличие лишь в том, что плазменная частота при ультрарелятивистском распределении (1) значительно ниже из-за большой средней массы частиц

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi(\gamma - 1)\, e^2 N_0 c^2}{\varepsilon_0} \ll \omega_0^2.$$

При исследовании плазменной турбулентности часто считается заданным высокий уровень энергии продольных колебаний, которые по существу являются источником турбулентности [2]. Такая постановка задачи оправдана для „холодной" плазмы, где практически любой пучок заряженных частиц является причиной неустойчивости на продольных волнах.

В релятивистской плазме, где нет продольных волн с фазовой скоростью меньше скорости света, продольные волны не обладают явными преимуществами в смысле генерации перед другими типами волн.

---

* В [1] в качестве критерия существования продольных волн при ультрарелятивистском распределении (1) приведено неравенство $\theta \ll m_0c^2/\varepsilon_0 \ll 1$. По-видимому, это требование является слишком жестким; достаточно удовлетворить условию $\theta \ll 1$.

** Последнее обстоятельство было упущено в [1]. В связи с этим лишены физического смысла выражения для декрементов затухания Ландау на продольных волнах, найденные в [1], а также неверно сделанное там допущение о возможности „черенковской" генерации продольных волн.

Это относится к изотропной ультрарелятивистской плазме без магнитного поля (см. [5]). Аналогичная ситуация для продольных волн в плазме с сильным магнитным полем имеет место как в случае рассмотренного выше одномерного распределения (2), так и для ультрарелятивистского одномерного распределения (1), исследованного в [1] (см. примечание ** на стр. 192).

3. Из-за сильной пространственной дисперсии в случае одномерного распределения (2) дисперсионное уравнение для электромагнитных волн не решается в аналитическом виде даже для низких частот. Поэтому мы воспользуемся так называемым „квазивакуумным" приближением [6], при котором в нулевом приближении показатели преломления считаются равным единице, а в следующем приближении находятся малые поправки к единице (полагая в компонентах ε_{ij}, зависящих от ω и $\vec{k}$, величину c^2k^2/ω^2 равной единице).

Квазивакуумное приближение применимо в том случае, когда концентрация частиц в каком-то смысле мала (нулевое приближение — вакуум). Конкретные ограничения на концентрацию получаются из условия, что показатели преломления, найденные в квазивакуумном приближении, мало отличаются от единицы.

Исследуя дисперсионные свойства электромагнитных волн, удобно низкочастотный интервал разделить на два:

$$\text{а)}\quad \omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_{He} \tag{10а}$$

в котором можно пренебречь влиянием ионов на свойства распространяющихся волн. Этот частотный интервал расширяется, если ионы являются ультрарелятивистскими* ;

$$\text{б)}\quad \omega \ll \omega_{Hi} \tag{10б}$$

где необходим учет движения ионов.

В квазивакуумном приближении в первом частотном интервале (10а) решение дисперсионного уравнения с тензором диэлектрической проницаемости (6) имеет вид

$$n_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\left[1 + 2a\sin^2\theta - b\frac{\cos^2\theta}{(1+\sin\theta)^2}\right] \mp \left[2 - b\frac{1+\cos^2\theta}{(1+\sin\theta)^2} + 6a + a\sin^2\theta - ab(2+3\cos^2\theta+\cos^4\theta)(1+\sin\theta)^{-2} + 1\right]^{\frac{1}{2}} G \tag{11}$$

* Ионы могут иметь ультрарелятивистское квазиизотропное распределение, так как время „одномеризации" функции распределения ионов значительно больше, чем для электронов.

$$G = \sin^4\theta \left| \frac{b}{(1+\sin\theta)^2} + a - a\delta \frac{2-\cos^2\theta}{(1+\sin\theta)^2} \right|^2 +$$

$$+ 4c^2\cos^2\theta \left| 1 - \frac{b}{(1+\sin\theta)^2} \right|^2,$$

где

$$a = \frac{\pi}{4}\omega_0^2/\omega_H^2, \qquad b = \frac{3\pi}{4}\omega_0^2/\omega^2, \qquad c = \omega^2/\omega\omega_H.$$

В случае продольного распространения нормальные волны циркулярно поляризованы и имеют показатели преломления такие же, как в холодной плазме в соответствующем интервале частот

$$n_{1,2}^2 = 1 \pm \omega_0^2/\omega\omega_H, \tag{12}$$

что связано с независимостью показателей преломления от массы частиц.

При поперечном распространении волны линейно поляризованы, а их показатели преломления равны

$$n_1^2 = 1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_H^2}\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right), \tag{13а}$$

$$n_2^2 = 1 - \frac{3\pi}{16}\omega_0^2/\omega^2. \tag{13б}$$

Выражение (13б) свободно от ограничения $|1 - n_2^2| \ll 1$ и может быть получено из точного выражения (8) в пределе $\omega_H \gg \omega_0, \omega$.

При произвольном угле θ между волновым вектором $\vec{k}$ и $\vec{H}_0$ в рассматриваемой области частот практически для всех θ ($\theta \gg \sqrt{\omega/\omega_H}$) работают формулы квазиполеречного распространения

$$n_1^2 \simeq 1 + \frac{\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{\omega_H^2}(2+\cos^2\theta) + \frac{1}{1 - \frac{3\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{1-\sin\theta}{1+\sin\theta}} \times$$

$$\times \frac{4}{3\pi}\frac{\omega^2}{\omega_H^2}\left\{(1+\sin\theta)^2\operatorname{ctg}^2\theta\left|1 - \frac{3\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{1}{(1+\sin\theta)^2}\right|^2 - \frac{3\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\sin^2\theta\right\};$$

$$n_2^2 \simeq 1 - \frac{3\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{\sin^2\theta}{(1+\sin\theta)^2}. \tag{14}$$

Поляризация волн в плоскости, перпендикулярной волновому вектору $\vec{k}$, линейная, причем необыкновенная волна является поперечной $\vec{E} \parallel [\vec{k}\vec{H}]$, а обыкновенная имеет проекцию вектора E на $\vec{k}$.

При $\theta \ll \sqrt{\omega/\omega_H}$ работают формулы квазипродольного распространения и, следовательно, показатели преломления (12) по-прежнему определяют распространение двух поперечных циркулярно поляризованных волн.

На частотах ниже ионной гирочастоты необходимо учитывать вклад ионов в дисперсионные характеристики. В силу того, что времена релаксации функции распределения к одномерной для ионов и электронов, различны (отношение времени релаксации ионов к времени релаксации электронов $\sim (m_i/m_e)^2$, где m_i — масса иона, m_e — масса электрона), представляет интерес рассмотреть два типа ионных распределений: одномерное распределение (2) и изотропное моноэнергетическое с ультрарелятивистской энергией.

Рассмотрим сначала дисперсионные характеристики для одномерной функции распределения ионов по импульсам вида (2).

В этом случае вместо тензора (6) имеем

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 1 + \frac{\pi}{2}\frac{\omega_{0i}^2}{\omega_{Hi}^2}\left(1 + \frac{1}{2}c^2k_z^2/\omega^2\right);$$

$$\varepsilon_{zz} = 1 + \frac{\pi}{4}\frac{\omega_{0i}^2}{\omega_{Hi}^2}\frac{c^2k_x^2}{\omega^2} - \frac{3\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{c^2k_z^2}\Bigg\} - 1 + 2\frac{\omega^2}{c^2k_z^2}\left[1 - \sqrt{1 - \frac{c^2k_z^2}{\omega^2}}\right]; \quad (15)$$

$$\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = -\frac{\pi}{4}\frac{\omega_{0i}^2}{\omega_{Hi}^2}\frac{c^2k_xk_z}{\omega^2}; \qquad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \varepsilon_{zy} = \varepsilon_{yz} = 0,$$

где ω_{0i} и ω_{Hi} — соответственно плазменная частота и гирочастота ионов.

При квазипродольном распространении, которое теперь справедливо в интервале углов $\theta \ll \omega_{0i}/\omega_{Hi}\sqrt{\omega/\omega_{Hi}\ln\omega_{Hi}/\omega}$, могут распространяться две циркулярно поляризованные волны: альвеновская и быстрая магнитозвуковая с одинаковыми (с точностью до членов более высокого порядка по ω/ω_{Hi}) показателями преломления

$$n_{1,2}^2 \simeq 1 + \frac{3\pi}{4}\omega_{0i}^2/\omega_{Hi}^2. \quad (16)$$

При квазипоперечном распространении, когда $\theta \gg (\omega_{0i}/\omega_{Hi})\sqrt{\omega/\omega_{Hi}\ln\omega_{Hi}/\omega}$, альвеновская волна переходит в обыкновенную с показателем преломления

$$n_2^2 \simeq 1 - \frac{3\pi}{4}\frac{\omega_0^2}{\omega^2}\frac{\sin^2\theta}{(1+\sin\theta)^2}, \qquad (17)$$

а показатель преломления необыкновенной волны в квазивакуумном приближении при этом равен

$$n_1^2 \simeq 1 + \frac{\pi}{4}\frac{\omega_{0i}^2}{\omega_{Hi}^2}(2+\cos^2\theta). \qquad (18)$$

Если ионы имеют изотропное моноэнергетическое распределение с ультрарелятивистской энергией, а электроны—одномерное распределение (2), то на частотах $\omega \ll \omega_{Hi}$, где $\omega_{Hi} = \omega_{Hi} m_i c^2/\varepsilon$, — релятивистская гирочастота ионов, дисперсионные свойства электромагнитных волн аналогичны рассмотренным выше, с заменой ионной ленгмюровской и гирочастоты на их релятивистские обобщения. Так, например, при квазипродольном распространении $n_{\parallel}^2 \simeq 1 + (4/3)(\bar{\omega}_{0i}^2/\bar{\omega}_{Hi}^2)$ (где $\bar{\omega}_{0i}^2 = \omega_{0i}^2(m_{0i}/m_i)$, $\bar{\omega}_{Hi} = \omega_{Hi}(m_{0i}/m_i)$). Это же выражение определяет показатель преломления необыкновенной волны при квазипоперечном распространении для частот, скажем, выше электронной ленгмюровской.

4. Как показывает проведенное выше рассмотрение, показатели преломления и поляризационные характеристики нормальных волн в релятивистской плазме аналогичны дисперсионным характеристикам волн в холодной магнитоактивной плазме на частотах $\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_H$ и $\omega \ll \omega_{Hi}$ при условии, что $\omega_{0e}^2 \ll \omega_{He}^2$ и $\omega_{0i}^2 \ll \omega_{Hi}^2$. Однако, в отличие от холодной плазмы, в релятивистской плазме, где частицы имеют непрерывный спектр гирочастот, возможно резонансное взаимодействие отдельных частиц с излучением, приводящее к бесстолкновительному затуханию или усилению нормальных волн.

Не останавливаясь подробно на вычислении антиэрмитовой части тензора диэлектрической проницаемости, приведем декременты нормальных волн в случае квазипоперечного распространения для одномерного распределения (2). В интервале частот $\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_H$ резонансными являются электроны в области нормального эффекта Доплера. Декременты при этом равны

$$\operatorname{Im}\omega_1 = -\frac{\pi}{4}\frac{\omega_0^2\omega^2}{\omega_H^3}(1+3\cos^2\theta)$$

$$\operatorname{Im}\omega_2 = \frac{\pi}{4}\frac{\omega_0^2\omega^2}{\omega_H^3}\left[1+3\cos^2\theta+\frac{3\pi\sin\theta\cos\theta\,\omega_0^2}{4(1+\sin\theta)^2\omega^2-3\pi\omega_0^2\cos^2\theta}+\right.$$

$$+\frac{3\pi\sin^2\theta\cos^2\theta\,\omega_0^2}{(1+\sin\theta)^2\omega^2-\frac{3\pi}{4}\omega_0^2}\Bigg|. \qquad (19)$$

На частотах $\omega \ll \omega_{Hi}$, если электроны и ионы имеют одномерное распределение по импульсам (2), то при квазипоперечном распространении декременты определяются ионами, излучающими в области нормального эффекта Доплера

$$\mathrm{Im}\,\omega_{1,2}=\frac{\pi^2\omega_{0i}^2}{4}\frac{\omega^2}{\omega_{Hi}^3}(1+3\cos^2\theta). \qquad (20)$$

Если же ионы обладают изотропным моноэнергетическим распределением, то для частот $\omega \ll \omega_{Hi}$ нет ионов, находящихся в резонансе с волной. В этом случае поглощение снова определяется электронами; при этом в выражении для декрементов (20) надо заменить ионную ленгмюровскую и гирочастоты на электронные.

Более интересным является случай квазипродольного распространения, поскольку здесь возможно резонансное взаимодействие волн с частицами в области аномального эффекта Доплера. В работе [1] было обращено внимание, что антиэрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости, связанная с аномальным эффектом Доплера, отрицательна при любом одномерном распределении. При этом для одномерного распределения (1) были вычислены инкременты неустойчивости на альвеновских волнах. Однако следует более подробно остановиться на условиях реализации подобной неустойчивости, поскольку ионы с одномерным распределением могут подавить неустойчивость на альвеновской волне и привести к усилению быстрой магнитозвуковой волны с существенно большим инкрементом.

За исходное мы возьмем одномерное распределение (2) для электронов. Так как в области аномального эффекта Доплера $n\cos\theta > 1$, мы ограничимся рассмотрением случая продольного распространения (результаты будут верны также для $\theta < |\sqrt{n^2-1}|$).

В интервале частот $\omega_{Hi} < \omega < \omega_H$ необыкновенная волна (в которой направление вращения вектора $\vec{E}$ совпадает с направлением вращения электрона во внешнем магнитном поле) затухает на электронах в области нормального эффекта Доплера с декрементом

$$\mathrm{Im}\,\omega_1=2\pi\frac{\omega_{0e}^2\omega}{\omega_H^3}. \qquad (21)$$

Обыкновенная волна с электронами не взаимодействует в силу своих поляризационных свойств*.

На частотах ниже ионной гирочастоты, $n_{1,2}^2 > 1$. Поэтому ионы и электроны могут быть в синхронизме с волнами обеих циркулярных поляризаций.

Рассмотрим сначала случай, когда электроны и ионы имеют одномерное распределение (2). Тогда в декремент альвеновской волны дают вклад электроны в области аномального, а ионы в области нормального эффекта Доплера

$$\operatorname{Im}\omega_2 = \gamma_{e2} + \gamma_{i2} = \frac{\pi}{4}\frac{\omega_0^2\omega^2}{\omega_H^3}(n_2-1)^3 - 2\pi\frac{\omega_0^2\omega^2}{\omega_{Hi}^3}. \qquad (22)$$

Из (22) следует, что вклад электронов в инкремент значительно меньше вклада ионов, который отвечает затуханию.

В случае же холодных ионов, которые не дают вклада в затухание, альвеновская волна будет неустойчивой с инкрементом, определяемым электронами

$$\gamma_2 = \frac{\pi}{32}\frac{\omega_0^2\omega^2}{\omega_H^3}(n_2^2-1)^3. \qquad (23)$$

Таким образом, неустойчивость на альвеновской волне, найденная в [1], отвечает случаю холодных ионов и одномерно распределенных электронов. Если ионы имеют одномерное достаточно широкое распределение по импульсам, то их влияние может оказаться решающим в том смысле, что альвеновская волна вместо усиления затухает.

В декремент необыкновенной (быстрой магнитозвуковой) волны дают вклад электроны в области нормального и ионы в области аномального эффекта Доплера

$$\operatorname{Im}\omega_1 = \gamma_{e1} + \gamma_{i1} = -2\pi\frac{\omega_0^2\omega^2}{\omega_H^3} + \frac{\pi}{4}\frac{\omega_{0i}^2\omega^2}{\omega_{Hi}^3}(n_1-1)^3. \qquad (24)$$

Теперь вклад ионов соответствует усилению волны, а вклад электронов — затуханию. С учетом выражения (16) для n_1^2 легко убедиться, что при соотношении параметров $1 \gg \omega_{0i}^2/\omega_{Hi}^2 > 16/3\pi\,(m_e/m_i)^{2/3}$ необыкновенная волна неустойчива с инкрементом

---

* Учет одномерно распределенных ионов приводит к малым по сравнению с (21) поправкам к декрементам. Эта поправка определяет затухание обыкновенной волны. Для необыкновенной волны знак поправки отвечает усилению, однако она мала по сравнению с декрементом (21), определяемым электронами.

$$\gamma_1 \simeq \frac{\pi}{4}\left(\frac{3\pi}{8}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{\omega_{0l}^6 \omega^2}{\omega_{Hi}^5}, \tag{25}$$

который по порядку величины в $(m/m_e)^2$ раз превышает инкремент альвеновской волны (23).

Наконец, при изотропном моноэнергетическом распределении ионов в частотном интервале $\omega \ll \omega_{Hi}$ нет ионов, находящихся в синхронизме с волнами. Поэтому альвеновская волна неустойчива, ее инкремент определяется электронами и равен

$$\gamma_2 = \frac{\pi}{4} \frac{\omega_0^2 \omega^2}{\omega_H^3}\left(\frac{2}{3} - \frac{\omega_{0l}^2}{\omega_{Hi}^2}\right)^3. \tag{26}$$

В заключение заметим, что в условиях пульсаров, по-видимому, можно считать выполненными условия $\omega_0^2 \ll \omega_H^2$ и $\omega_{0i}^2 \ll \omega_{Hi}^2$, при которых заведомо применимо квазивакуумное приближение, использованное выше. В более плотной плазме с функцией распределения (2) нельзя разделить излучение по типам волн, аналогичным волнам в „холодной" плазме, — здесь возможно появление новых ветвей в решении дисперсионного уравнения.

НИРФИ
г. Горький

THE ELECTROMAGNETIC WAVES IN A RELATIVISTIC PLASMA WITH A STRONG MAGNETIC FIELD

E. V. SUVOROV, Yu V. CHUGUNOV

The properties of the electromagnetic modes are investigated for relativistic plasma with the one-dimensional distribution function which sets through radiative losses in a strong magnetic field. The longitudinal modes are shown to exist in a frequency band near plasma frequency, they are propagated at small angles with respect to the external magnetic field their phase velocities being more than light velocity in value. Thus longitudinal wave generation is not favoured compared with other modes (Cherencov type generation is impossible). The electromagnetic modes in a small density relativistic plasma within the frequency bands $\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_{He}$ and $\omega \lesssim \omega_{Hi}$ are found to be analogous to those in a cold magnetoplasma. Their damping and instability rates are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Астрофизика, 8, 441, 1972.
2. *С. А. Каплан, В. Н. Цытович*, Плазменная астрофизика, Наука, М., 1967.
3. *Е. В. Суворов, Ю. В. Чугунов*, Astrophys. Space Sci., 23, 189, 1973.
4. *Т. А. Горева, Е. В. Суворов*, ЖЭТФ, 62, 2147, 1972.
5. *В. П. Силин, А. А. Рухадзе*, Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Атомиздат, М., 1961.
6. *Ю. А. Кравцов*, ДАН СССР, 183, 74, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

О РАВНОВЕСИИ И УСТОЙЧИВОСТИ ДВУПОЛОСТНЫХ ГИПЕРБОЛОИДАЛЬНЫХ ФИГУР РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

М. Г. АБРАМЯН, С. А. КАПЛАН

Поступила 2 октября 1974

В работе исследуется вопрос равновесия и устойчивости двуполостных гиперболоидальных фигур (ДГВ) равновесия слоя межзвездной среды, вложенных в сфероидальные галактики с учетом собственной гравитации и магнитного поля.

Учет тороидального магнитного поля требует больших значений угловых скоростей вращения системы межзвездной среды для получения той же ДГВ-фигуры равновесия. В частности, невращающаяся замагниченная межзвездная среда также может принимать форму ДГВ.

Учет самогравитации слоя межзвездной среды уменьшает значение угловой скорости ее вращения. Для большинства случаев наблюдаемых галактик обратная величина эксцентриситета гиперболоидальной фигуры межзвездной среды мала: при этом учет самогравитации не имеет большого значения для определения параметров равновесных гиперболоидальных фигур, но ее учет весьма существенен для условий устойчивости.

Исследование вопроса устойчивости (несжимаемая модель) показывает, что ДГВ-фигуры, не вложенные в сфероидальные галактики, неустойчивы. Гравитация сфероидальной галактики оказывает стабилизирующее влияние на равновесные гиперболоидальные фигуры слоя межзвездной среды.

В работах [1] и [2] рассматривались задачи о равновесии и устойчивости сфероидальных и двуполостно-гиперболоидальных вращающихся фигур равновесия подсистем, вложенных в сфероидальные звездные системы. В частности, особый интерес представляет случай, когда внутри сфероидальной звездной системы находится слой межзвездной среды, имеющий вид двуполостного гиперболоида вращения (ДГВ). В самом деле, именно такой фигурой можно аппроксимировать распределение межзвездной среды в нашей Галактике и ряде других галактик.

В работе [2] для простейшего случая, когда можно пренебречь собственной гравитацией слоя межзвездной среды и магнитным полем, было показано, что фигура ДГВ оказывается необходимой и устойчивой, если скорость вращения слоя межзвездной среды достаточно велика.

В настоящей работе мы учтем собственную гравитацию слоя и предположим, что внутри слоя межзвездной среды есть тороидальное магнитное поле, типа рассмотренного в [1]. Как мы увидим ниже, учет этих факторов в ряде случаев оказывается существенным.

В этой же работе мы проведем сравнение теоретических соотношений с данными наблюдений галактик.

1. *ДГВ-фигуры равновесия слоя межзвездной среды.* Учитывая собственную гравитацию слоя межзвездной среды и влияние магнитных полей, запишем уравнение гидростатического равновесия слоя в виде:

$$\frac{1}{\rho_1}\operatorname{grad} p = \operatorname{grad}\left[V_1(r, z, \tau) + V_2(r, z) + \frac{1}{2}\Omega_1^2 r^2 - \frac{B^2(r)}{4\pi\rho_1}\right]. \qquad (1)$$

Настоящее уравнение является обобщением формул (5) работы [1] и (1) — работы [2]. Здесь $V_1(r, z, \tau)$ — гравитационный потенциал внутри слоя межзвездной среды, $V_2(r, z)$ — внутренний гравитационный потенциал звездной системы, Ω_1 — угловая скорость вращения слоя межзвездной среды, $B(r)$ — магнитная индукция. Здесь предполагается, что магнитное поле является тороидальным, его силовые линии параллельны плоскости симметрии галактики и величина магнитной индукции пропорциональна расстоянию от оси вращения r. В этом случае выражение для магнитной силы сводится к градиенту [3]: $\tau B^2(r)/4\pi\rho_1$, что и учтено в (1). Кроме того предполагается, что магнитное поле сосредоточено внутри слоя межзвездной среды. Заметим, что в рассматриваемой задаче движение частиц слоя в равновесном состоянии происходит только вдоль магнитных силовых линий.

Выражения для потенциала сфероидальной звездной системы во внутренней точке уже приводились в [1] и [2]:

$$V_2(r, z) = -\pi G\rho_2[A(e_2)r^2 + B(e_2)z^2], \qquad (2)$$

где

$$A(e_2) = \frac{\sqrt{1-e_2^2}}{e_2^3}[\arcsin e_2 - e_2\sqrt{1-e_2^2}],$$
$$B(e_2) = \frac{2}{e_2^3}[e_2 - \sqrt{1-e_2^2}\arcsin e_2], \qquad (3)$$

e_2 — эксцентриситет сплющенного сфероида.

Аналогичным образом для внутреннего гравитационного потенциала ДГВ-фигур имеем

$$V_1(r, z, \tau) = \pi G\rho_1 [C(\tau) r^2 - D(\tau) z^2], \tag{4}$$

$$C(\tau) = \tau^2 + \frac{\tau(1-\tau^2)}{2} \ln \frac{1+\tau}{1-\tau},$$
$$D(\tau) = 2(1-\tau^2) - \tau(1-\tau^2) \ln \frac{1+\tau}{1-\tau}. \tag{5}$$

Здесь τ — обратная величина эксцентриситета ДГВ (см. [2])

$$\frac{z^2}{z_0^2} - \frac{r^2}{R^2} = 1, \tag{6}$$

т. е.

$$\tau = \frac{z_0}{\sqrt{R^2 + z_0^2}}. \tag{7}$$

Вывод формул (4) и (5) дан в приложении.

Подставляя (2) и (4) в уравнение (1) и интегрируя, получим

$$\frac{p}{\rho_1} = \text{const} + \pi G\rho_1 \left| \frac{\rho_2}{\rho_1} A(e_2) - C(\tau) + \frac{\Omega_1^2}{2\pi G\rho_1} - \frac{B^2(R)}{4\pi^2 G\rho_1^2 R^2} \right| r^2 -$$
$$- \pi G\rho_1 \left| \frac{\rho_2}{\rho_1} B(e_2) + D(\tau) \right| z^2,$$

откуда видно, что гидростатическое давление слоя межзвездной среды обращается в нуль на поверхности ДГВ (6), т. е.

$$p = \pi G\rho_1^2 z_0^2 \left| D(\tau) + \frac{\rho_2}{\rho_1} B(e_2) \right| \left(1 + \frac{r^2}{R^2} - \frac{z^2}{z_0^2}\right), \tag{8}$$

если выполняется условие

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} A(e_2) - C(\tau) + \frac{\Omega_1^2}{2\pi G\rho_1} - \frac{B^2(R)}{4\pi^2 G\rho_1^2 R^2} = \frac{z_0^2}{R^2} \left| \frac{\rho_2}{\rho_1} B(e_2) + D(\tau) \right|, \tag{9}$$

которое с учетом (3), (5) и (7) дает искомую связь между физическими параметрами системы межзвездной среды с параметрами звездной системы:

$$\Omega_1^2 - \frac{B^2(R)}{2\pi\rho_1 R^2} = \pi G\rho_1 F_1(\tau) + \pi G\rho_2 F_S(\tau, e_2). \tag{10}$$

Здесь $F_1(\tau)$ — функция, учитывающая самогравитацию слоя межзвездной среды

$$F_1(\tau) = 2\tau^2 - \tau(1+\tau^2)\ln\frac{1+\tau}{1-\tau}, \qquad (11)$$

а $F_S(\tau, e_2)$ есть введенная в [2] функция

$$F_S(\tau, e_2) = 2\left|1 - \frac{1-3\tau^2}{1-\tau^2}\left(\frac{1}{e_2^2} - \frac{\sqrt{1-e_2^2}}{e_2^3}\arcsin e_2\right)\right|, \qquad (12)$$

учитывающая влияние сфероидальной звездной системы на ДГВ-фигуры, $B(R)$ — магнитная индукция на расстоянии R от оси вращения.

Если звездная система имеет форму вытянутого сфероида с эксцентриситетом l_2, то во всех формулах следует заменить

$$e_2 \to il_2/\sqrt{1-l_2^2}.$$

В этом случае получим

$$\Omega_1^2 - \frac{B^2(R)}{2\pi\rho_1 R^2} = \pi G\rho_1 F_1(\tau) + \pi G\rho_2 F_P(\tau, l_2), \qquad (13)$$

где $F_P(\tau, l_2)$ — введенная в [2] функция

$$F_P(\tau, l_2) = 2\left|1 - \frac{1-3\tau^2}{1-\tau^2}\frac{1-l_2^2}{2l_2^2}\left(\ln\frac{1+l_2}{1-l_2} - 2l_2\right)\right|. \qquad (14)$$

Если магнитного поля нет и плотность слоя межзвездной среды мала ($\rho_1 \ll \rho_2$), то из формул (10) и (13) следуют результаты работы [2].

Если функция $F_S(\tau, e_2)$ всегда положительна, то функция $F_1(\tau)$ — всегда отрицательна. Это означает, что учет самогравитации слоя межзвездной среды уменьшает угловую скорость его вращения. Если не учитывать магнитных полей, то из (10) и (13) следует, что возможные вложенные ДГВ-фигуры равновесия имеют ограниченные сверху значения τ, зависящие от эксцентриситета звездной системы (e_2; l_2) и отношения плотностей ρ_2/ρ_1.

Магнитное поле делает возможным существование ДГВ-фигур равновесия и при отрицательных значениях правых частей (10) и (13). Более того, с учетом магнитного поля можно получить ДГВ-фигуры и без внешнего сфероида, т. е. при $\rho_2 = 0$.

На рис. 1 приведены несколько кривых, представляющих зависимость функций $F_1 + (\rho_2/\rho_1)F_S$ и $F_1 + (\rho_2/\rho_1)F_P$ от τ. В качестве параметров выбраны различные значения эксцентриситетов звездных сфероидов. Разные графики соответствуют различным отношениям плотностей ρ_2 и ρ_1.

Как без учета, так и с учетом самогравитации слоя межзвездной среды, соответствующая ДГВ-фигуре с $\tau = 1/\sqrt{3}$ величина $\Omega_1^2 = (B^2(R)/2\pi\rho_1 R^2)$ не зависит от меры сплюснутости или вытянутости сфероидальной звездной системы, а зависит лишь от отношения плотностей ρ_2/ρ_1. Таким образом самогравитация не снимает вырож-

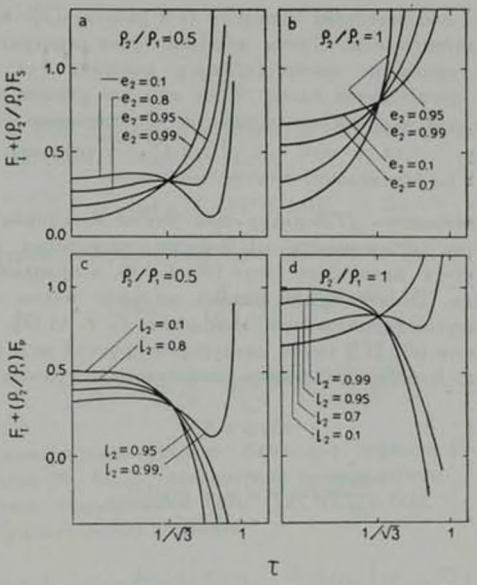


Рис. 1.

дения в точке $\tau = 1/\sqrt{3}$. Следует только отметить, что учет самогравитации слоя межзвездной среды уменьшает значения угловых скоростей для фигур с тем же эксцентриситетом по сравнению со случаем, когда самогравитацией пренебрегается. Наряду с этим учет магнитного поля требует больших величин угловых скоростей вращения системы межзвездной среды для получения той же ДГВ-фигуры равновесия. В частности, невращающаяся замагниченная межзвездная среда также может принимать форму фигуры ДГВ.

Существенно отметить, что функция $F_1(\tau)$, учитывающая самогравитацию межзвездной среды, величина порядка τ^{-1} при малых значениях $\tau \approx z_0/R$. Следовательно, при малых τ самогравитацией меж-

звездной среды можно пренебречь. Поэтому внутри сильно сплющенной звездной системы ($1 - e_z^2 \ll 1$) соотношение (10) с учетом выражений (11) и (12) для малых значений z примет вид

$$\Omega_1^2 - \frac{B^2(R)}{2\pi\rho_1 R^2} \approx \pi G\rho_1 \left| \frac{2z_0}{R^2} + \pi \sqrt{1-e_z^2} \right|. \qquad (15)$$

Эта формула соответствует формуле (19) работы [2], но учитывает влияние магнитного поля. Таким образом, учет самогравитации слоя межзвездной среды не имеет большого значения для определения формы этого слоя (случай малых z), но, как мы увидим ниже, весьма существенен для условий устойчивости. Соотношение (15) справедливо пока $\rho_2/\rho_1 \gg z_0^2$, т. е. при $z_0 \ll R(\rho_2/\rho_1)^{1/4}$. В реальных галактиках, где часто $\rho_1 \simeq \rho_2$, это условие обычно выполнено.

2. *Устойчивость ДГВ-фигур при учете самогравитации.* Исследуем вопрос устойчивости ДГВ-фигур равновесия межзвездной среды без учета магнитного поля ($B(r) = 0$), в приближении несжимаемой модели. Задача будет решена методом малых колебаний в системе вытянуто-сфероидальных координат (ζ, μ, φ) [2], где уравнение поверхности (6) ДГВ имеет следующий простой вид: $\mu = \tau$.

Скорость возмущений должна удовлетворять уравнениям

$$\operatorname{div} \vec{u} = 0, \qquad (16)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + 2\vec{\Omega}_1 \times \vec{u} = -\operatorname{grad} \Pi, \qquad (17)$$

где

$$\Pi = \frac{p}{\rho_1} - \frac{1}{2}\Omega_1^2 r^2 + V_1(r, z, \tau) + V_2(r, z). \qquad (18)$$

На свободной возмущенной поверхности S парциальное гидростатическое давление межзвездной среды должно обращаться в нуль

$$[p]_S = 0. \qquad (19)$$

Представим

$$p = p_e + \delta p; \quad V_1(r, z, \tau) = V_e(r, z, \tau) + \delta V, \qquad (20)$$

где индекс „e" указывает на значения параметров системы до возмущений. При этом (18) примет вид

$$\Pi = \frac{p_e}{\rho_1} - \frac{1}{2}\Omega_1^2 r^2 + V_e(r, z, \tau) + V_2(r, z) + \frac{\delta p}{\rho_1} + \delta V = \text{const} + \frac{\delta p}{\rho_1} + \delta V. \tag{21}$$

Введя также вектор смещения частиц слоя межзвездной среды $\vec{\xi}(\vec{x}, t) = \vec{\xi}(\vec{x}) e^{i\omega t}$,

$$\vec{u} \simeq \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} = i\omega\vec{\xi}, \tag{22}$$

с учетом (20), (21) граничное условие (19) на невозмущенной поверхности $\mu = \tau$ запишем в виде [4—7]

$$[\vec{\xi}\,\text{grad}\, p_e + \rho_1 \delta V + \rho_1 \Pi]_{\mu=\tau} = 0. \tag{23}$$

Рассмотрим поверхностные возмущения типа [2]

$$[\xi_\mu]_{\mu=\tau} = \frac{K_{n,m}}{[h_\mu]_{\mu=\tau}} P_n^m(q) e^{im\varphi}, \tag{24}$$

где

$$q^2 = 1 + \tau^2, \quad h_\mu^2 = k^2 \frac{1 + \tau^2 - \mu^2}{1 - \mu^2}, \tag{25}$$

$P_n^m(q)$ — присоединенные функции Лежандра первого рода комплексного аргумента [8], $K_{n,m}$ — неизвестные коэффициенты.

Пользуясь выражениями (10), (11), (12) и (24), в сфероидальной системе координат легко получить

$$[\vec{\xi}\,\text{grad}\, p_e]_{\mu=\tau} = -2\pi G \rho_1^2 \left| D(\tau) + \frac{\rho_2}{\rho_1} B(e_2) \right| \tau K_{n,m} P_n^m(q) e^{im\varphi}. \tag{26}$$

Гравитационный эффект этих отклонений можно представить как увеличение на $\rho_1 [\zeta_n]_{\mu=\tau}$ плотности поверхностного распределения массы к $\mu = \tau$ поверхности. Изменение гравитационного потенциала, обусловленного этим эффектом, является общим решением уравнения Лапласа и, следовательно, имеет вид

$$\delta V = \begin{cases} c_{n,m} \dfrac{Q_n^m(\mu)}{Q_n^m(\tau)} P_n^m(q) e^{im\varphi}, & \mu \geqslant \tau \\ c_{n,m} \dfrac{P_n^m(\mu)}{P_n^m(\tau)} P_n^m(q) e^{im\varphi}, & \mu \leqslant \tau, \end{cases} \tag{27}$$

где $P_n^m(\mu)$ и $Q_n^m(\mu)$ — присоединенные функции Лежандра действительного аргумента первого и второго родов соответственно. Вронскиан этих функций, который нам пригодится для вычислений коэффициентов $c_{n,m}$, имеет следующий вид [8]:

$$P_n^m(\mu)\frac{dQ_n^m}{d\mu} - Q_n^m(\mu)\frac{dP_n^m}{d\mu} = \frac{(n+m)!}{(n-m)!}\frac{1}{1-\mu^2}. \tag{28}$$

Применяя теорему Гаусса к массе, распределенной в элементарном объеме поверхности $\mu = \tau$, получим

$$\left|\frac{1}{h_\mu}\frac{\partial}{\partial\mu}\delta V\right|_{\mu=\tau+0} - \left|\frac{1}{h_\mu}\frac{\partial}{\partial\mu}\delta V\right|_{\mu=\tau-0} = -4\pi G\sigma_1[\xi_\tau]_{\mu=\tau}. \tag{29}$$

Подставляя сюда выражения (24) и (27), соответственно для величин $[\xi_\tau]_{\mu=\tau}$ и δV и используя соотношение (28), для $c_{n,m}$ находим:

$$c_{n,m} = -4\pi G\sigma_1(1-\tau^2)\frac{(n-m)!}{(n+m)!}P_n^m(\tau)\,Q_n^m(\tau)\,K_{n,m}.$$

Так что

$$[\sigma_1\delta V]_{\mu=\tau} = -4\pi G\sigma_1^2(1-\tau^2)\frac{(n-m)!}{(n+m)!}P_n^m(\tau)\,Q_n^m(\tau)\,K_{n,m}P_n^m(q)\,e^{im\varphi}. \tag{30}$$

Для величины Π пользуемся частным решением уравнения Пуанкаре [1, 2, 4—7]

$$\Pi = h(x+iy)^2; \quad h = \text{const},$$

значение которого на поверхности ДГВ выражается следующим образом [2]:

$$[\Pi]_{\mu=0} = \frac{1}{3}k^2hP_2^2(q)\,e^{i2\varphi}, \tag{31}$$

а для коэффициентов $K_{n,m}$ находим [2]

$$K_{n,m} = -\frac{2k^2h}{3\omega(\omega-2\Omega_1)}\frac{\tau}{1-\tau^2}\delta_{2n}\delta_{2m}, \tag{32}$$

где δ_{ij} — символ Кронекера.

Подставляя (26), (30), (31) в граничное условие (23) с учетом (3), (5), (32) и тем, что [8]

$$P_2^2(\tau) = 3(1-\tau^2),$$

$$Q_2^2(\tau) = \frac{3}{2}(1-\tau^2)\ln\frac{1-\tau}{1+\tau} + \tau\frac{5-3\tau^2}{1-\tau^2},$$

получим уравнение для определения частоты ω возмущений

$$\omega(2\Omega_1 - \omega) = Q,$$

где

$$Q = \pi G\rho_1\tau^2\left[13 - 3\tau^2 + \frac{3 - 14\tau^2 + 3\tau^4}{2\tau}\ln\frac{1+\tau}{1-\tau}\right] + \\ + \pi G\rho_2\frac{4\tau^2}{1-\tau^2}\left[\frac{1}{e_2^2} - \frac{\sqrt{1-e_2^2}}{e_2^3}\arcsin e_2\right]. \tag{33}$$

Так, что

$$\omega_{1,2} = \Omega_1 \pm \sqrt{\Omega_1^2 - Q}\,. \tag{34}$$

Для устойчивости необходимо, чтобы подкоренное выражение в (34) было положительным, т. е.

$$\frac{\Omega_1^2}{2\pi\rho_1 G} \geqslant \frac{\tau^2}{2}(13 - 3\tau^2) + \frac{\tau}{4}(3 - 14\tau^2 + 3\tau^4)\ln\frac{1+\tau}{1-\tau} + \\ + \frac{\rho_2}{\rho_1}\frac{2\tau^2}{1-\tau^2}\left[\frac{1}{e_2^2} - \frac{\sqrt{1-e_2^2}}{e_2^3}\arcsin e_2\right]. \tag{35}$$

Далее, пользуясь соотношением (10) с учетом (11) и (12) при $B(r) = 0$, из (35) для устойчивости ДГВ-фигур слоя межзвездной среды получим условие

$$\Sigma = \rho_1 f_1(\tau) + \rho_2 f_S(\tau, e_2) > 0, \tag{36}$$

где

$$f_1(\tau) = -11\tau^2 + 3\tau^4 - \frac{\tau}{2}(5 - 12\tau^2 + 3\tau^4)\ln\frac{1+\tau}{1-\tau} \tag{37}$$

функция, учитывающая влияние самогравитации межзвездной среды на устойчивость ДГВ-фигур, а

$$f_S(\tau, e_2) = 1 - \frac{1+\tau^2}{1-\tau^2}\left(\frac{1}{e_2^2} - \frac{\sqrt{1-e_2^2}}{e_2^3}\arcsin e_2\right) \tag{38}$$

есть введенная в работе [2] функция, определяющая устойчивость ДГВ-фигур межзвездной среды внутри сфероидальной звездной системы (напомним, что в работе [2] собственная гравитация межзвездной среды не учитывалась).

В случае, когда галактика имеет вид вытянутого сфероида, условие (36) примет вид

$$\Delta \equiv \rho_1 f_1(\tau) + \rho_2 f_\rho(\tau, l_2), \tag{39}$$

где $f_\rho(\tau, l_2)$—введенная функция в работе [2]:

$$f_\rho(\tau, l_2) = 1 - \frac{1+\tau^2}{1+\tau^2}\frac{1-l_2^2}{2l_2^2}\left(\ln\frac{1+l_2}{1-l_2} - 2l_2\right). \tag{40}$$

На рис. 2 приведены графики функций $\Sigma(\tau)/\rho_1$ и $\Delta(\tau)/\rho_1$, где в качестве параметров взяты e_2; ρ_2/ρ_1 (рис. 2a, 2b) и l_2; ρ_2/ρ_1 (рис. 2c, 2d).

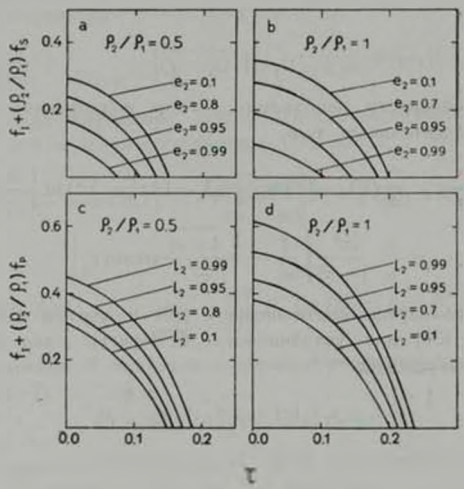


Рис. 2.

Если $\rho_2 = 0$ (гравитация галактики не учитывается), то $\Sigma(\tau)$ и $\Delta(\tau)$ отрицательны, т. е. ДГВ-фигуры равновесия, не вложенные в сфероидальные звездные системы (т. е. $\rho_2 = 0$), всегда неустойчивы, хотя условия гидростатического равновесия при наличии магнитных полей могут быть и выполнены. Пранда, в настоящем исследовании устойчивости магнитное поле не учитывалось, но, как показывает аналогичный анализ сфероидальных фигур с такими же параметрами [5—7], магнитное поле не меняет условия устойчивости, меняя лишь частоты колебаний. Как видно из рис. 2, гравитация сфероидальной галактики оказывает стабилизирующее влияние на равновесные фигуры ДГВ-системы межзвездной среды. При этом с увеличением ρ_2/ρ_1 область устойчивости, т. е. предельное значение τ устойчивых фигур ДГВ

слоя увеличивается (см. 2a, b, 2c, d). Следует отметить, что самогравитация межзвездной среды уменьшает эту область. Так например, без учета самогравитации, внутри сфероидальной звездной системы с эксцентриситетом $e_2 = 0.99$ устойчивыми являются те вложенные ДГВ-фигуры межзвездной среды, у которых $\tau \leqslant 0.3$ [2]. Учет самогравитации приводит к тому, что область устойчивых ДГВ-фигур, вложенных в ту же звездную систему ($e_2 \simeq 0.99$), уменьшается: например, при $\rho_1 = \rho_2$, $\tau \leqslant 0.1$; при $\rho_1 = 2\rho_2$, $\tau \leqslant 0.075$ и т. д. (см. рис. 2a, b). Аналогичные результаты получаются и для ДГВ-фигур межзвездной среды, вложенных в вытянуто-сфероидальную звездную систему, с тем только отличием, что у этих фигур равновесия область устойчивости всегда больше, чем у фигур ДГВ, вложенных в сплюснуто-сфероидальные галактики.

Устойчивость вложенных ДГВ-фигур межзвездной среды, как видно из (36), (39) (а также см. рис. 2), сильно зависит и от геометрии звездной системы (e_2; l_2). Как видно из рис. 3, по мере увеличения сплющенности галактики область устойчивых ДГВ-фигур межзвездной среды уменьшается.

3. *Сопоставление с данными наблюдений.* Напомним основные результаты проведенного исследования. В сфероидальных звездных системах — галактиках образуются равновесные ДГВ-фигуры распределения межзвездной среды, формы которых (точнее, обратная величина эксцентриситета $\tau = z_0/\sqrt{R^2 + z_0^2} \approx z_0/R$) однозначно определяется сплюснутостью (e_2; l_2) и плотностью (ρ_2) галактики, угловой скоростью вращения (Ω_1) и плотностью (ρ_1) межзвездной среды, а также магнитным полем. В реальных условиях галактик величина τ обычно мала и поэтому самогравитацией межзвездной среды, при определении равновесных параметров (в случае сильно сплющенных галактик), можно пренебречь. Здесь можно воспользоваться соотношением (15). Однако учет самогравитации необходим при определении области устойчивости ДГВ-фигур межзвездной среды.

Ниже мы приведем примеры галактик, где удалось по данным наблюдений (на доброкачественных фотоснимках [9, 10]) определить параметры как самой галактики, так и слоя межзвездной среды. Сопоставление с наблюдениями может заключаться в проверке устойчивости системы и определении ее ненаблюдаемых параметров.

NGC 4594 (спиральная галактика типа Sa Sb). Форма этой галактики соответствует эксцентриситету $e_2 \simeq 0.9$. По фотографиям видно, что межзвездная среда (пылевая материя) распределена в

форме ДГВ-фигуры с параметром $\tau \approx 0.1$. Используя эти значения, находим из условия устойчивости (36), что здесь должно быть

$$\frac{\rho\ (\text{звездной системы})}{\rho\ (\text{межзвездной среды})} \gtrsim 0.46.$$

Известна угловая скорость вращения этой галактики: $\Omega_1 \approx 5.10^{-15} сек^{-1}$. Если магнитное поле слабое, то из соотношения (15) находим для средней плотности звездной системы $\rho_0 \sim 10^{-28}\ г \cdot см^{-3}$.

NGC 4565 (спиральная галактика типа Sb). Эта галактика сильно сплюснута: $e_2 \approx 0.994$. Для наблюдаемого слоя межзвездной среды $\tau \sim 0.15$. Слой межзвездной среды устойчив в форме ДГВ-фигуры, если

$$\frac{\rho\ (\text{звездной системы})}{\rho\ (\text{межзвездной среды})} \gtrsim 4.4$$

(если известно ρ_0, то можно оценить Ω_1 и наоборот).

NGC 5128. Почти сферическая галактика ($e_2 \approx 0$), на фоне которой наблюдается мощный слой поглощающего вещества ($\tau \approx 0.24$). Для этой галактики находим:

$$\frac{\rho\ (\text{звездной системы})}{\rho\ (\text{межзвездной среды})} \gtrsim 1.36.$$

Выражаем искреннюю благодарность Б. Е. Маркаряну за предоставление наблюдательных материалов и полезное обсуждение работы.

Приложение

Вычислим гравитационный потенциал однородно распределенной массы двуполостно-гиперболоидальной формы

$$\frac{z_1^2}{z_0^2} - \frac{x^2 + y^2}{R^2} = 1 \qquad (П.1)$$

во внутренней точке (x, y, z)

$$\frac{z^2}{z_0^2} - \frac{x^2 + y^2}{R^2} < 1. \qquad (П.2)$$

Компоненты силы притяжения в рассматриваемой точке задаются в виде [11]

$$F_x = \rho G \int \frac{u - x}{r^3} d\vec{x},$$

$$F_y = \rho G \int \frac{v - y}{r^3} d\vec{x}, \qquad (\text{П.3})$$

$$F_z = \rho G \int \frac{z_1 - z}{r^3} d\vec{x},$$

где $d\vec{x} = dxdydz$, $r^2 = (u - x)^2 + (v - y)^2 + (z_1 - z)^2$ интегралы берутся по объему ограниченной поверхностью (П.1).

Примем точку (x, y, z) за начало полярной системы координат, так что

$$u = x + r \sin\vartheta \cos\varphi,$$

$$v = y + r \sin\vartheta \sin\varphi, \qquad (\text{П.4})$$

$$z_1 = z + r \cos\vartheta.$$

При этом

$$d\vec{x} = r^2 dr \sin\vartheta d\vartheta d\varphi. \qquad (\text{П.5})$$

С учетом (П.4) и (П.5) компоненты сил притяжения представятся в виде

$$F_x = \rho G \int_0^{\pi} \sin^2\vartheta d\vartheta \int_0^{2\pi} \cos\varphi d\varphi \int_0^{r_1} dr,$$

$$F_y = \rho G \int_0^{\pi} \sin^2\vartheta d\vartheta \int_0^{2\pi} \sin\varphi d\varphi \int_0^{r_1} dr, \qquad (\text{П.6})$$

$$F_z = \rho G \int_0^{\pi} \sin\vartheta \cos\vartheta d\vartheta \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_1} dr,$$

где r_1 — радиус-вектор той точки поверхности гиперболоида, которая лежит в направлении (ϑ, φ) от точки (x, y, z). Эта величина определяется уравнением

$$\alpha r_1^2 + 2\beta r_1 + \gamma = 0,$$

где

$$\gamma = \frac{z^2}{z_0^2} - \frac{x^2 + y^2}{R^2} - 1 < 0,$$

$$\beta = \frac{z}{z_0^2}\cos\theta - \frac{x\cos\varphi + y\sin\varphi}{R^2}\sin\theta, \qquad (\text{П}.7)$$

$$\alpha = \frac{R^2 + z_0^2}{R^2 z_0^2}\cos^2\theta - \frac{1}{R^2}.$$

Итак

$$r_1 = -\frac{\beta}{\alpha} + \frac{\sqrt{\beta^2 - \alpha\gamma}}{\alpha}. \qquad (\text{П}.8)$$

Вычислим F_z. Легко проверить, что [11]

$$\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\frac{\sqrt{\beta^2 - \alpha\gamma}}{\alpha}\sin\theta\cos\theta\,d\theta\,d\varphi = 0,$$

так что

$$F_z = -\gamma G\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\frac{\beta}{\alpha}\sin\theta\cos\theta\,d\theta\,d\varphi = -2\pi G\gamma\frac{z}{z_0^2}\int_0^{\pi}\frac{\sin\theta\cos\theta}{\alpha}\,d\theta,$$

где мы пользовались выражением β из (П.7).

Следовательно

$$F_z = -2D(\tau)\,z, \qquad (\text{П}.9)$$

где

$$D(\tau) = \pi G\rho\frac{R^2}{R^2 + z_0^2}\int_{-1}^{1}\frac{\mu^2 d\mu}{\mu^2 - \frac{z_0^2}{R^2 + z_0^2}},$$

интегрирование которого дает результат, использованный нами в статье (см. (8)).

Аналогичным образом вычисляются F_x и F_y:

$$F_x = 2C(\tau)\,x, \quad F_y = 2C(\tau)\,y, \qquad (\text{П}.10)$$

где $C(\tau)$ — некоторый определенный интеграл, интегрирование которого дает результ (8).

Имея компоненты сил притяжения, легко получить потенциал во внутренней точке двуполостного гиперболоида вращения. Он получается

в виде (7) с точностью постоянной слагаемой, которая в этой статье нас не интересует.

Ереванский государственный
университет
НИРФИ, г. Горький

ON THE EQUILIBRIUM AND STABILITY OF TWO SHEET HYPERBOLOIDAL FIGURES OF ROTATING INTERSTELLAR MEDIUM

M. G. ABRAHAMIAN, S. A KAPLAN

The problem of equilibrium and stability of hyperboloids of two sheet revolutions (HTSR) of the stratum shape of interstellar medium placed in the spheroidal galaxies is investigated, taking into account self-gravitation and magnetic field.

The accounting of a toroidal magnetic field claims great values of rotation angular velocity of the interstellar medium system to obtain the same HTSR equilibrium figures. In particular a non-rotating magnetized interstellar medium can also take HTSR forms.

The accounting of the self-gravitation of the interstellar medium reduces the value of the angular velocity of its rotation. For most cases of the observed galaxies the reverse magnitude of the excentricity of a hyperboloidal figure is small. The accounting of the self-gravitation is of little importance to define the parametres of the equilibrium HTSR figures but this accounting is rather essential for the condition of stability.

The study of the stability problem (incompressible model) shows that the HTSR figures themselves are unstable. The gravitation of spheroidal galaxy has a great stabilizing effect on the equilibrium hyperboloidal figures of a interstellar medium layer.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан*, Астрофизика, 10, 565, 1974.
2. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан*, Астрофизика, 11, 121, 1975.
3. *Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян*, Астрон. ж., 50, 996, 1973.
4. *P. H. Roberts, K. Stewartson*, Ap. J., 137, 777, 1963.
5. *Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян*, Астрофизика, 8, 599, 1972.
6. *Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян*, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 7, 449, 1972.

7. *Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян*, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 8, 63, 1973.
8. *Е. В. Гобсон*, Теория сферических и сфероидальных функций, ИЛ, М., 1952.
9. *A. R. Sandage*, Hubble Atlas of Galactic Forms, Washington, 1961.
10. *H. K. Arp*, Atlas of Peculiar Galaxies, California Institute of Technology, Pasadena, 1966.
11. *М. Ф. Субботин*, Курс небесной механики, т. III, Гостехиздат, М., 1949.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

О ДВИЖЕНИЯХ ЗВЕЗД В НЕСТАЦИОНАРНОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ ГАЛАКТИКИ

В. А. АНТОНОВ, Л. П. ОСИПКОВ, А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 16 июля 1974

Изучаются движения звезд первого поколения в гравитационном поле сжимающейся газовой протогалактики, причем сжатие следует закону свободного падения. Предполагается, что протогалактика — однородный шар нулевой полной энергии. Найдено и исследовано общее решение уравнений чисто радиального движения пробной звезды. Получено условие ее вылета за пределы системы. Показано, что перераспределение энергии между вылетевшими звездами и остальной системой приводит к более быстрому сжатию последней. Качественно обсуждается влияние иной симметрии системы, неоднородности распределения вещества и положительности ее энергии.

1. *Введение.* Предполагая, что звездные системы образовались в уплотнениях метагалактической среды, рассмотрим некоторые особенности движения звезд первого поколения, возникающих в нестационарном состоянии формирующейся галактики. Анализ этих движений может, по-видимому, послужить основой для понимания роли коллективных процессов на начальной стадии эволюции звездных систем.

Исследование этих процессов предполагает объединение двух аспектов: *динамики* звезды в нестационарном поле и *стохастичности*, обусловленной сложными временными и пространственными изменениями гравитационного поля. Общие качественные представления о бесстолкновительной релаксации в нестационарной звездной системе выдвинуты Линден-Беллом [1, 2] и обсуждались затем рядом авторов [3—14]. Некоторые численные эксперименты как будто подтверждают эффективность этих процессов [15—19], но последовательной аналитической теории их до сих пор не существует.

В поисках подхода к построению такой теории в качестве первого шага рассмотрим динамический аспект проблемы. Будем зада-

наться некоторыми простыми моделями общего сжатия системы под действием ее собственного гравитационного поля и рассмотрим на этом фоне движение отдельной звезды, родившейся в начале сжатия.

Газовое и лучистое давление не могут быть, по-видимому, существенными для сжатия протогалактики как целого; магнитным давлением, которое в принципе могло бы играть роль, мы пренебрегаем, поэтому будем считать, что система сжимается в режиме свободного падения, как это и предполагается в [1—3]. Что же касается отдельной звезды, то также будем пренебрегать влиянием на ее движение всех сил, кроме гравитационных, а саму звезду рассматривать как пробную.

Мы начинаем с исследования одной специальной модели, допускающей точное аналитическое решение, и качественно обсуждаем более близкие к реалистическим возможности.

2. *Движение пробной звезды в однородном сжимающемся шаре.* Примем в качестве простейшей модели протогалактики однородный невращающийся шар, сжимающийся в режиме свободного падения к центру. Радиус шара $R(t)$ и плотность $\rho(t)$ изменяются со временем согласно уравнениям

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} = E = \text{const}, \tag{1}$$

$$\rho = \frac{3M}{4\pi R^3}, \tag{2}$$

где M — масса шара, E — его механическая энергия, в расчете на единицу массы.

Интегрирование (1) приводит к соотношениям, известным по ньютоновскому аналогу [20] космологической модели Фридмана. В наиболее простом случае параболического движения ($E = 0$) имеем

$$R(t) = \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} (2GM)^{1/3} (t_0 - t)^{2/3}, \tag{3}$$

$$\rho(t) = \frac{1}{6\pi G (t_0 - t)^2}. \tag{4}$$

Здесь $t_0 = \text{const}$ — момент сжатия вещества шара в точку, т. е. обращения плотности в бесконечность. Вблизи этого момента решение (3), (4) описывает также и асимптотику двух других режимов сжатия — эллиптического ($E < 0$) и гиперболического ($E > 0$).

Образовавшаяся звезда* имеет, вообще говоря, ненулевую пекулярную скорость как в радиальном, так и в трансверсальном направлениях. Сначала рассмотрим более простой случай отсутствия трансверсальной скорости. В каждой точке шара ускорение направлено к центру и равно $(4/3)\pi G\rho r$ (r — расстояние от точки до центра). Уравнение движения любой звезды вдоль радиуса имеет внутри шара вид

$$\ddot{r} - \frac{2r}{9(t_0-t)^2} = 0. \tag{5}$$

Одно его решение, относящееся к движению частиц самого фона, известно: это функция (3). Общее решение строится без труда:

$$r(t) = A\varphi(t) + B\psi(t), \tag{6}$$

где

$$\varphi(t) = (t_0-t)^{2/3}, \quad \psi(t) = (t_0-t)^{1/3}.$$

Константы интегрирования A и B легко связать с начальным расстоянием r_0 звезды от центра и ее начальной скоростью относительно фона. Из (3) следует

$$\frac{\dot{R}}{R} = -\frac{2}{3(t_0-t)},$$

а так как сжатие автомодельно, то это соотношение верно и для лагранжевой координаты любой частицы фона. Таким образом, скорость фона v_ϕ, начальная пекулярная скорость звезды v_0 и ее начальное расстояние от центра r_0 суть

$$v_\phi = -\frac{2r}{3(t_0-t)},$$

$$v_0 = \dot{r}(0) + \frac{2}{3t_0}r(0) = \frac{1}{3}Bt_0^{-2/3},$$

$$r_0 = r(0) = At_0^{2/3} + Bt_0^{1/3}.$$

Обратно имеем:

$$A = r_0 t_0^{-2/3} - 3v_0 t_0^{1/3}, \quad B = 3v_0 t_0^{2/3}. \tag{7}$$

Подставляя (7) в (6), обращаем внимание на то, что первый член (содержащий r_0) описывает регулярную, а второй — пекулярную части движения.

* Далее под „звездой" мы понимаем также и кратную систему или скопление, рассматриваемые как целое.

Если только пекулярная скорость не равна нулю, звезда выходит за пределы гранитирующей сферы прежде, чем последняя достигнет сингулярности. Момент T выхода звезды на границу определится из уравнения

$$r(T) = \pm R(T),$$

или, ввиду (3),

$$r(T) = C(t_0 - T)^{2/3}, \tag{8}$$

где мы для краткости обозначили

$$C = \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} (2GM)^{1/3}.$$

Знаки ($\pm$) мы внели потому, что звезда может покинуть систему как на своей, так и на противоположной половине диаметра. Тогда

$$t_0 - T = \left(\frac{B}{C - A}\right)^2. \tag{9}$$

В этот момент, согласно (6) и (8),

$$r(T) = -\frac{B \cdot C}{(C-A)^2},$$

$$\dot{r}(T) = -\frac{(C-A)(C+A)}{3B},$$

и легко определяется энергия в момент выхода

$$H = \frac{1}{2}\dot{r}(T)^2 - \frac{GM}{r(T)} = \frac{(3C + A)(A - C)^3}{18B^2}. \tag{10}$$

Что касается определения знака у C, то при $v_0 > 0$ из (7) и (9) получаем $B > 0$ и $A < C$, так что $C > 0$. Напротив, при $v_0 < 0$ соответственно $B < 0$, $A > 0$. Так как $t_0 - T$ по своему смыслу положительно, то в данном случае из (9) следует $C < 0$. Естественно получается, что звезда выходит через тот конец диаметра, к которому обращена ее относительная скорость.

После выхода звезда движется в неизменном во времени ньютоновском центральном поле. При этом поведение качественно определяется знаком энергии в момент выхода (10) и решается следующим образом.

а) $v_0 > 0$, $C > 0$. Критерием ухода на бесконечность является неравенство $3C + A < 0$. Раскрывая его, получаем

$$v_0 > \frac{r_0 + 3R_0}{3t_0}, \tag{11a}$$

где $R_0 = R(0) = |C|t_0^2$ — первоначальный радиус шара.

b) $v_0 < 0$, $C < 0$. Условием ухода является противоположное неравенство $3C + A > 0$, или

$$|v_0| > \frac{3R_0 - r_0}{3t_0}. \tag{11b}$$

Условия (11a) и (11b) являются весьма жесткими: для ухода на бесконечность требуются пекулярные скорости, немалые по сравнению со скоростью регулярного сжатия. При реалистических значениях v_0, представляющих собой лишь малые возмущения, звезда заведомо остается гравитационно связанной с системой.

Если при значениях v_0, малых в сравнении с начальной скоростью границы,

$$|v_r(0)| = \frac{2}{3}\frac{R_0}{t_0}$$

звезда и не выбрасывается в бесконечность, она все же может оказаться на орбите с довольно большим апоцентрическим расстоянием h. Введем относительную величину начального возмущения скорости $x = v_0/v_r(0)$ и относительную величину начального радиального расстояния $y = r_0/R_0$. Находим, что

$$\frac{h}{R_0} = \frac{8x^2}{(3 + y - 2x)(2x + y - 1)^3}. \tag{12}$$

При заданном достаточно малом x величина h тем больше, чем больше y, т. е. чем ближе звезда в начальный момент находится к поверхности системы.

Эти результаты качественно сохраняются и в случае наличия у звезд первоначальной трансверсальной скорости v_t и соответствующего момента относительно центра системы. Для описания такого движения удобно выбрать систему отсчета, связанную с какой-либо частицей фона, лежащей на траектории звезды. Очевидно, что в силу симметрии задачи движение в этой системе отсчета будет происходить по прямой. Уравнение траектории будет поэтому иметь вид, аналогичный (6). Отличие от предыдущего случая будет в том, что звезда выходит из системы не на конце диаметра, а на конце хорды.

Кроме того, как показывают несколько громоздкие вычисления, которые мы здесь не будем приводить, при том же значении пеку-

лярной кинетической энергии (вычисленной относительно центра системы) звезда, имеющая момент, выходит из системы на орбиту с меньшим апоцентрическим расстоянием.

3. *Перераспределение энергии между звездой и системой.* Известно, что энергия частицы (в нашем случае — звезды или комплекса звезд, рассматриваемого как целое) при движении в нестационарном поле не сохраняется:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} \tag{13}$$

($U(r, t)$ — потенциал). В частности, при регулярном сжатии всей системы $\partial U/\partial t < 0$, так что энергия частицы уменьшается в полном согласии с решением (6)—(10). На фазе сжатия система стремится удерживать возникающие в ней звезды.

Хотя решение (6)—(10) не является самосогласованным из-за того, что звезда рассматривалась как пробная, тем не менее, на его основе можно сделать некоторые качественные заключения о вероятном характере перераспределения энергии между звездами, уходящими наружу, и системой в целом.

Если перейти от гидродинамического описания системы, которым мы пользовались в разделе 2, к N-частичному, то полная энергия всей системы, включая и звезды, запишется в виде

$$E = \sum_{i=1}^{N} \frac{m_i v_i^2}{2} - G \sum_{1 \le i < j \le N} \sum \frac{m_i m_j}{d_{ij}},$$

где d_{ij} — расстояние между частицами с номерами i, j. Пусть начальное регулярное сжатие газовой системы было параболическим, тогда для всех t энергия $E = 0$. После образования первых звезд положения и скорости оставшихся частиц испытывают дополнительные изменения, но полная энергия всей системы остается равной нулю.

Звездам, которые способны уйти за пределы газового шара, припишем номера $i = 1, 2, \ldots, \nu$. После их выхода можно подвести баланс энергии:

$$-G \sum_{1 \le i < j \le \nu} \sum \frac{m_i m_j}{d_{ij}} + \sum_{i=1}^{\nu} m_i H_i + \left| \sum_{i=\nu+1}^{N} \frac{m_i v_i^2}{2} - G \sum_{\nu < i < j \le N} \sum \frac{m_i m_j}{d_{ij}} \right| = 0, \tag{14}$$

где

$$H_i = \frac{v_i^2}{2} - G \sum_{j=1}^{N} \frac{m_j}{d_{ij}}$$

— механическая энергия каждой вылетевшей звезды в поле тяготения оставшейся части системы. Первый член в (14) — взаимная потенциальная энергия вылетевших звезд, а выражение в квадратных скобках естественно считать энергией остатка, рассматриваемого как автономная система.

Ранее мы вычисляли H_i в приближении пробной звезды (10). В более точном самосогласованном решении значения величин H_i мало изменятся, если масса звезд составляет лишь незначительную долю полной массы системы. Поэтому мы по-прежнему можем считать, что в типичных случаях $H_i < 0$. Тогда из (14) следует, что энергия остатка оказывается положительной, так что составляющие его частицы в среднем переходят на гиперболический режим сжатия.

Гиперболический характер сжатия остатка означает более быстрое изменение его гравитационного потенциала. Но тогда, согласно (13), темп перераспределения энергии внутри системы возрастает, и процесс, таким образом, приобретает характер некоторой неустойчивости.

Эта неустойчивость ведет к тому, что условия вылета звезд облегчаются, причем звезды, вылетевшие позже, имеют, вообще говоря, больший дефицит энергии. Вниду того, что звезды легче покидают систему, если находятся близко к ее границе, учет обратного влияния потери части звезд должен, по-видимому, вести также к облегчению условий выхода более глубинных звезд.

4. *Обсуждение.* Рассмотренная в разделе 2 модель обладает высокой степенью симметрии, распределение плотности в ней однородно, а кинематика — параболическая. Обсудим теперь, как иная симметрия системы, неоднородность распределения в ней вещества и отрицательность ее полной механической энергии могли бы повлиять на поведение звезды. Выше мы не учитывали вращения системы; эффекты вращения требуют специального рассмотрения.

Начнем с вопроса о симметрии и представим себе начальное существенно несферическое распределение плотности в системе с резко анизотропным полем скоростей сжатия. Тогда, как следует из общих качественных соображений [21—23], сжатие все время будет происходить главным образом вдоль направления наибольшей из скоростей сжатия. При этом система будет становиться все более уплощенной, и в пределе изменение плотности будет определяться сжатием только в одном направлении.

Асимптотически при больших уплощениях движениями по другим направлениям можно пренебречь. При этом движение вдоль выделенного направления z выходит на инерциальный режим [24]:

$$z \sim \frac{1}{t_0 - t}, \qquad z \sim t_0 - t, \quad t \to t_0.$$

Если в такой системе рождается звезда, то при малом значении начальной пекулярной скорости ее гравитационное взаимодействие с системой (пока она находится внутри последней) должно быть сильно ослаблено по сравнению со сферическим случаем. По существу, при больших сжатиях гравитацией можно пренебречь, и она вновь становится существенной лишь когда звезда покидает систему. Но тогда звезда оказывается в стационарном поле, и ее энергия не меняется, будучи близкой к значению начальной кинетической энергии.

Звезда всегда остается связанной с системой (таково общее свойство плоской симметрии), а высота ее подъема над средним уровнем не превосходит значения

$$h_{max} \simeq H/(2\pi G\sigma),$$

где σ — поверхностная плотность системы, всегда конечная.

Таким образом, сильная несферичность (уплощенность) уменьшает эффективность гравитационного воздействия на звезду. Можно сказать, что в рассмотренной выше сферической модели это воздействие в известном смысле максимально и вместе с указанным случаем сильной уплощенности определяет возможные границы поведения звезды в реальных в смысле симметрии ситуациях.

Что же касается неоднородных конфигураций, то, имея в виду максимальный характер гравитационного воздействия системы на звезду при сферической симметрии, обсудим роль неоднородности в рамках той же симметрии. Представим себе следующую модель сильно неоднородного состояния системы: пусть значительная часть ее массы сосредоточена в малой области вблизи центра, тогда как другая часть массы образует разреженную сферическую оболочку приблизительно однородной плотности, находящуюся на большом удалении от центральной конденсации. Мы не будем учитывать эффектов давления; анализ их см. в [25].

Звезда, рождающаяся в этой области, испытывает влияние нестационарного гравитационного поля только тогда, когда находится в ней. Время пребывания в области нестационарного поля при тех же массе и размере системы гораздо меньше, чем при однородном распределении и, значит, в том же отношении должен быть ослаблен и эффект нестационарности гравитационного поля. Можно заключить, что рассмо-

тренная в разделе 2 модель является мажорирующей для реальных систем также и в этом отношении.

Скорее всего, сжатие протогалактики предполагало в действительности отрицательность ее полной энергии. На начальной фазе скорость сжатия была при этом меньше параболической, а затем сжатие должно было выходить на параболический режим, как это следует из уравнения (1). Поэтому эллиптическая кинематика способна проявляться в двух отношениях: во-первых, в финитности движений частиц с самого начала; во-вторых, в уменьшении нестационарности поля на начальной стадии сжатия.

Выше мы видели, что даже при параболическом сжатии звезда (имеющая не слишком большую начальную пекулярную скорость) покидает систему с отрицательной механической энергией. Естественно, что в эллиптическом случае начальная связанность звезды с системой по аналогичной причине еще более усилится. Это означает, в частности, что апоцентры звезд вне системы будут, вообще говоря, располагаться ниже ее поверхности в начальном состоянии.

Более того, как оказывается, могут быть доказаны следующие строгие теоремы.

Пусть h_1 и h — апоцентрические расстояния звезды соответственно в начальном („замороженном") состоянии и после коллапса. Тогда:

1) если $h_1 < R_{max}$, то $h < R_{max}$,

2) если $h_1 > R_{max}$, то $h > h_1$.

Имея в виду эти особенности эллиптического движения, можно заключить, что модель с параболической кинематикой оказывается более благоприятной для действия эффектов нестационарности и в этом, третьем отношении.

5. *Заключение.* До сих пор мы рассматривали системы на фазе сжатия. В принципе можно представить себе и последующую фазу расширения, на которой упомянутые выше динамические эффекты меняют знак. Такое обращение естественно, когда система уже в основном звездная. Описание этих эффектов в некотором приближении получается из нашего решения (6) обращением знака времени.

Из-за быстрого затухания сколько-нибудь значительные пульсации всей системы мало характерны для газовых шаров. Однако имеет смысл рассматривать аналогичные колебания для состояния, когда большая часть вещества протогалактики уже перешла в звезды.

Точные модели бесстолкновительных звездных скоплений с подобными пульсациями [26, 27] могли бы послужить для описания не-

стационарного фона, на котором развиваются процессы взаимодействия пекулярных движений звезд с упомянутыми пульсациями.

Если кроме регулярного сжатия в системе имеются сравнительно коротковолновые пульсации скорости и плотности, как это, по-видимому, может иметь место в сильно турбулизованном начальном состоянии протогалактики, то указанные выше динамические эффекты могут проявляться локально. Существенно, что при этом допустимы оба знака изменения энергии звезды при ее движении через такие пульсирующие участки среды. Применительно к общей качественной картине [14], где рассматривались такие пульсации в уплощенной протогалактике, сделанные выше выводы означают, что наиболее эффективны квазисферические пульсирующие неоднородности с размерами порядка толщины системы.

Рассматривая отдельную звезду на пульсирующем фоне, легко представить себе, что потеря энергии на фазах сжатия и набор ее при расширении могут компенсировать друг друга лишь при очень специальном выборе начальных условий. В общем случае, по-видимому, следует ожидать в среднем увеличения энергии в соответствии с известной из статистики тенденцией к распределению энергии. Этот процесс имеет стохастический характер, что естественно приводит нас ко второму из указанных в начале статьи аспектов общей проблемы коллективных явлений в нестационарной формирующейся галактике.

Анализ намеченной возможности мы надеемся развить в отдельной статье.

Ленинградский государственный университет
Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе АН СССР

ON STAR MOTIONS IN THE NON-STEADY GRAVITATIONAL FIELD OF PRIMORDIAL PROTOGALAXY

V. A. ANTONOV, L. P. OSSIPKOV, A. D. CHERNIN

Motions of stars of the first generation in the gravitational field of collapsing gaseous protogalaxy is studied, the collapse is supposed to be a free falling. The protogalaxy is modelled by uniform sphere with zero total energy. The general solution for the case of purely radial motions of test stars is found and analysed. Conditions of its

flighting out are obtained. It is shown that the energy exchange between escaping stars and the remainder leads to the more rapid collapse.

The role of other symmetry and non-uniformity of the system and positivity of its energy are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D. Lynden-Bell*, M. N., 124, 279, 1962.
2. *D. Lynden-Bell*, M. N., 136, 101, 1967.
3. *O. J. Eggen, D. Lynden-Bell, A. R. Sandage*, Ap. J., 186, 748, 1962
4. *P. A. Sweet*, M. N., 125, 285, 1963.
5. *A. Toomre*, Ap. J., 139, 1217, 1964.
6. *Л. С. Мирочник*, Астрон. ж., 41, 264, 1964; 47, 46, 1970.
7. *W. H. Julian, A. Toomre*, Ap. J., 146, 810, 1966.
8. *W. H. Julian*, Ap. J., 148, 175, 1967.
9. *Л. С. Мирочник*, Астрон. ж., 45, 1264, 1968.
10. *С. Г. Поляшев*, Астрон. ж., 46, 810, 1969.
11. *W. C. Saslaw*, M. N., 143, 437, 1969.
12. *Л. П. Осипков*, Астрофизика, 8, 139, 1972; Астрон. ж., 52, № 4, 1975.
13. *В. А. Антонов, С. Н. Нуритдинов, Л. П. Осипков*, Сб. „Динамика галактик и звездных скоплений", Изд. АН Каз.ССР, Алма-Ата, 1973, стр. 55.
14. *А. Д. Чернин*, (в печати).
15. *F. Hohl, M. R. Feix*, Ap. J., 148, 1164, 1967.
16. *F. Hohl, J. Cambell*, A. J., 73, 611, 1968.
17. *M. Hénon*, Bull. Astron. (Paris), 3, 241, 1968.
18. J. R. Gott III, Ap. J., 186, 481, 1974.
19. *S. Goldstein, S. Cuperman, M. Lecar*, M. N., 143, 209, 1969.
20. *W. McCrea, E. Milne*, Quart. J. Math., 5, 73, 1934.
21. *D. Lynden-Bell*, Ap. J., 139, 1195, 1964.
22. *C. C. Lin, L. Mestel, F. H. Shu*, Ap. J., 142, 1431, 1965.
23. *Я. Б. Зельдович*, Астрофизика, 6, 319, 1970.
24. *Я. Б. Зельдович*, Астрон. ж., 41, 873, 1964.
25. *Я. Б. Зельдович, Я. М. Каждан*, Астрофизика, 6, 109, 1970.
26. *В. А. Антонов*, Труды АО ЛГУ, 28, 64, 1971.
27. *A. J. Kalnajs*, Ap. J., 175, 63, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

ОХЛАЖДЕНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Г. С. АДЖЯН

Поступила 21 июля 1974

Предлагается сравнительно простой метод расчета эволюции белых карликов, где учитывается освобожденная энергия при сжатии звезды. Кратко приводятся результаты расчетов для белых карликов с массами $1M_\odot$, $1.08M_\odot$ и $1.2M_\odot$.

1. Определение эволюционных путей звезд является одним из интереснейших вопросов астрофизики. Теоретическое рассмотрение этого вопроса, помимо физических проблем, содержит трудности чисто математического и вычислительного характера. С методами решения задачи можно ознакомиться в [1, 2]. Обычно решение этой проблемы разделяется на два этапа: а) интегрирование уравнений равновесия для двух последующих во времени конфигураций одного и того же числа барионов (массы покоя) и б) определение с помощью уравнения баланса энергии временного интервала между этими двумя состояниями звезды.

Не интересуясь временем остывания звезды в [3] с помощью энергетического метода получены эволюционные кривые для белых карликов на плоскости центральная температура—плотность. Незначительно уступая в точности, энергетический метод дает возможность уменьшить время расчета конфигураций во много раз по отношению к дифференциальному методу. В данной работе делается попытка синтезировать этот метод с дифференциальным методом для расчета эволюции горячего белого карлика во времени.

2. Статическое состояние изотермического белого карлика с массой m солнечных масс, вещество которого состоит в основном из ядер железа и квазивырожденного электронного газа, определяется уравнением (1) [3]

$$t^2(21.71 - 6.697\,m^{2/3}) + 0.1538\,tx + x^2(0.001488 - 0.003608\,m^{2/3} - 0.000223\,m^{4/3}) + x^2(0.58 - 0.5089\,m^{2/3}) - 2.14 = 0, \quad (1)$$

где $t = kT/m_e c^2$ — температура изотермического ядра звезды в массах электрона, $x = p_{F_e}/m_e c$ — параметр релятивизма электронов, p_{F_e} ферми импульс электронов в центре звезды, m_e — масса электрона, c — скорость света. Присоединяя к (1) уравнение баланса энергии

$$\frac{d|E|}{d\tau} = -(L_\gamma + L_\nu), \quad (2)$$

где E — полная энергия звезды [3], L_γ — фотонная светимость, L_ν — нейтринная светимость, τ — время, получим полную систему уравнений, определяющую эволюцию белого карлика. В этих уравнениях автоматически учитывается освобожденная энергия при сжатии звезды, которая не учтена в [1, 4].

Такой подход к решению задачи явным образом содержит предположение о квазистационарности эволюции звезды, т. е. в каждый момент звезда считается равновесной. Это условие выполнится, если в ходе сжатия звезда успевает следить за равновесным распределением вещества, т. е. когда характерное время свободного падения намного меньше, чем характерное время сжатия τ_0

$$\tau_0 = \left|R/\frac{dR}{d\tau}\right| \gg (R^3/GM)^{1/2} \approx 3\,сек, \quad (3)$$

где G — гравитационная постоянная, R — радиус, а M — масса звезды.

При расчете предполагается, что в течение всей эволюции, кроме нейтронизации ядер никаких изменений с веществом не происходит. Конечно, такие процессы, как диссоциация ядер и возможные ядерные реакции, происходящие при высоких температурах, повлияют на ход эволюции, но не изменят общую картину.

3. Фотонная светимость в уравнении (2) определяется в предположении, что температура вырождения совпадает с температурой изотермического ядра. Как показано в [4], это приближение является хорошим для невысоких температур и грубым — для высоких.

Имея мощность выделения нейтрино и используя функцию распределения вещества из [3], легко посчитать нейтринную светимость звезды. Здесь учтены следующие каналы образования нейтрино:

а) $\gamma + e \to e + \nu + \bar{\nu}$, [5],

б) $\gamma + \gamma \to \gamma + \nu + \bar{\nu}$, [6],

в) $\Gamma \to \iota + \bar{\nu}$, [7],

которые дают основной вклад в нейтринную светимость звезды.

4. В данной работе рассчитана временная эволюция белых карликов с массами $1M_\odot$, $1.08M_\odot$ и $1.2M_\odot$. Начальные состояния выбирались таким образом, чтобы справедливость уравнения (1) не нарушалась. Расчет останавливался в точке потери устойчивости или при $t \ll 1$.

Конфигурация с массой $1M_\odot$, начиная эволюцию с температурой $t = 0.308$ остывает до $t = 0.00023$ за $1.4 \cdot 10^9$ *лет*. В начале эволюции исчерпывается энергия теплового „хвоста" квазивырожденных электронов и гравитационная энергия сжатия, а затем тепловая энергия ядер.

Конфигурация с массой $1.08M_\odot$ чуть превышает предельную массу Чандрасекара и поэтому кончает эволюцию потерей устойчивости. Эта конфигурация интересна тем, что в течение $4 \cdot 10^4$ *лет* остывает с $t = 0.3$ до $t = 0.06$ и только в конце, чуть нагреваясь, теряет устойчивость. В момент потери устойчивости $L_t \approx 1L_\odot$ уже с учетом градиента температуры во внешних вырожденных слоях. Для этой конфигурации запасы энергии обусловлены сжатием звезды. Такую звезду можно отождествить с предсверхновой I типа. Действительно, вплоть до потери устойчивости звезда имеет малую светимость, которая после потери устойчивости звезды за счет „взрыва" быстро увеличится, а возможное количество выброшенной массы намного меньше массы Солнца.

Совершенно по-другому проходит эволюция звезды с массой $1.2M_\odot$. В течение 0.7 *года* звезда нагревается от температуры $t = 0.37$ до $t = 0.6$ в момент потери устойчивости. В ходе сжатия тепловой „хвост" электронов теряет энергию и только чуть раньше момента потери устойчивости начинает сильно нагреваться, что объясняется зависимостью тепловой энергии от плотности и температуры. Потеря энергии для этой конфигурации обусловлена только нейтринным излучением за счет процессов $\gamma + \gamma \to \nu + \bar{\nu} + \gamma$ и $\gamma + e \to e + \nu + \bar{\nu}$.

Для всех конфигураций условие квазистационарности эволюции (3) удовлетворяется с очень большой точностью.

В табл. 1 для двух конфигураций с массами $1M_\odot$ и $1.2M_\odot$ приведена зависимость центральной температуры звезды от времени, где

за начало отсчета принято время, соответствующее начальному значению температуры ($\tau = 0$).

Таблица 1

ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗВЕЗДЫ t ОТ ВРЕМЕНИ τ ДЛЯ ДВУХ КОНФИГУРАЦИЙ

$m = 1M_\odot$

τ лет	0	1.34	17.0	148	545	646	743	$1.08 \cdot 10^4$	$1.27 \cdot 10^8$	$1.4 \cdot 10^9$
t	0.308	0.257	0.185	0.0512	0.021	0.01	0.002	0.0015	0.00086	0.00023

$m = 1.2M_\odot$

τ лет	0	0.111	0.201	0.34	0.46	0.528	0.592	0.63	0.645	0.657
t	0.376	0.377	0.382	0.395	0.413	0.439	0.472	0.510	0.556	0.596

В заключение заметим, что предлагаемый метод расчета эволюции звезды допускает всякие реакции и процессы в звезде, требуя только, чтобы относительное распределение вещества не менялось в ходе эволюции.

Выражаю благодарность Ю. Л. Вартаняну за обсуждения, Г. Р. Минасяну за обсуждения и помощь в работе.

Ереванский
государственный университет

THE COOLING OF THE WHITE DWARFS

G. S. HAJIAN

A comparatively simple method of calculation of the evolution of the white dwarfs is suggested. The results of the calculations for the white dwarfs with the masses $1M_\odot$, $1.08M_\odot$ and $1.2M_\odot$ are given in short.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Шварцшильд.* Строение и эволюция звезд. ИЛ. М., 1961.
2. Внутреннее строение звезд. Мир. М., 1970.
3. *Ю. Л. Вартанян, А. В. Овсепян.* Астрофизика, 7, 107, 1971.
4. *Ю. Л. Вартанян, Г. С. Аджян, А. С. Арутюнян.* Астрон. ж., 50, 305, 1973.
5. *E. E. Salpeter, V. Petrosian.* Phys. Rev., 154, 1445, 1967.
6. *Нгуен Ван Хьеу, П. Шабалин.* ЖЭТФ, 44, 1003, 1963.
7. *G. Beaudet, V. Petrosian, E. Salpeter.* Ap. J., 150, 979, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

ПОИСК ИНФРАКРАСНЫХ ЗВЕЗД В ОТКРЫТЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ

Р. А. ВАРДАНЯН

Поступила 31 октября 1974

На инфракрасных снимках ($\lambda_{эфф}$ = 0.9) 58 открытых звездных скоплений, полученных ЭОП-ом (УМ-92), обнаружено 16 инфракрасных звезд со значением R − I > +3^{m}0 в области скоплений NGC 225, 654, 6834, 6871, 6913, 7031, 7128 и IC 1805 4996.

Показано, что эти звезды входят в состав О-скоплений и практически не обнаруживаются в В-скоплениях.

В работе [1] В. А. Амбарцумян указал, что холодные сверхгиганты большой светимости довольно часто входят в состав О-ассоциаций. Данные, полученные нами статистическим методом [2], подтверждают принадлежность части звезд типа М, приведенных в каталоге CIT [3], к О-скоплениям и их слабую связь с В-скоплениями.

Впервые в Бюраканской астрофизической обсерватории К. А. Григоряном с помощью ЭОП-ов (УМ-92) [4] наблюдались астрономические объекты в инфракрасной области спектра ($\lambda_{эфф}$ = 0.9 μ).

В 1971, 1972 гг. с помощью ЭОП-ов (УМ-92) нами проводились наблюдения открытых звездных скоплений, с целью выявления инфракрасных звезд.

Были получены инфракрасные снимки свыше 75 открытых звездных скоплений. Из них исследовались 58 скоплений, для которых были получены удовлетворительные снимки. Каждое скопление наблюдалось дважды, а для большинства скоплений наблюдения велись в разные ночи.

Обработка снимков заключалась в следующем. Полученные на фотопленках А 500 снимки скоплений ($\lambda_{эфф}$ = 0.9 μ) сопоставлялись со

снимками Паломарского атласа и снимками скоплений, полученными в визуальной области спектра [5]. При сравнении (с целью поиска инфракрасных звезд в области открытых звездных скоплений) были отмечены те звезды с четкими изображениями на наших снимках, которые, однако, на О-карте Паломарского атласа и на карте работы [5] не были видны.

Отметим, что предельные звездные величины, полученные ЭОП-ом ($\lambda_{эфф} = 0.9\,\mu$) по нашей оценке составляют $I = 15^m5 - 16^m0$.

Выбор звезд по вышеуказанному принципу означает, что их $B - I > 5^m0$. Отсюда вытекает, что отмеченные нами звезды в основном красные или инфракрасные. Однако, как известно, для инфракрасных звезд более характерным является цвет R — I: разница звездных величин в красном и инфракрасном участках спектра. Для подобных звезд эти значения составляют величину порядка 3^m0, а в некоторых случаях 4^m5 [6].

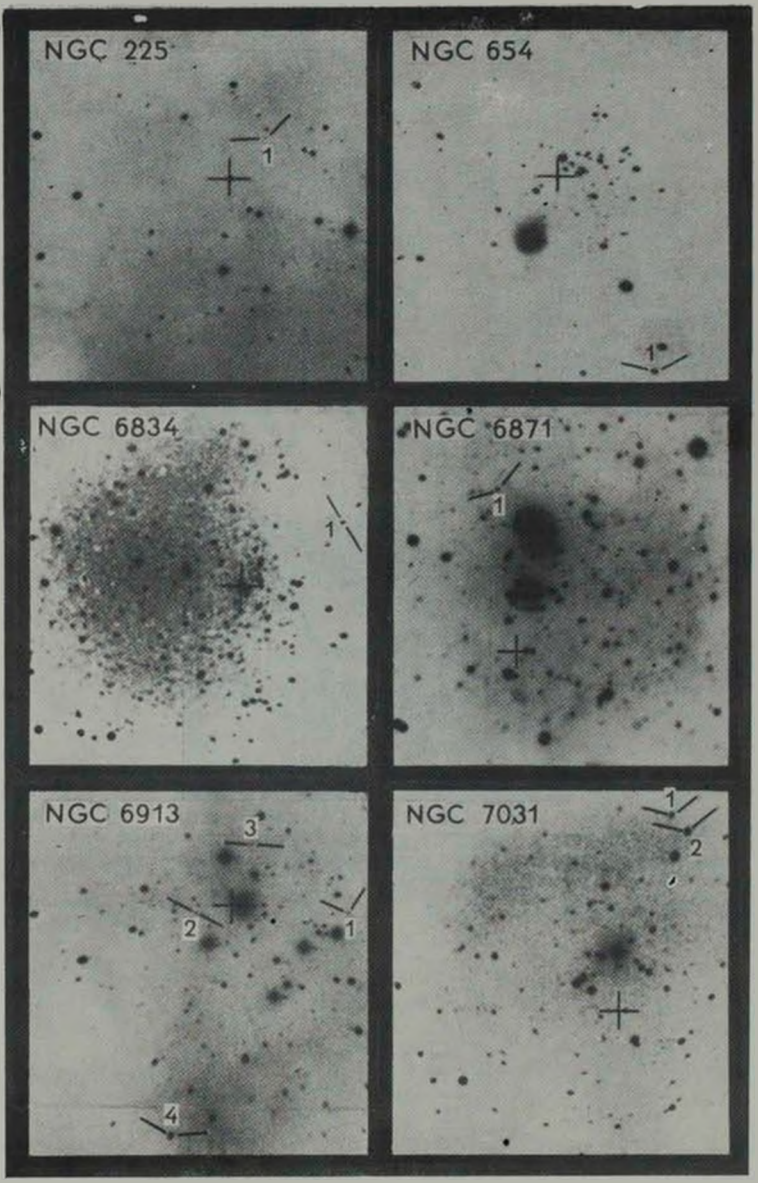
Исходя из этого, при выборе инфракрасных звезд среди отмеченных, нами вычислены звездные величины в красном (R) и инфракрасном (I) участках спектра. Для оценки звездных величин в красном участке спектра были использованы Паломарские E-карты, а в инфракрасном — наши снимки.

На Паломарской E-карте определены диаметры стандартных звезд, принадлежащих каждому скоплению отдельно и сопоставлены со звездными величинами R, вычисленными по формуле [7]: $R - V = 0.5 \times (B - V) - 1.05\, E_{B-V}$.

Для каждого скопления, в области которого мы нашли красные или инфракрасные звезды, по стандартным звездам были построены зависимости звездной величины R от диаметра (D) звезд. Имея диаметры отмеченных звезд, мы определили их звездные величины в красном участке спектра, используя полученные зависимости между R и D.

Аналогично мы построили и зависимости между I и D, используя при этом красные величины звезд скопления и выведенные для них по известным B — V и U — B поправки R — I: для вывода значений I.

В табл. 1 приведен список звезд, у которых R — I по нашей оценке составляет 3^m0 и более звездной величины. Инфракрасные снимки, позволяющие отождествлять указанные звезды, для каждого скопления в отдельности, приведены на рис. 1. По данным табл. 1 и по рис. 1 следует, что скопления NGC 6913 и IC 4996 содержат относительно больше инфракрасных звезд (по 4 в каждом). Отметим, что эти скопления являются ядрами О-ассоциаций. Звезда № 1 скопления NGC 6913 не была обнаружена вовсе на О- и E-картах Пало-


NGC 225
1
NGC 654
1
NGC 6834
1
NGC 6871
1
NGC 6913
3
2
1
4
NGC 7031
1
2

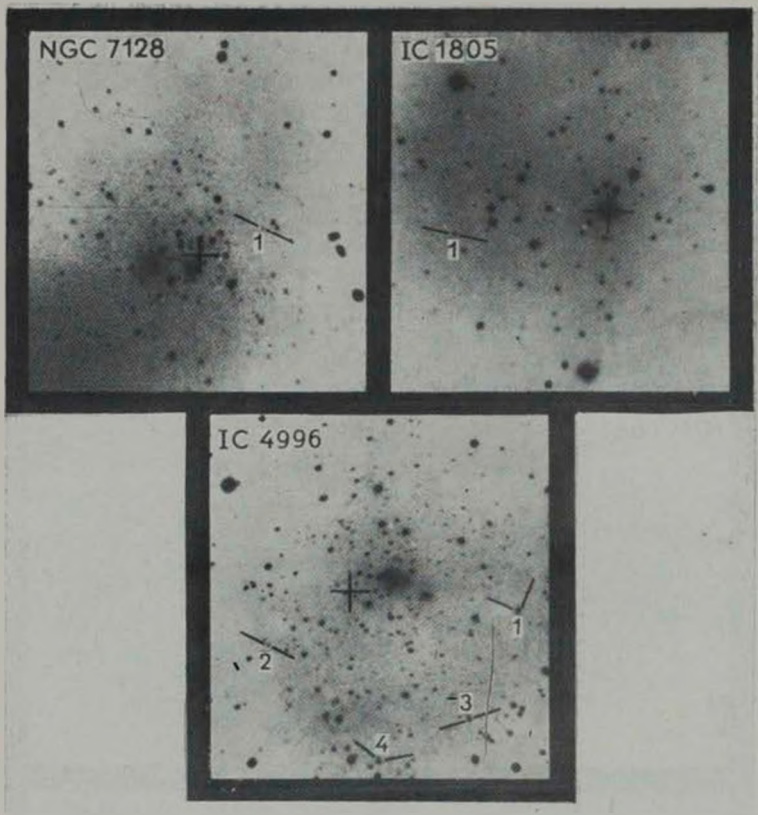


Рис. 1. Крестики (+) указывают центры скоплений по [5]. Увеличение порядковых номеров на снимках соответствует уменьшению значений R—I инфракрасных звезд. С— указывает направление севера.

К ст. Р. А. Варданяна

марского атласа, в то время как эта же звезда наблюдается на всех снимках, полученных в течение пяти ночей в инфракрасной области спектра. По данным [8] следует также, что кроме скоплений NGC 7031 и NGC 225 все остальные имеют спектральные типы не позднее B2.

Таблица 1

NGC	№	R	I
225	1	$18^m.8$	$15^m.0$
654	1	18.5	15.0
6834	1	16.3	13.0
6871	1	17.8	14.7
6913	1	20	15.0
	2	18.8	15.0
	3	18.3	15.0
	4	16.8	13.8
7031	1	18.0	13.8
	2	17.3	13.6
7128	1	19.0	15.4
IC 1805	1	18.0	15.0
IC 4996	1	17.8	13.0
	2	18.8	15.0
	3	17.5	13.8
	4	17.5	14.0

Но так как среди исследованных 58 скоплений более чем 50% имеют тип позже B2, то нет сомнения, что наряду с холодными сверхгигантами инфракрасные звезды могут также входить в состав O-скоплений. Однако они практически не обнаруживаются в B-скоплениях. Дальнейшее исследование O-скоплений и содержащих их O-ассоциаций в далекой инфракрасной области спектра даст возможность открывать новые инфракрасные объекты и обогатит наши представления о молодых образованиях в молодых звездных агрегатах.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

A SEARCH FOR INFRARED STARS IN OPEN STAR CLUSTERS

R. A. VARDANIAN

16 infrared stars with $R - I \geq +3.0$ are detected in open star clusters NGC 225, 654, 6834, 6871, 6913, 7031, 7128, IC 1805 and IC 4996 in a search of 58 open star clusters made with the image tube (YM-92).

It is shown that infrared stars are found in O-type clusters but practically they are not detected in B-clusters.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, ДАН АН Арм.ССР, 16, 73, 1953.
2. *Р. А. Варданян*, Астрофизика, 8, 613, 1972.
3. *G. Negebauer, R. Leighton*. A Preliminary Catalog CIT, Washington, 1969.
4. *К. А. Григорян*, Сообщ. Бюраканской обс., 44, 120, 1972.
5. *A. A. Hoag*, Publ. U. S. nav. Obs., 17, part 7, 1961.
6. *H. L. Johnson et al*, Ap. J., 142, 1249, 1965.
7. *М. Цветков*, Изв. секции по астрономии АН Болгарии, 4, 31, 1973.
8. *W. Becker, R. Fenkart*, Astron. Astrophys. Suppl., 4, 241, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11 МАЙ, 1975 ВЫПУСК 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К ПРОБЛЕМЕ ФРАГМЕНТАЦИИ ГАЛАКТИК

В № 815—817 Астрономического циркуляра и последующих была опубликована серия наших кратких выводов из изучения 2000 взаимодействующих галактик, преимущественно компактных. Высказывается гипотеза, что спутники галактик типа М 51 формируются внутри них, приобретая собственное вращение, постепенно удаляются. Это иллюстрируется на рис. 1 №№ 3—8 рядом. Обнаружение нами галактик с *парой симметричных спутников на конце каждой ветви* — новый довод против случайности встречи с ними и против приливов как причины возникновения у них спиралей (по крайней мере статистически).

В среднем столбце первые 3 объекта имеют вид апиодов и, может быть, случаев ротационного деления галактик. Ниже приведен ряд случаев отпочкования спутников „на ножке". Последний ряд и два ряда рис. 2 — вероятные пути распада плотных гнезд на группы галактик с попутной фрагментацией их. В последнем столбце представлены гнезда 3—4 галактик, образующих цепочки с членами, которые соединены голубыми перемычками. Объекты 40 и 41 имеют главным членом линейную систему, которая после неизбежного распада превратится в истинные цепочки из немногих членов. Обнаружение приводимых здесь форм убедительно говорит в пользу гипотезы В. А. Амбарцумяна о неустойчивости и распаде малых групп. Было бы также естественно видеть предшественниками тесных гнезд еще более плотные формации. Почти все фотографии представляют 30-кратное увеличение с синих карт Паломарского атласа неба, и по MCG их номера таковы:

1. 5—31—144, 2. —1—30—43, 3. 8—33—14, 4. 2—33—36, 5. 13—12—26, 6. 8—25—12, 7. 7—25—33, 34, 8. —1—7—7, 9. —4—5—4. 10. 2—25—56, 11. 5—33—12, 12. —6—47—11, 13. 4—28—59, 14. 2—4—21, 22, 15. 6—26—62, 16. —1—3—78, 17. —2—8—19, 18. 5—43—14, 19. 4—36—9, 20. 1—13—1, 21. 1—28—4, 22. 3—34—39, 23. —2—3—37, 24. 1—33—38.
То же II: 25. 0—60—53, 26. 2—8—25, 27. 9—23—34, 28. 2—33—41, 29. 1—12—6, 30. 4—31—10, 31. 9—17—36, 32. 2—32—125, 33. —1—13—45, 34. —3—37—1, 35. 10—23—38, 36. 1—2—1, 2, 37. 9—20—113, 38. 0—19—73, 39. —2—58—11, 40. 5—38—36, 41. —2—9—35.

On the Problem of Fragmentation of Galaxies. Examples of photographs of interaction of compact galaxies are given witnessing their fragmentation and the decay of groups.

Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга Б. А. ВОРОНЦОВ-ВЕЛЬЯМИНОВ

ПЕРЕМЕННОСТЬ ОБЪЕКТА МАРКАРЯН 388

В четвертом списке галактик Маркаряна с ультрафиолетовым континуумом [1] выделены десять объектов, сходных по характеру распределения энергии в спектре с квазарами. Однако авторы отмечают, что не исключена возможность, что среди них могут быть белые карлики и звезды типа U Близнецов. Объект же под номером Маркарян 388, совпадающий по координатам с Топ 323, уступает ей по яркости в эпоху спектральных наблюдений в 1968—1969 гг. и, возможно, переменный.

Спектральные наблюдения Маркарян 388, проведенные весной 1972 г. [2], выявили эмиссионную линию H_γ в красной части спектра шириной 40 А. Красное смещение при использованном в [2] разрешении неотличимо от нуля.

В дальнейшем этот объект спектроскопически был наблюден Уиллсами [3] и была обнаружена только одна узкая и слабая линия H_γ в поглощении, на основе которой был сделан вывод, что объект является белым карликом типа DA.

Объект Маркарян 388, наряду с другими звездообразными объектами, был включен в программу наблюдений на предмет выявления переменности, проводимых в Бюраканской обсерватории с осени 1972 г. Данные наблюдений Маркарян 388 имеются для трех эпох (табл. 1).

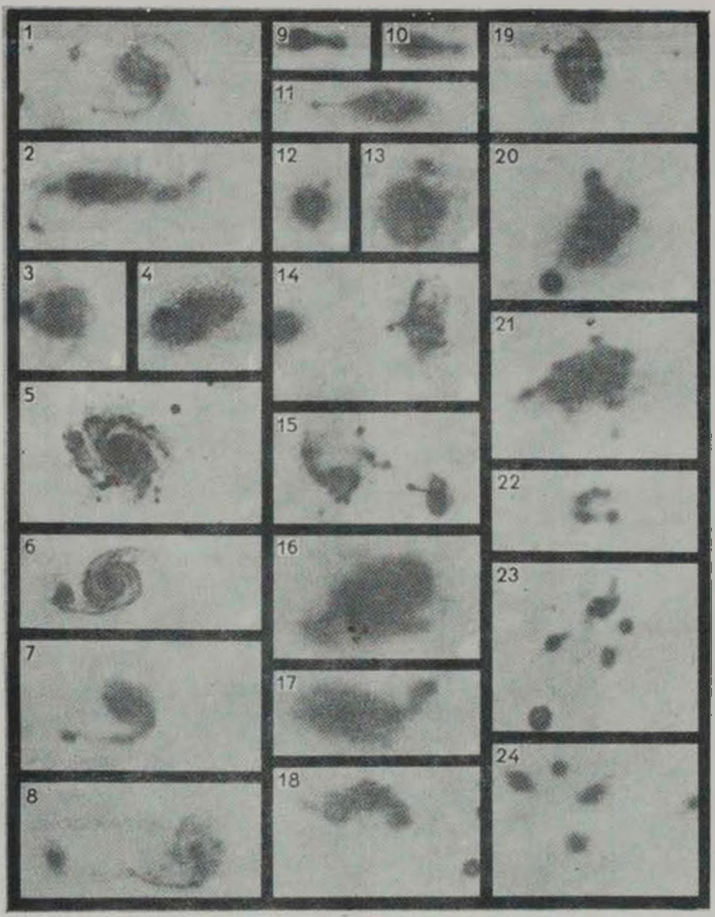


Рис. 1.

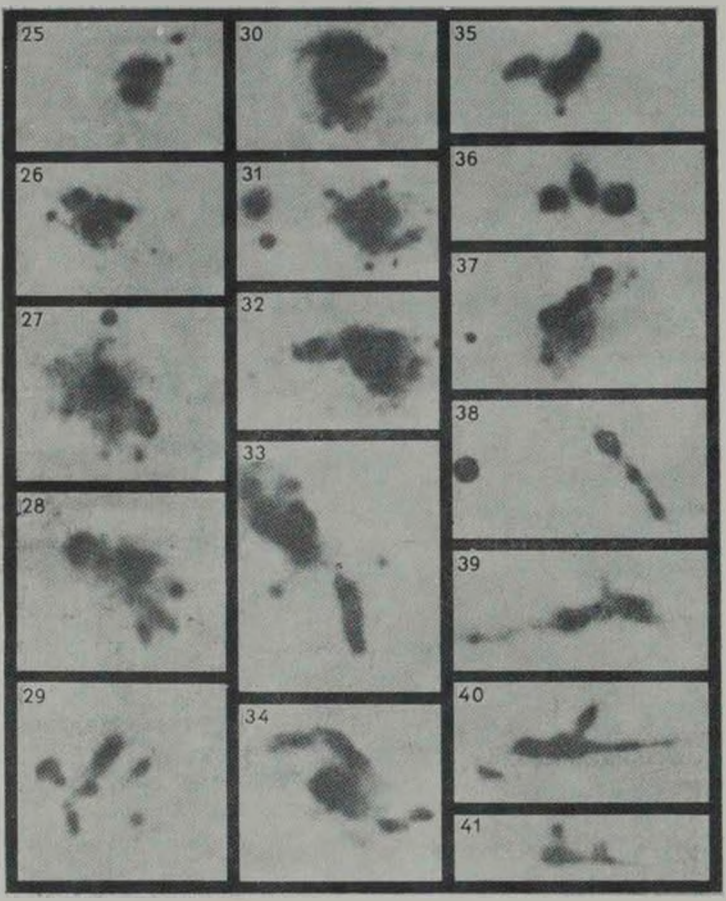


Рис. 2.

К ст. Б. А. Воронцова-Вельяминова

Таблица 1

Номер пластинки	Дата наблюдения	Экспозиция (*мин*)	Тип эмульсии	Фильтр	Телескоп
1222	4/5.I.1973	3, 5, 8	ORWO	—	21″
1342	21,22.XII.1973	8	ORWO	—	21″
1664	5/6.II.1975	1, 2	Kodak 103 AO	—	40″
1666	„	3	„ 103 AD	GG—495	40″
1667	„	8	„ 103 AO	UG—2	40″

Фотометрические измерения, проведенные на микрофотометре МФ-2, подтвердили переменность Маркарян 388. Были использованы фотоэлектрические [4] и фотометрические [5] величины звезд области SA54. В табл. 2 приводятся результаты измерений в фотографических лучах.

Таблица 2

Эпоха	4—5.I.1973			21—22.XII.1973	5—6.II.1975	
Экспозиция (*мин*)	3	5	8	8	1	2
Звездная величина	12^m5	12.5	12.6	13.8	14.5	14.6

В начале 1973 г. яркость объекта была 12^m5, то есть на две звездные величины ярче, чем в феврале 1975 г. Были ли изменения яркости в периоды между нашими наблюдениями, трудно сказать. По пластинкам, полученным в течение одной ночи, 5—6.II.1975 г. измерены также U и V величины:

$$U = 13^m9 \pm 0^m1,$$

$$V = 14^m7 \pm 0^m1.$$

Таким образом, показатели цвета объекта в эту эпоху наблюдений равны:

$$U - B = -0^m7 \quad \text{и} \quad B - V = -0^m1.$$

Эти значения показателей цвета для Маркарян 388 сходны с цветами звезд типа U Близнецов в минимуме их блеска. Обнаруженная Аракеляном и др. [2] эмиссия также, по-видимому, относится к эпохе минимума блеска звезды, характерной присутствием ярких линий водорода и ионизованного гелия. Полная ширина линий в спектре звезд U Близнецов доходит иногда до 50—60 А, что близко к значению 40 А, полученному в [2].

В максимуме блеска распределение энергии в спектрах звезд U Близнецов очень похоже на спектр белого карлика. Спектр во время вспышек обычно чисто абсорбционный. По-видимому, это и дало основание Уиллсам [3] считать Маркарян 388 белым карликом.

Блеск звезд U Близнецов обычно возрастает на 2—4 величины. Для Маркарян 388 мы не можем быть уверенными, наблюдали ли мы его в максимуме или нет. Значение же 14^m5, по-видимому, более реально для минимального блеска, тем более, что приблизительные оценки звездных величин по картам Паломарского обозрения с помощью близлежащих звезд дают значения, близкие к нашим.

Исходя из фотометрических данных, Маркарян 388 можно считать, вероятнее всего, звездой типа U Близнецов.

The Variability of the Object Markarian 388. A variation in brightness of two magnitudes of Markarian 388 in photographic light is observed. It is suggested that this object is an U Geminorum type star.

24 февраля 1975
Бюраканская астрофизическая обсерватория

К. А. САКАЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий*, Астрофизика, 7, 511, 1971.
2. *М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов*, Астрофизика, 8, 329, 1972.
3. *D. Wills, B. J. Wills*, M. N., 167, 79, 1974.
4. *J. B. Priser*, Publ. U. S. Naval Obs., II Ser., 20, 7, 1974.
5. *A. Th. Purgathofer*, Lowel Obs. Bull, 147, 98, 1969.

КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ ТИПА СКУЛЬПТОРА В ОКРЕСТНОСТЯХ ЯРКИХ ГАЛАКТИК

В Таутенбургской обсерватории (ГДР) на 2-метровом телескопе Шмидта получен ряд пластинок областей группы галактик M 81—82 и NGC 520. На эти пластинки попали объекты, обнаруженные ранее на картах Паломарского атласа и классифицированные как карликовые галактики типа Скульптора [1]. Обработка пластинок (сведения о них даны в табл. 1) проводилась в САО АН СССР на микрофотометре МФ-2. Характеристические кривые для каждой пластинки спрямлялись по методу Вокулера [2]. Поскольку таутенбургские пластинки не предназначались для абсолютной фотометрии, мы использовали для привязок результаты электрофотометрических наблюдений объекта Scu 62 [3].

Таблица 1

СВЕДЕНИЯ ОБ ИЗМЕРЕННЫХ ПЛАСТИНКАХ

Дата наблюдения	Цветовая система	Эмульсия + фильтр	Время экспозиции (мин)	Объекты
1/2 III 1968	B	ZU 2+GG 13	60	Scu 61 62, 64
8/9 III 1967	V	103aG+GG 11	60	Scu 61, 62, 64
9/10 X 1972	B	103aO+GG 13 I	24	Scu 5
9/10 X 1972	V	103aD+GG 11 II	18	Scu 5

Изучаемые объекты характеризуются очень слабой поверхностной яркостью. Это обстоятельство и то, что измерения проводились на одной пластинке в каждом цвете, дает невысокую точность фотометрии $\sim 0^m5$. Поэтому полученные результаты следует считать предварительными.

Scu 64 ($\alpha_{1950} = 10^h02^m2$, $\delta_{1950} = +69°03'$). Для объекта были сделаны фотометрические разрезы вдоль большой и малой осей. Scu 64 имеет довольно большие угловые размеры ($120'' \times 50''$), но фотометрические оценки оказались возможными только для центральных частей, из-за слабой поверхностной яркости на периферии.

До уровней поверхностной яркости

$$V = 25.1/\square'' \quad (60'' \times 30'')$$

и

$$B = 25.8/\square'' \quad (35'' \times 33'')$$

величины объекта $V = 17.1$ и $B = 18.2$.

Цвет B–V, приведенный к размерам $35'' \times 20''$, равен $+1.0$.

В пределах размеров $70'' \times 40''$ средняя поверхностная яркость $V/\square'' = 25.4$ а (для размеров $35'' \times 33''$) $B/\square'' = 25.6$.

В центральных частях распределение яркости вдоль радиуса плавное (рис. 1). При расстоянии до Scu 64, равном расстоянию до группы M 81 (2.9 *Мпс* по Холмбергу [4]), его полный диаметр составляет 1.74 *кпс*, а абсолютная величина (в пределах фотометрированной области) $M_v = -10$. Таким образом, объект Scu 64 имеет характеристики, сходные с характеристиками карликов типа Скульптора в Местной группе и, видимо, является членом группы M 81.

Scu 61 ($\alpha_{1950} = 9^h52^m6$, $\delta_{1950} = +68°48'$). Объект довольно протяженный, с крайне низкой поверхностной яркостью. Точную оценку размеров дать трудно. Фотометрию удалось выполнить только в V цвете для самых центральных частей (был сделан разрез вдоль боль-

шой оси). Внутри размера 22.5 $V = 18.7$, что при расстоянии 2.9 *Мпс* соответствует $M_V = -8.6$. Центральная поверхностная яркость равна $V/\square'' = 24.7$, а средняя в круге диаметра 22 5 $V/\square'' = 25.4$. При угловых размерах $\sim 120 \times 60''$ линейные размеры $\sim 1.7 \times 0.8$ *кпс*. Распределение поверхностной яркости вдоль радиуса (для центральной области) приведено на рис. 2.

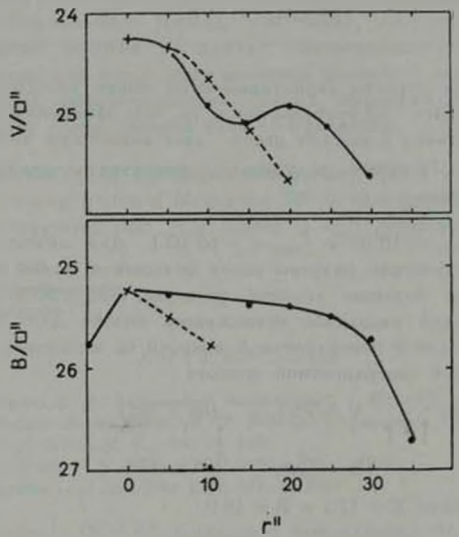


Рис. 1. Распределение поверхностной яркости в карликовой галактике Scu 64. Обозначения: · — большая ось, × — малая ось.

Этот объект также, по-видимому, карликовая галактика типа Скульптора и принадлежит к группе М 81.

Scu 5 ($\alpha_{1950} = 1^h21^m8$, $\delta_{1950} = +3°36'$). Объект, предположительно, располагается на продолжении „струи" пекулярной галактики NGC 520. Его угловые размеры $\sim 60 \times 50''$. Фотометрия (разрезы вдоль большой и малой осей) была выполнена в B и V цветах. К сожалению, в этой области мы не имели фотоэлектрических привязок для абсолютной калибровки пластинок, поэтому распределение яркости вдоль радиуса приводится в относительных единицах (рис. 3).

Поверхностные яркости, характер распределения яркости, цвет и абсолютные характеристики двух изученных объектов (Scu 61 и

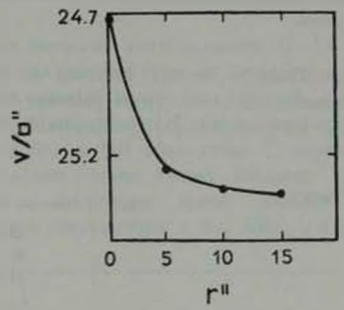


Рис. 2. Распределение поверхностной яркости вдоль большой оси карликовой галактики Scu 61.

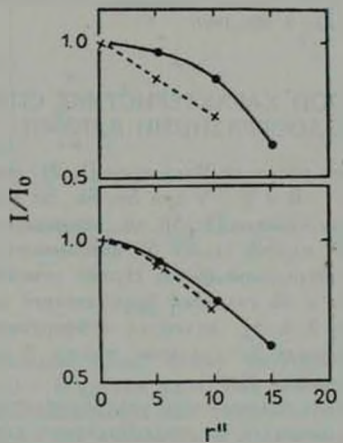


Рис. 3. Распределение поверхностной яркости (в относительных единицах) в карликовой галактике Scu 5. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Scu 64) дают основание для подтверждения ранней их классификации как галактик, подобных карликовым галактикам типа Скульптора в Местной группе.

Авторы благодарят И. С. Балинскую за помощь в вычислениях.

Авторы (В. Е. К. и И. П. К.) признательны дирекции ЦИА АН ГДР за любезное предоставление оригинальных таутенбургских пластинок для измерений.

The Sculptor-type Dwarfs in the Vicinity of Bright Galaxies. The results of photometry of two dwarf galaxies in the M 81 group show that objects 61, 64 from list [1] are probably the Sculptor-type dwarf galaxies.

Центральный ин-т астрофизики
АН ГДР
САО АН СССР

Ф. БЁРНГЕН
В. Е. КАРАЧЕНЦЕВА
И. П. КОСТЮК

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Е. Караченцева*, Сообщ. Бюраканской обс., 39, 61, 1968.
2. *G. de Vaucouleurs*, Appl. Optics, 7, 1513, 1968.
3. *В. Е. Караченцева, И. П. Костюк*, Астрофизика, 10, 622, 1974.
4. *E. Holmberg*, Ark. Astr., 5, 305, 1969.

О НЕКОТОРОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ СПИРАЛЕЙ СО ЗВЕЗДООБРАЗНЫМИ ЯДРАМИ

Если по данным работ де Вокулеров [1, 2] вывести средние интегральные цвета U — B и B — V для Sa, Sb, Sc галактик разных бюраканских классов из списков [3—5], то оказывается, что галактики со звездообразными ядрами (класс 5) показывают ультрафиолетовый избыток в своем интегральном цвете. Нужно отметить, что подавляющее большинство Sa и Sb галактик бюраканского класса 5, содержащихся в списках [1, 2, 4, 8], являются сейфертовскими галактиками [4—6]. В число же шести Sc галактик класса 5 входит только одна галактика сейфертовского типа.

Казалось бы явно наблюдаемый ультрафиолетовый эксцесс в интегральном цвете у спиралей со звездообразными ядрами должен быть обусловлен интенсивным голубым излучением их сейфертовских ядер, которое, согласно работе Маркаряна [7], является следствием излучения источников нетеплового характера. Несомненно, эти ядра своим излучением вносят большой вклад в интегральный цвет своих галактик.

Для проверки того, насколько влияют эти ядра на интегральный цвет своих галактик, их блеск был вычтен из блеска соответствующих

галактик. При этом мы пользовались работами [1,8—11]. Оказалось, что в подавляющем большинстве случаев остальная часть галактики (фон галактики) также имеет ультрафиолетовый избыток в своем интегральном цвете.

Отрицательное значение интегрального U — B цвета галактик может быть вызвано излучением горячих гигантов и сверхгигантов, входящих в состав ассоциаций и сверхассоциаций, а также наличием источников нетеплового излучения. Согласно исследованиям Ходжа [12], Sa и Sb галактики бедны HII областями. С переходом к Sc галактикам число HII областей сильно растет. Наличие же сверхассоциаций по существующим в настоящее время данным [13], в абсолютном большинстве случаев связывается с Sc, SBc, Irrl галактиками.

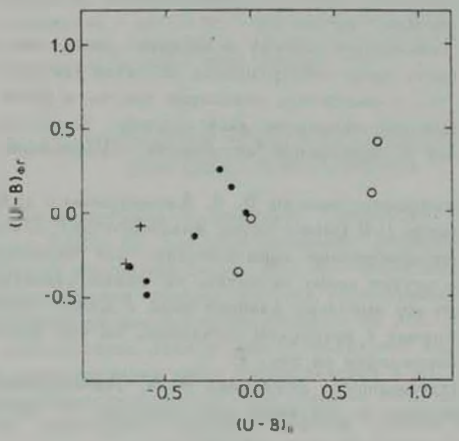


Рис. 1.

На рис. 1 приведена связь между интегральным U — B цветом фона галактики и U — B цветом ядра. Как видно из рисунка, существует почти прямопропорциональная зависимость между этими двумя параметрами. Имеется две возможности объяснения такой связи: пространство вокруг ядра, так же, как и само ядро, содержит источники нетеплового излучения или в пространстве вокруг ядра содержатся горячие гиганты. Не исключено также, что некоторое уменьшение U — B фона вызывается наличием избытка звезд типа A вокруг звездообразного ядра или других центров активности.

Следует отметить, что для галактик остальных бюраканских классов связь, представленная на диаграмме рис. 1, не сохраняется. Например, у IC 342, у которой очень голубое ядро: $U-B=-0^m8$, $B-V=0^m5$ (неопубликованные данные автора), окружающая ядро остальная часть галактики весьма красная: $U-B=+1^m0$. Эта галактика принадлежит бюраканскому классу 4, т. е. у нее звездоподобное ядро, а не звездообразное.

Нет сомнений, что цвета ядер сейфертовских галактик подвержены значительным эволюционным изменениям. В таком случае найденная корреляция является некоторым свидетельством в пользу параллельности изменений цветов ядра и фона. С другой стороны, изменения цвета фона должны происходить относительно медленно (десятки миллионов лет и больше). Очевидно, ядро должно испытывать столь же медленные изменения цвета.

Поскольку наблюдения говорят о наличии очень быстрых изменений блеска и цвета ядер сейфертовских галактик (за время порядка нескольких лет), то, по-видимому, изменения блеска и цвета ядра следует рассматривать как наложение двух явлений: медленных эволюционных изменений и проявлений активности, вызывающей быстрые изменения.

Если распространить выводы В. А. Амбарцумяна о долговечности компактных галактик [14] (много сотен миллионов лет и, может быть, миллиарды) на звездообразные ядра галактик, как независимые компактные системы внутри своих галактик, то можно сказать, что звездообразность ядра это довольно длинная фаза в жизни галактики, возможно даже сравнимая с возрастом галактики, на что указывает вышеприведенная корреляция на рис. 1.

Выражаю благодарность академику В. А. Амбарцумяну и академику Б. Е. Маркаряну за оказанное ими внимание к настоящей работе.

On Some Characteristics of Spirals with the Starlike Nuclei. There is an approoximate linear correlation between U—B colours of the starlike nuclei and integral U—B colours of the remainding parts of galaxies, which,apparently, indicate the lasting life time of the starlike nuclei.

24 декабря 1974

Бюраканская астрофизическая обсерватория

С. Г. ИСКУДАРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. de Vaucouleurs*, Ap. J. Suppl. ser. 5, № 48, 233, 1961.
2. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs*, Mem. Roy. Astron. Soc., 77, 1, 1972.
3. *С. Г. Искударян*, Астрофизика, 4, 385, 1968
4. *А. Саакян*, Астрофизика, 41, 1968.
5. *К. А. Саакян*, Астрофизика, 5, 593, 1969.
6. Proceedings of the Conference of Seyfert Galaxies and Related Objects, Held at Steward Observatory University of Arizona, 14—16 February, 1968.
7. *К. С. Маркарян*, Астрофизика, 3, 55, 1967.
8. *Э. А. Дибай, Г. В. Зайцева, В. М. Лютый*, Астрон. цирк. № 481, 1968.
9. *Э. А. Дибай, В. М. Лютый*, Астрофизика, 7, 169, 1971.
10. *W. G. Tifft*, A. J., 74, 354, 1969.
11. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs*, Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, 1964.
12. *P. W. Hodge*, Ap. J., 72, 129, 1967.
13. *В. А. Амбарцумян* и др., Сообщ. Бюраканской обс., 33, 3, 1963.
14. *В. А. Амбарцумян*, „Галактики и их ядра". Доклад, прочитанный на Чрезвычайной Генеральной Ассамблее МАС, Краков, 1973.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ВЕТВИ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ

В [1, 2] обнаружено своеобразие частотного распределения параметра $z = B/(B + R)$, который описывает строение горизонтальной ветви шаровых скоплений (здесь B и R — числа звезд соответственно с голубой и красной сторон пробела переменных). Распределение z с характерными пиками по краям показано на рис. 1. При построении рисунка использованы данные для 51 скопления из работ [1—5].

Для интерпретации этого распределения в [1, 2] предложена следующая вероятностная модель. На отрезок MN, разделенный на три части, мы многократно бросаем меньший отрезок PS так, чтобы он не выходил за пределы MN (см. рис. 2). Пусть B и R — длины отрезка PS, попадающие при данном бросании соответственно на левый (MK) и правый (LN) участки отрезка MN. Тогда для каждого бросания можно определить величину $z = B/(B + R)$. Если усложнить задачу и предположить, что распределение точек на PS неравномерное, то под B и R следует уже понимать площади под кривой распределения на PS, проектирующиеся при данном бросании на участки MK и LN.

В [1] предполагалось, что при соответствующем выборе длин всех отрезков эта вероятностная модель способна объяснить наблюдаемое частотное распределение параметра z. Однако детальные расчеты не проводились, и в дальнейшем модель бросания подменялась

моделью „скольжения" [1, 2]. Такая подмена в принципе оправдана, поскольку при большом числе бросаний обе модели должны сходиться. В то же время модель бросания представляет и самостоятельный интерес. Во-первых, интересно посмотреть, каким будет частотное распределение α при малом числе бросаний, которое соответствует числу известных в действительности значений α. Во-вторых, в задаче бросания легче исследовать сходимость модели и устойчивость ее к изменениям всех входящих параметров. Наконец, к ней может быть ближе несколько отличная от [1, 2] физическая интерпретация.

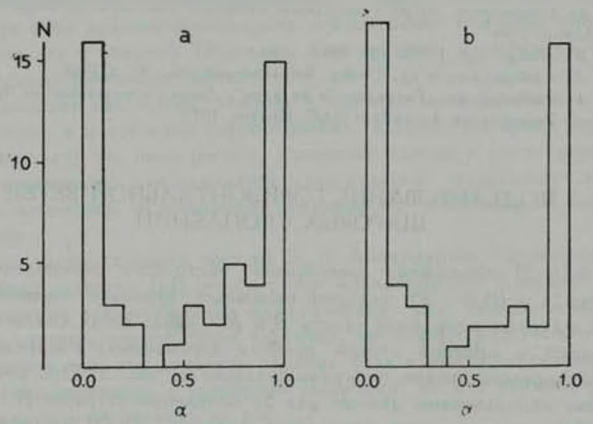


Рис. 1. a) Распределение параметра α по данным [1—5]. b) Модельное распределение α.

На ЭВМ БЭСМ-4М были проведены четыре серии расчетов; всего рассчитано 96 моделей. В первой, пробной, серии исследована устойчивость по отношению к изменению длин всех отрезков на рис. 2 и к изменению характера распределения, заданного на *PS*. Рассчитано 16 моделей, в 8 из которых число бросаний принято равным тысяче, в 8 других — десяти тысячам. Оказалось, что малые изменения входящих параметров приводят к малым изменениям в результирующем частотном распределении α, т. е. модель является устойчивой.

Во второй серии рассчитана сходимость модели. Рассчитывалось 50 моделей с различным числом бросаний, от 20 до 1000. Принципиальные черты рис. 1a можно проследить уже на моделях с ма-

лым числом бросаний (20, 40). С увеличением числа бросаний эти черты (пики по краям) выявляются еще четче.

В третьей серии приняты следующие значения параметров рис. 2: $MN = 95$, $MK = 35$, $KL = 25$, $LN = 35$; $PS = 60$. На PS задано нормальное распределение с $\sigma = 10$. Эти значения, по-видимому, достаточно близки к действительности [2]. Подсчитано 20 моделей, каждая из которых состоит из 20 бросаний. Типичное модельное распределение z показано на рис. 1b.

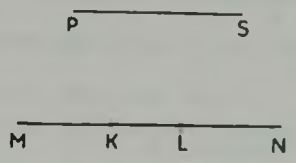


Рис. 2.

Наконец, в четвертой серии, состоящей из 10 моделей, при каждом бросании все параметры рис. 2 и значения σ изменялись случайным образом около тех значений, которые использовались в третьей серии. Полученные распределения z отличаются от распределения рис. 1b несущественно, и приводить их здесь мы не будем.

Во всех моделях всех серий распределение случайных чисел, используемых для вычисления того места, на которое падает отрезок PS, принималось равномерным.

Сходство рис. 1a и 1b свидетельствует в пользу правильности предложенной в [1, 2] модели.

Modeling of Horizontal Branch of Globular Clusters. Results of numerical calculations of the probability model proposed earlier for the interpretation of the horizontal branch structure of globular clusters are presented. Agreement between model distribution of parameter z and observations is found.

Астрофизическая обсерватория
Львовского университета
Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

А. М. ЭЙГЕНСОН
Н. Н. САМУСЬ

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. М. Эйленсон*, Астрофизика, 9, 197, 1973.
2. *А. М. Эйленсон*, Астрофизика, 9, 431, 1973.
3. *А. В. Миронов*, Астрон. ж., 49, 134, 1972.
4. *А. В. Миронов*, Астрон. ж., 50, 27, 1973.
5. *А. В. Миронов, Н. Н. Самусь*. ПЗ., (в печати).

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 04863. Подписано к печати 1. VII. 1975 г. Тираж 925. Изд. 4280. Заказ 226.
Формат бумаги 70×108¹/₁₆. Печ. л. 11+12 вкл. Бум. л. 5,5.
Усл. печ. л. 15,56. Уч. изд. листов 11,45.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутян, 24.

CONTENTS

SOME REMARKS ON COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES
V. A. Ambartsumian, H. C. Arp, A. A. Hoag, L. V. Mirzoyan 193

ON ONE FORM OF ACTIVITY IN GALAXIES
K. A. Saharian, E. Ye. Khachikian 207

COMPACT GROUPS OF COMPACT GALAXIES. V.
F. W. Bater, H. Tiersch 221

PAIRS OF ONE MARKARIAN AND ONE COMPACT GALAXY
J. Heidmann, A. T. Kalloghlian 229

ON THE ORIGIN OF GALAXY ROTATION IN AMBARTSUMIAN'S COSMOGONY . . . . . *R. M. Muradian* 237

THE SPECTRUM OF THE PLANETARY NEBULA IC 4997 IN THE NEAR INFRARED . . . . . *R. I. Noskova* 249

H_α-EMMISSION STARS IN AND NEAR NGC 7000. II. . . . . *G. Weiln* 261

CONTINUOUS EMISSION FROM THE GASEOUS NEBULA BEYOUND THE LYMAN LIMIT . . . . . *G. T. Bolgova, G. S. Khromov* 269

ON THE CASCADE PROCESS IN THE STRONG MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS IN ASTROPHYSICAL CONDITIONS
Yu. I. Alber, Z. N. Krotova, V. Yu. Eidman 283

ON THE NON-STATIONARY RAYLEIGH PROBLEM FOR STRONGLY MAGNETIZED PLASMA . . . . . *L. A. Abramov, L. S. Alperovitch* 293

THE ELECTROMAGNETIC WAVES IN A RELATIVISTIC PLASMA WITH A STRONG MAGNETIC FIELD. . . *E. V. Suvorov, Yu. V. Chugunov* 305

ON THE EQUILIBRIUM AND STABILITY OF TWO SHEET HYPERBOLOIDAL FIGURES OF ROTATING INTERSTELLAR MEDIUM
M. G. Abrahamian, S. A. Kaplan 319

ON STAR MOTIONS IN THE NON-STEADY GRAVITATIONAL FIELD OF PRIMORDIAL PROTOGALAXY
V. A. Antonov, L. P. Ossipkov, A. D. Chernin 335

THE COOLING OF THE WHITE DWARFS . . . . . *G. S. Hajian* 347

A SEARCH OF INFRARED STARS IN OPEN STAR CLUSTERS
R. A. Vardanian 351

NOTES

ON THE PROBLEM OF FRAGMENTATION OF GALAXIES *B. A. Vorontsov-Velyaminov* 355

THE VARIABILITY OF THE OBJECT MARKARIAN 368 . . . . . *K. A. Saharian* 356

THE SCULPTOR-TYPE DWARFS IN THE VICINITY OF BRIGHT GALAXIES
F. Börngen, V. E. Karachentseva, I. P. Kostyuk 358

ON SOME CHARACTERISTICS OF SPIRALS WITH THE STARLIKE NUCLEI
S. G. Iskudarian 362

MODELING OF HORIZONTAL BRANCH OF GLOBULAR CLUSTERS
A. M. Etgenson, N. N. Samus' 365