

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 37

МАЙ, 1994

ВЫПУСК 2

- ФАБРИ-ПЕРО H_{α} -ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
НЕКОТОРЫХ НИИ-ОБЛАСТЕЙ. I. Sh2-152 И Sh2-153
*Л.В.Мирзоян, Ж.Булестекс, В.В.Амбарян, М.Марселан,
А.Л.Мирзоян, И.М.Жоржелан, Е. Ле Коарер, А. Лавал* 175
- О ВОЗМОЖНОМ ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И СОДЕР-
ЖАНИИ ЖЕЛЕЗА В АТМОСФЕРАХ "МЕТАЛЛИЧЕСКИХ"
Am - ЗВЕЗД
И.С.Саванов 187
- ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУ-
БЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. VIII.
ПОЛОСА $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$
Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян 197
- ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУР В, А И F ЗВЕЗД
КЛАССОВ СВЕТИМОСТИ III — V ПО НАКЛОНУ СПЕКТРА
В БАЛЬМЕРОВСКОМ КОНТИНУУМЕ
Н.А.Соколов 207
- НОВЫЕ H_{α} - ЭМИССИОННЫЕ ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТИ ЦЕФЕЯ
Н.Д.Меликян 219
- СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ SU ВОЗНИЧЕГО
Н.Л.Иванова 229
- ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДВОЙСТВЕННОСТИ У КРАСНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ
ЗВЕЗД ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ
Р.А.Варданян 235

(Продолжение на 4-стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г. на русском
и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա Գ.Ս.Բինուսյանի—Կոզան, Վ.Գ.Գոդազյի (զին. - խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրիմին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս.Կարրաշևի, Վ.Ն.Վամբարձումյան, Ա.Գ.Մանեկո, Լ.Վ.Միրզյան, (զին. խմբագրի), Գ.Ս.Սանուկյան, Վ.Տո.Տերտրիժ, Ա.Տ.Բալոզյան (պատ. քարտուղար)։

Խմբագրական իտերտորդ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Կ.Խարաձե, Ի.Մ.Կոպիլով, Վ.Ն.Վամբարձումյան, Լ.Վ.Իրրոզյան, Վ.Վ.Սորոլով (նախագահ)։

Редакционная коллегия: В.А.Амбарцумян, Г.С.Бисноватый—Коган, В.Г.Горбачкий (зам. главного редактора), В.П.Гринян, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, В.Ю.Теребяж.

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

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

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ» — ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության եւ արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաեւ աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատողների, ասպիրանտների եւ բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

© Издательство НАН Республики Армения, Астрофизика, 1993.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 37

МАЙ, 1994

ВЫПУСК 2

УДК: 520.274

FABRY-PEROT H_{α} -INTERFEROMETRIC OBSERVATIONS OF SOME HII-REGIONS. I. SH2-152 AND SH2-153

L.V.MIRZOYAN, J.BOULESTEIX, V.V.HAMBARIAN, M.MARCELIN,
A.L.MIRZOYAN, Y.M.GEORGELIN, E. LE COARER, A. LAVAL

Received 5 March 1994

H_{α} -interferometric observations of the HII-regions Sh2-152 and Sh2-153 are carried out with a high resolution (1 pixel = 2.13x2.13 arcsec). They confirm the results on the structure of those formations obtained earlier. Individual radial velocities determined in different points for each of these HII-regions, show that the inner motions of ionized matter relative to the exciting stars are, in general, of expanding character. It gives ground to assume that in both these star forming regions the dissipation of matter takes place.

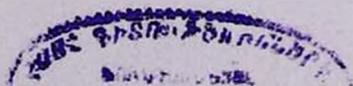
1. *Introduction.* HII-regions are obvious examples of the connection of young stars and diffuse matter. They are emitting owing to the fluorescence of radiation of the nearby OB-stars.

The connection of HII-regions with the exciting OB-stars has the genetical origin in overwhelming majority of cases. Only in few cases when HII-regions are excited by "run away" OB-stars from OB-associations this connection can be considered as accidental [1].

By this reason almost all HII-regions are observed in stellar associations-centres of star formation in the Galaxy [1].

CO-observations of a large number of the HII-regions, obtained by Blitz et al [2,3], have shown that HII-regions are mainly associated with molecular clouds. This conclusion was confirmed completely in [4].

The close connection of HII-regions with stellar associations and molecular clouds where at present the formation of stars is continuing gives solid grounds to accept that HII-regions are regions of recent or ongoing star formation [1]. Therefore, the versatile study of the HII-regions is significant for actual problems



of stellar evolution: the nature of connection between stars and diffuse matter, the interaction of the ionized and neutral matter, the nature of star formation process, the inner motions of matter in them etc.

In particular, the detailed interferometric observations of the H_{α} - emission from HII- regions can give a definite idea about their structure and kinematics, the interaction between the exiting OB-stars and surrounding diffuse matter.

In this paper the results of the Fabry-Perot H_{α} - observations of two HII- regions Sh2-152 and Sh2-153 from the second catalogue of Sharpless [5] are considered.

2. H_{α} - interferometric observations of HII- regions Sh2-152 and Sh2-153. The first H_{α} - interferometric Fabry-Perot observations of HII- regions Sh2-152 and Sh2-153 have been carried out by Pismis and Hasse [5] and Pismis [6].

The radial velocities determined in different points of Sh2-152 by Pismis [6] (see Fig.2 in her paper) show that their dispersion is large enough, i.e. the observed differences of velocities can be considered as real. This fact allows to suppose that the radial velocities obtained from H_{α} - interferometric observations in various points of HII- regions are sources of information on the character of inner motions of diffuse matter in them.

From this point of view it was decided to obtain new H_{α} - interferometric observations of some HII- regions for the study of inner motions of ionized hydrogen in these regions.

The H_{α} - interferometric observations of HII- regions Sh2-152 and Sh2-153 were carried out on the 2.6-m telescope of Byurakan Astrophysical Observatory (Armenia) with the scanning Fabry-Perot interferometer (CIGALE-equipment) of the Marseille Observatory (France) in 1985. The corresponding data are presented in Table i.

Table 1

H_{α} -INTERFEROMETRIC OBSERVATIONS OF HII-REGIONS
SH2-152 AND SH2-153

HII- region	Data (1985)	Exposure time (s)	Field observed on the sky (sq. arcmin)
Sh2-152	17 August	21x100	9x9
Sh2-153	18 August	21x60	9x9

The CIGALE-equipment has been described by Boulesteix et al [7]. For Fabry-Perot observations the H_{α} -line was selected by a 11A FWHM interference filter.

The field observed on the sky in both cases (Sh2-152 and Sh2-153) was 9×9 arcmin, consisting of 256×256 pixels. Each pixel corresponds to 2.13×2.13 arcsec.

An interactive programme was used to subtract the geocoronal H_{α} -line. The radial velocity at each pixel was then extracted by a barycentre technique (see Laval et al [8] for a comprehensive description of the reduction procedure).

As a result of new H_{α} -interferometric observations we have the monochromatic structure and the individual radial velocities for more than 75000 points on the sky for each HII-regions Sh2-152 and Sh2-153.

The individual radial velocities are determined with mean error equal to about 10 km/s. To be confident we have used the average radial velocities for each 4 pixels. Their total number is about 18000.

3. *The structures of Sh2-152 and Sh2-153.* Our H_{α} -interferometric observations of HII-regions Sh2-152 and Sh2-153 revealed some new details in the structure of these formations.

Already in the first H_{α} -interferometric study of Sh2-152 Pismis and Hasse [5] have noted the general distribution of the ionized hydrogen in it. This distribution is not symmetrical relative to its exciting star. Two condensations are observed, one around this star, another-near it. In general the distribution of ionized hydrogen is essentially more extensive in the north-west direction.

According to this study [5] HII-region Sh2-152 consists of two components: the very bright component of the "triangular" form and a fainter curling component which seems to be the continuation of this main component.

The new H_{α} -interferometric observations of Sh2-152 confirm this general structure. At the same time these observations obtained with a higher resolution showed that three separate condensations are observed around the exciting star. It is well seen in Fig. 1 where the monochromatic H_{α} -isophots of Sh2-152 are mapped out on the base of its Fabry-Perot observation. Besides the condensation situated just around the exciting star two other condensations are observed to the west from it. One of them seems to be even denser than the condensation around the exciting star. There are also some much smaller and less denser condensations in Sh2-152.

4. *Inner Motions in Sh2-152 and Sh2-153.* H_{α} -interferometric observations of Sh2-152 and Sh2-153 allowed to study the inner motions of ionized hydrogen in them.

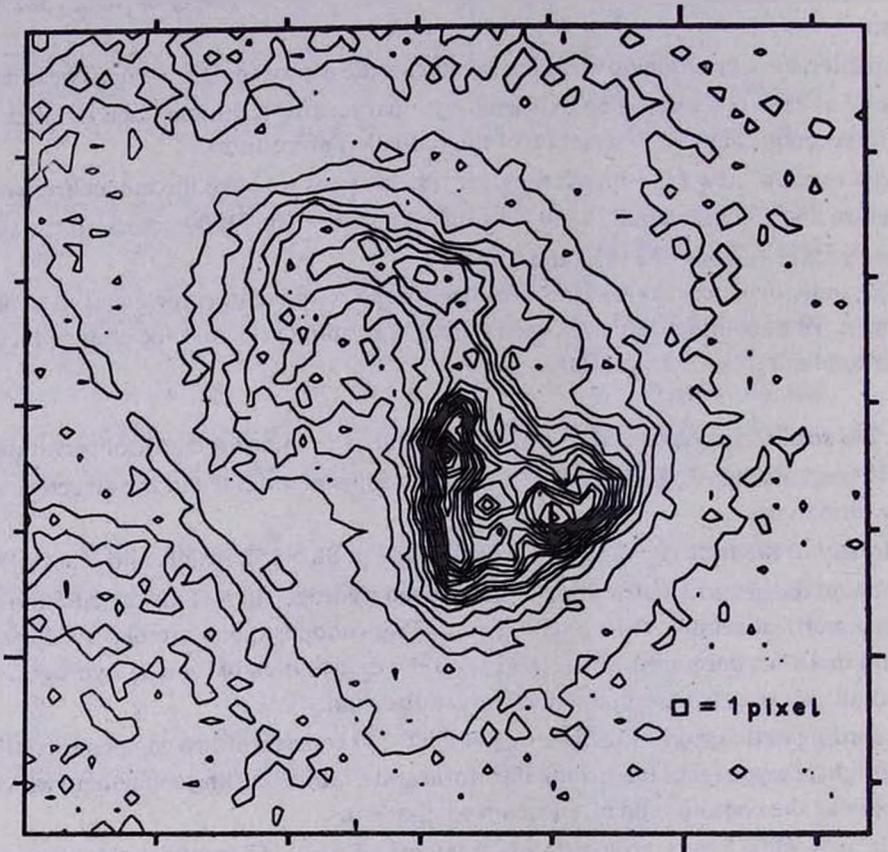


Fig.1 The map of H_{α} - isophots in the central part of the HII - region Sh2-152, according to the new interferometric observations. One division corresponds to 15 arcsec. The position of the exciting star is marked by the cross.

For this purpose the individual radial velocities (V_r) in different points of these formations were used. For illustration the distribution of individual radial velocities in all central measured points (pixels) of HII- region Sh2-152 region is presented in Fig.2.



Fig.2 The distribution of the radial velocities in Sh2-152. The scale is the same as in Fig.1.

In the overwhelming majority of the measured points radial velocities are equal from about -50 km/s up to -90 km/s for Sh2-152 and from about -30 km/s up to -80 km/s for Sh2-153. This observational fact indicates that the inner motions of ionized matter really take place with quite different space velocities in both HII-regions.

To study the general character of these motions relative to the exciting stars the correlation between individual radial velocities and corresponding distances from the exciting stars on the sky was determined.

According to Crampton et al [9] the exciting stars of HII- regions Sh2-152 and Sh2-153 are two O-stars, respectively, the data of which are presented in Table 2, where r is the distance of the exciting star.

The correlation between V_r and r from the exciting star obtained using 1024 mean V_r is essentially different for Sh2-152 and Sh2-153 (Fig. 3 and Fig. 4).

V_r is equal to about -70 km/s near to exciting stars in both HII- regions. Their dispersion is enough large (from about 5-10 km/s up to the 30-40 km/s) especially

in large distances from the exciting star. It changes in quite different manner for Sh2-152 and Sh2-153.

Table 2

THE STARS EXCITING HII-REGIONS
Sh2-152 AND Sh2-153 [9]

HII-region	Exciting Star	V	$B-V$	$U-B$	Sp	r (kpc)
Sh2-152	Anon	12.14	0.94		O9V	3.6
Sh2-153	LS III +58 ^o 70	11.30	0.46	-0.52	O9.5V	4.0

Namely, the dispersion of individual radial velocities in Sh2-153-region increases almost regularly and reaches to about 20 km/s on the distance 100 arcsec (in projection on the sky) from the exciting star (Fig. 3). This dispersion is much larger, in general, in Sh2-152-region. It reaches 30 km/s, already on the distance about 40 arcsec from the exciting star and remains practically unchanged up to distance 100 arcsec (Fig. 4).

It should be noted that the individual radial velocities correspond to the ionized hydrogen which can be situated in different distances from observer.

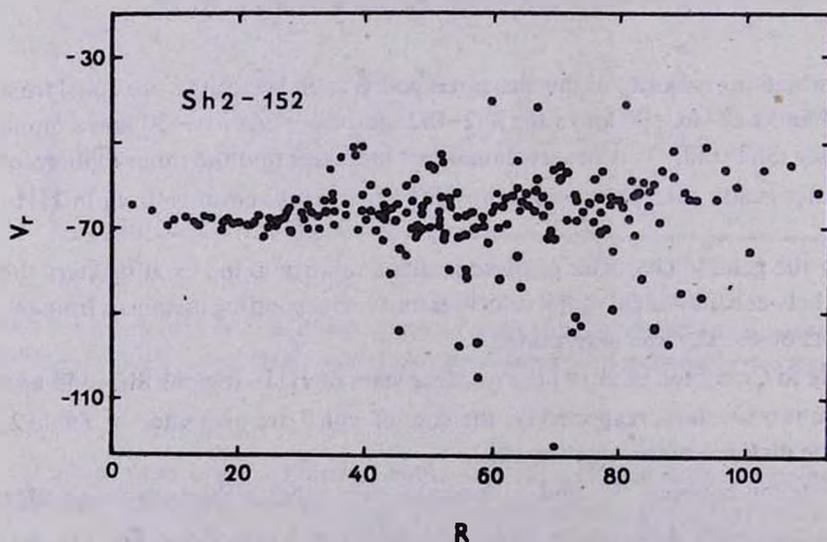


Fig.3 The correlation between individual radial velocities of ionized hydrogen in various points of Sh2-152 and their distances from the exciting star (in arcmin).

To judge on the real radial velocities of inner motions of the ionized hydrogen it is necessary to know the radial velocities of the exciting stars which are unfortunately unknown.

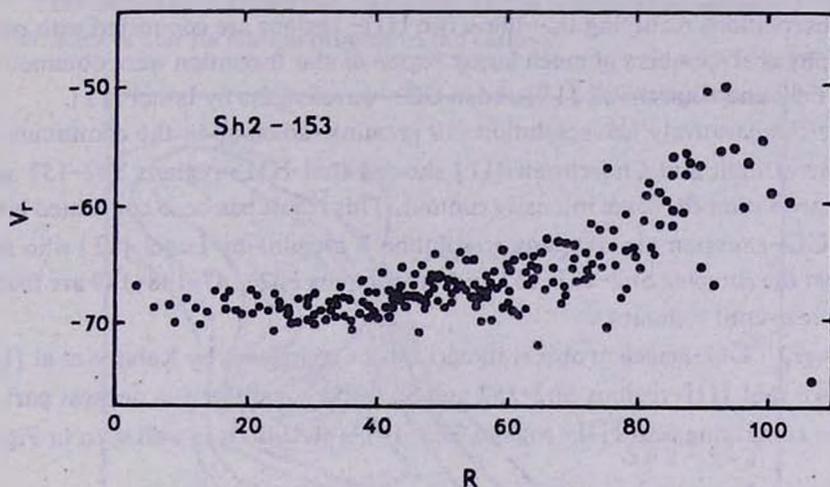


Fig.4 The correlation between individual radial velocities of ionized hydrogen in various points of Sh2-153 and their distances from the exciting star (in arcmin).

However, it is evident, that the observed large dispersion of individual radial velocities in HII- regions Sh2-152 and Sh2-153 is a natural consequence of large differences of inner motions of ionized hydrogen in these regions.

Moreover, some increase of individual radial velocities and their dispersion with the distance from the exciting stars in both cases is outlined (Fig.3 and Fig.4). This fact can be considered as an indication on the expansion character of the inner motions of diffuse matter, in general, relative to the exciting stars (see, for example, [10]).

Taking into account the complex structure of both considered HII- regions Sh2-152 and Sh2-153 it is not likely to suppose that in the studied cases the inner motions of ionized matter are pure expansion ones. Because of the non-homogeneous distribution of matter in them these motions are quite complicated. It can be a consequence not only of the simple interaction between stars and diffuse matter in them, but also it can be connected with the nature of star formation process itself.

Nevertheless, the observed inner motions of ionized hydrogen in HII- regions Sh2-152 and Sh2-153 indicate that the general tendency of the motions in these two HII- regions is the expansion, the dissipation of matter.

5. *Optical and Radio Observations of the Sh2-152 and Sh2-153 field.* The study of HII-regions Sh2-152 and Sh2-153 shows that there exists a physical relationship between these two objects. Some arguments in favour of the physical relationship between these HII-regions were discussed by Pismis and Hasse [5] and Pismis [6].

The observations testifying that these two HII-regions are connected with each other as physical members of much larger region of star formation were obtained in radio by Felli and Churchwell [11] and in CO-wavelengths by Israel [12].

On the comparatively low resolution (10 arcmin) radiomap in the continuum at 1400 MHz of Felli and Churchwell [11] showed that HII-regions Sh2-152 and Sh2-153 are within the same intensity contour. This result has been confirmed later on by ^{12}CO -emission observations (resolution 8 arcmin) by Israel [12] who has shown that the complex Sh2-152-153 and the complex Sh2-147-148-149 are found in the same overall contours.

Moreover, ^{13}CO -emission observations of these complexes by Kahane et al [13] have shown that HII-regions Sh2-152 and Sh2-153 constitute the densest part of the region containing also HII-regions Sh2-147-148-149. It is well seen in Fig. 5 [13].

This conclusion seems to be in agreement with the distances (R) of the exciting stars of all these HII-regions, as well their kinematical distances (R_k), calculated by V_r [9], presented in Table 3.

Table 3.

THE DISTANCES OF HII-REGIONS IN THE
FIELD OF Sh2-152 and Sh2-153 [9]

HII-region	Exciting Star	Sp	R (kpc)	R_k (kpc)
Sh2-147	Anon	A4	—	4.4
Sh2-148	"	O8V	5.5	5.3
Sh2-149	"	B0V	5.4	5.1
Sh2-152	"	O9V	3.6	3.4
Sh2-153	LS III +58 ⁰ 70	O9.5V	4.0	5.2

Some observed differences of distances can be apparently conditioned by errors of determinations.

Thus, the existing radio and CO-observations of the considered field show that the HII- regions Sh2-152 and Sh2-153 are connected closely and consist of the part of more vast complex, containing also some other HII-regions (Sh2-147-148-149).

This observational fact can be considered as a natural consequence of the group character of star formation process in the Galaxy.

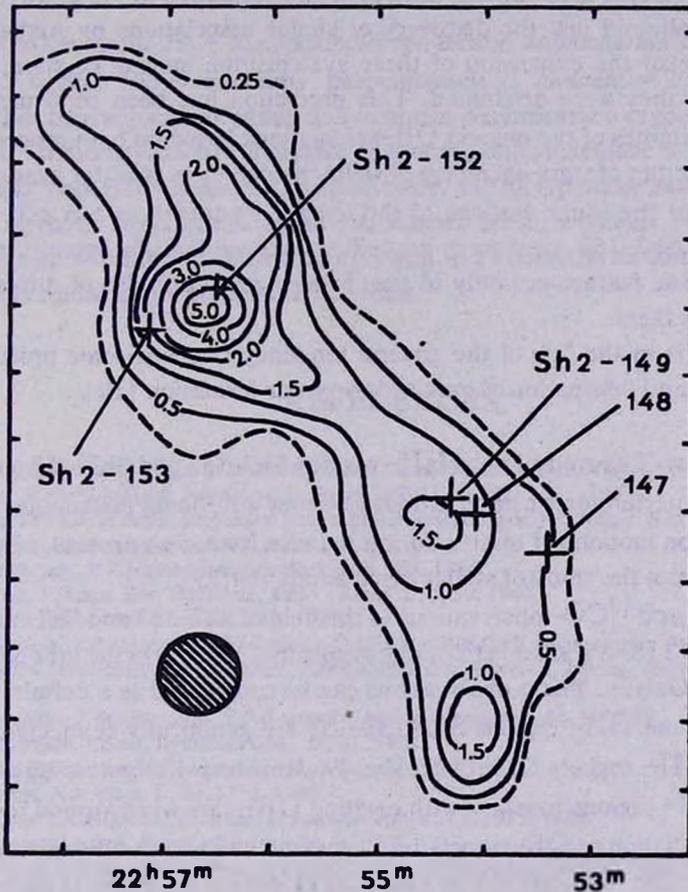


Fig.5 CO-observations of the region containing Sh2-152 and Sh2-153 showing the connection of these HII-regions with the complex of HII-regions Sh2-147-148-149. From Kahane et al [13].

6. Discussion. New H_{α} -interferometric observations of two HII-regions Sh2-152 and Sh2-153 with a high resolution revealed some additional details in their structure.

They were used for the study of the inner motions of ionized hydrogen on the base of the individual radial velocities of it in different parts of these regions.

The most significant result of these observations seems to be the revealing of the general tendency of the inner motions of ionized diffuse matter in both of them, indicating the expansion relative to the exciting stars.

It is in full agreement with the fundamental idea on the expansion motions of new formed stars in stellar associations—centres of star formation in the galaxy.

This idea followed just the discovery of stellar associations by Ambartsumian [14,15] predicted the expansion of these systems—the moving of stars from the regions where they were originated. This prediction has been confirmed by the observational studies of the nearest OB—associations based on both proper motions and radial velocities of stars—members of stellar associations (see, for example, [1]).

The study of the inner motions of the ionized hydrogen in two HII— regions Sh2-152 and Sh2-153 give every ground to suppose that the expansion motions are characteristic feature not only of new formed stars but also of diffuse matter connected with them.

This result is in the line of the general tendency of cosmogonic processes: the disintegration and dissipation of matter during star formation [16].

7. Conclusion. The study of two HII— regions Sh2-152 and Sh2-153 on the base of their H_{α} — interferometric observations give new additional testimonies in favour of the expansion motions of matter during the star formation process, obtained for the first time from the study of stellar associations [14,15].

The ^{12}CO — and ^{13}CO — observations in the field of Sh2-152 and Sh2-153 carried out by Israel [12] and Kahane et al [13], respectively, confirm the group formation of stars in the Galaxy. These observations can be considered as a definite evidence testifying that the HII— regions Sh2-152-153 are genetically connected with the complex of HII— regions Sh2-147-148-149. It is very likely to suggest that all mentioned HII— regions together with exciting OB—stars were formed in the same huge OB—association or OB—associations connected with each other genetically.

At the same time the study of inner motions of ionized hydrogen in Sh2-152 and Sh2-153 based on the H_{α} — interferometric observations indicate that these motions having a tendency of expansion relative to the exciting stars can be considered as new evidence in favour of the idea that the star formation process is connected with the disintegration and dissipation of cosmic matter [16].

ФАБРИ-ПЕРО H_{α} - ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕКОТОРЫХ HII - ОБЛАСТЕЙ. I. Sh2-152 И Sh2-153

Л.В.МИРЗОЯН, Ж.БУЛЕСТЕКС, В.В.АМБАРЯН, М.МАРСЕЛАН,
А.Л.МИРЗОЯН, И.М.ЖОРЖЕЛАН, Е. ЛЕ КОАРЕР, А. ЛАВАЛ

Были выполнены H_{α} - интерферометрические наблюдения HII - областей Sh2-152 и Sh2-153 с высоким разрешением (1 пиксель = 2.13x2.13 секунд дуги). Они подтверждают ранее полученные результаты о строении этих образований. Индивидуальные лучевые скорости, определенные в разных точках каждой из этих HII - областей, показывают, что внутренние движения ионизованной материи относительно возбуждающих звезд, в общем, имеют характер расширения. Это дает основание допустить, что в обеих этих областях звездообразования происходит рассеяние материи.

REFERENCES

1. *L.V.Mirzoyan, Early Stages of Stellar Evolution, Armenian Acad. Sci., Yerevan, 1991.*
2. *L.Blitz, M.Fich, A.Stark, Astrophys. J., Suppl., 49, 183, 1982.*
3. *L.Blitz, M.Fich, A.Stark, Regions of Recent Star Formation, eds. R.S.Roger, P.E.Dewdney, Reidel, Dordrecht-Boston-London, 1982, p.209.*
4. *L.V.Mirzoyan, V.V.Hambarian, Astrofizika, 24, 257, 1986.*
5. *P.Pismis, I.Hasse, Rev. Mexicana, Astron. Astrofiz., 5, 39, 1980.*
6. *P.Pismis, Astron. Astrofiz., 234, 443, 1990.*
7. *J.Boulesteix, Y.P.Georgelin, M.Marcellin, G.Monet, SPIE Conf. Instr. Astron. V. 445, 37, 1983.*
8. *A.Laval, J.Boulesteix, Y.P.Georgelin, Y.M.Georgelin, M.Marcellin, Astron. Astrophys., 175, 199, 1987.*
9. *D.Crampton, Y.M.Georgelin, Y.P.Georgelin, Astron. Astrophys., 66, 1, 1978.*
10. *L.V.Mirzoyan, Comm. Byurakan Obs., 29, 81, 1961.*
11. *M.Felli, E.Churchwell, Astron. Astrophys. Suppl., 5, 369, 1972.*
12. *F.P.Israel, Astrophys. J., 85, 1612, 1980.*
13. *C.Kahane, S.Guilloteau, R.Lucas, Astron. Astrophys., 146, 325, 1985.*
14. *V.A.Ambartsumian, Astron. Zhurnal, 26, 3, 1949.*
15. *V.A.Ambartsumian, Transactions of the IAU, vol.8, Cambridge University Press, Cambridge, 1954, p.665.*
16. *V.A.Ambartsumian, in "Probleme der Modernen Kosmogonie", Birkhauser Verlag, Stuttgart-Zürich, 1976.*

УДК: 52-3370

О ВОЗМОЖНОМ ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И СОДЕРЖАНИИ ЖЕЛЕЗА В АТМОСФЕРАХ "МЕТАЛЛИЧЕСКИХ" Ам – ЗВЕЗД

И.С.САВАНОВ

Поступила 8 июня 1994
Принята к печати 15 июня 1994

На основе спектральных наблюдений с ПЗС-камерой исследованы две линии FeII λ 6147.7 Å и λ 6149.2 Å в спектрах 12 Ам-звезд. Значимое усиление линии FeII λ 6147.7 Å по отношению к линии λ 6149.2 Å может рассматриваться как указание на наличие магнитного поля в атмосфере "классической" Ам-звезды 15 Vul. Наши наблюдения подтверждают результат Матиса и Ланца [1] о присутствии магнитного поля в атмосфере еще одной Ам-звезды *o Peg*. Для остальных изученных звезд различия в эквивалентных ширинах линий FeII могут быть объяснены влиянием блендирования линии FeII λ 6147.7 Å. По другой свободной от блендирования линии FeII λ 6149.2 Å, выполнена оценка содержания железа в атмосферах 12 Ам-звезд, имеющих эффективные температуры в диапазоне от 7400 К до 9800 К. Полученные результаты указывают на вариации величины $\log \epsilon$ (Fe) от звезды к звезде, которые составляют не менее 0.5 dex и превышают точность определений.

1. *Введение.* В своем классическом исследовании звездных магнитных полей Бэбкок [2] перечислил 8 "металлических" (Ам) звезд, как имеющих магнитные поля в несколько сотен Гаусс. Дальнейшие исследования приводили свидетельства как в пользу отсутствия у Ам-звезд магнитных полей, так и о том, что поля существуют, но они слабы и переменны и в этом заключена причина их необнаружения. Конти [3], по наблюдениям с анализатором Зеемана, изучил 16 Ogi, одну из звезд списка Бэбкока, имеющих магнитное поле. Ни по одной из 15 спектрограмм, полученных Конти, не было установлено наличия магнитного поля, превышающего величину в 50 Гаусс, характеризующую точность метода. По 9 спектрограммам еще одной Ам-звезды, 15 Vul, также не было установлено присутствия магнитных полей. Позднее Кувшинов [4], Кувшинов, Хильдеб-

рандт, Шенаих [5] с помощью звездного магнитографа 2.6-метрового телескопа КраО нашли, что 15 Vul имеет магнитное поле, причем максимальная наблюдавшаяся величина H_{II} достигала 700 Гс, значимо превосходя среднеквадратичную ошибку результата.

Дальнейшие исследования [6,7], убедительно показали, что Am-звезды не имеют магнитных полей дипольного типа, как принято считать для Ap-звезд. С другой стороны, возможность того, что Am-звезды обладают полями более сложной конфигурации (солнечного типа), серьезно не рассматривалась до появления статьи Матиса и Ланца [1]. Методом Стеффо-Линдегрена, развитого первоначально для Солнца и примененного позднее для звезд поздних спектральных классов [8], Матис [9] установил для Am-звезды σ Peg присутствие магнитного поля $H = 2.1 \pm 0.35$ кГс. Матис и Ланц в своей статье [1] приводят для нее близкий результат $H = 1.8 \pm 0.3$ кГс.

Дополнительные свидетельства в пользу присутствия магнитного поля для этой звезды были высказаны этими авторами на основе анализа пары линий Fe II 74 мультиплета $\lambda 6147.7 \text{ \AA}$ и $\lambda 6149.2 \text{ \AA}$. Эти линии имеют мало различающиеся энергии верхнего и нижнего уровней и практически одинаковые значения сил осцилляторов: $\lg gf = 2.721$ и $\lg gf = 2.724$, соответственно [10]. В то же время в спектрах ряда магнитных звезд [1] линия $\lambda 6147.7 \text{ \AA}$ усилена по сравнению с $\lambda 6149.2 \text{ \AA}$. Наблюдаемые различия находят свое объяснение во влиянии магнитного усиления линии $\lambda 6147.7 \text{ \AA}$ в эффекте Пашена-Бака [11].

2. *Наблюдения и их анализ.* В ходе наблюдений в 1992г. — начале 1993г. ряда Am-звезд с ПЗС-камерой, установленной в спектрографе фокуса Куде 2.6-метрового телескопа Крымской астрофизической обсерватории, было зарегистрировано несколько десятков спектрограмм, содержащих упомянутые линии FeII. Спектральное разрешение определялось шириной входной щели и составляло величину 0.18 \AA ; отношение сигнала к шуму для полученного наблюдательного материала лежало в пределах от 60 до 120. Обработка спектрограмм включала стандартные процедуры — учет темнового тока, вычитание фона неба, нормировку к плоскому полю и уровню непрерывного спектра, привязку к шкале длин волн.

Список звезд, для которых были получены наблюдения, приведен в табл. 1. Во втором — четвертом столбцах перечислены параметры атмосфер исследуемых звезд: эффективная температура, ускорение силы тяжести и скорость микротурбулентности, установленные как в ходе наших предыдущих исследований (на-

пример, [12, 13]), так и взятые из литературных источников (см. ниже). В пятом и шестом столбцах даны эквивалентные ширины W_λ линий FeII λ 6147.7 Å и λ 6149.2 Å. Как и в [1], мы вычислили величину R (седьмой столбец табл.1):

$$R = \frac{W_\lambda(\lambda 6147.7 \text{ \AA}) - W_\lambda(\lambda 6149.2 \text{ \AA})}{W_\lambda(\lambda 6147.7 \text{ \AA}) + W_\lambda(\lambda 6149.2 \text{ \AA})}$$

Таблица 1

Звезда	T_{eff}	lg g	ξ_t	W_λ (m Å)		R	lg ϵ (Fe)
				λ 6147.7 Å	λ 6149.2 Å		
σ Peg	9800	3.8	3.5	47	40	0.081	7.84
η Oph	9300	4.2	3.0	55	49	0.030	7.84
γ Gem	9300	3.4	2.0	46	42	0.046	7.67
22 Com	8250	4.0	4.0	70	61	0.069	7.57
8 Com	8150	4.1	4.0	125	115	0.042	8.08
81 Tau	8100	4.1	6.5	108	98	0.049	7.73
15 Vul	8100	3.5	4.8	97	78	0.109	7.50
32 Aqr	8000	4.0	4.5	113	107	0.027	7.93
16 Ori	7900	4.35	6.0	120	113	0.030	7.93
63 Tau	7750	4.3	5.0	126	109	0.072	7.93
60 Tau	7400	4.2	5.0	123	114	0.038	8.03
τ UMa*	7400	4.05	6.0	143	136	0.025	7.89
				149	138	0.038	
τ Boo	6390	3.8	1.8	89	61	0.187	7.57
γ Ser	6270	4.0	1.8	59	45	0.135	7.36
ι Vir	6120	3.8	1.8	74	60	0.104	7.59

* наблюдения 3 января 1993 г. и 9 февраля 1993 г., соответственно.

Полученные величины R в зависимости от эффективных температур исследованных звезд представлены на рис. 1. Для трех звезд (σ Peg, 15 Vul, τ UMa) мы приводим характерные ошибки определений величины R , для остальных звезд

ошибки имеют сходную величину. Рис.1. дополнен результатами измерений R из статьи [1] для σ Peg, четырех немагнитных звезд и трех звезд, имеющих H_β : 3.3, 5.0, 6.1 кГс (открытые кружки). Результаты, представленные на рис.1, свидетельствуют о том, что в спектрах почти всех изученных нами звезд линия FeII λ 6147.7 Å более интенсивна, чем λ 6149.2 Å. Это различие представляется нам реальным, его вряд ли возможно объяснить погрешностями измерений W_λ линий. Полученная нами величина $R = 0.081$ для σ Peg (наблюдения 13 августа 1992 г.), в пределах ошибок определения, согласуется с данными [1] $R = 0.052$ (наблюдения 1 декабря 1989 г.). Точность нашего измерения R для σ Peg мы оцениваем не ниже 0.035, она существенно хуже, чем в [1] (Матис и Ланц приводят оценку точности 0.01, что, несомненно, связано с более высоким качеством наблюдательного материала этих авторов). Кроме того, не исключена возможная спектральная переменность звезды, поскольку наблюдения были выполнены с интервалом почти в три года. Наблюдения другой Aш-звезды — τ UMa были получены нами с интервалом около одного месяца и привели к совпадающим, в пределах ошибок измерений, результатам (табл.1).

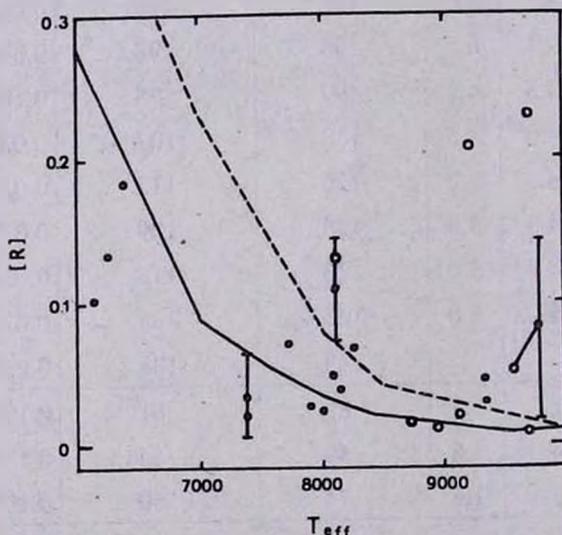
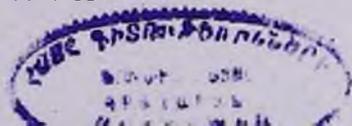


Рис.1. Величины R в зависимости от эффективной температуры T_{eff} . Заполненные кружки — наши наблюдения, открытые кружки — данные из статьи [1]. Линиями изображена зависимость теоретических значений R , вычисленных с учетом блендирования линии FeII λ 6147.7 Å при микротурбулентной скорости 0 км/с (штриховая линия) и 4 км/с (непрерывная линия). Отрезки прямых соединяют пары наблюдений для σ Peg и τ UMa (пояснения см. в тексте).

Особого внимания заслуживает рассмотрение возможности увеличения эквивалентной ширины линии $\lambda 6147.7 \text{ \AA}$, по сравнению с $\lambda 6149.2 \text{ \AA}$, вследствие блендирования первой из них. Как указывали Матис и Ланц [1], если линию $\lambda 6149.2 \text{ \AA}$ можно считать практически свободной от влияния бленд, то для линии $\lambda 6147.7 \text{ \AA}$ имеется возможность блендирования прежде всего со стороны линии $\text{FeI } \lambda 6147.7 \text{ \AA}$. Для выяснения этого обстоятельства мы провели вычисления синтетических спектров в диапазоне $\lambda 6145 \text{ \AA} - \lambda 6155 \text{ \AA}$.

Вычисления проводились по программе SYNTHEL [14], модифицированной для персонального компьютера. Из списка линий [15] было отобрано около 20 линий, которые могут в данной области вносить вклад в теоретический спектр. Для части линий значения $\lg gf$ из списка [15] были заменены на более точные редуцированные лабораторные измерения или "солнечные" gf -величины. Вычисления проводились для моделей атмосфер из сетки Куруца [16] с эффективными температурами от 6000 К до 10000 К для двух значений микротурбулентной скорости (0 км/с и 4 км/с). Были взяты типичные для атмосфер Аm-звезд содержания элементов (см., например, [12]). Величина содержания железа принималась равной $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.90$ (несколько выше, чем, как будет показано в дальнейшем, составляет средняя величина содержания этого элемента в атмосферах Аm-звезд) для того, чтобы оценить возможность максимального вклада со стороны блендирующей линии FeI. На рассчитанных теоретических спектрах мы измерили эквивалентные ширины линий $W_\lambda \text{ FeI}$ и нашли величины R для различных значений T_{eff} (см. кривые на рис.1). Полученные значения R , по-видимому, связаны с изменением вклада линии $\text{FeI } \lambda 6147.7 \text{ \AA}$, который минимален для горячих звезд с $T_{\text{eff}} = 10000 \text{ К}$ и значителен для звезд с $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ К}$. Вычисления показали, что при заданном значении эффективной температуры теоретические величины R мало чувствительны к выбору параметра ускорения силы тяжести (на рис.1 представлены результаты, полученные при $\lg g = 4.0$) и увеличиваются с уменьшением микротурбулентной скорости ξ_t . При этом значения R , вычисленные для $\xi_t = 0.0 \text{ км/с}$, могут рассматриваться как верхняя оценка теоретических значений R , поскольку в атмосферах Аm-звезд реальные значения микротурбулентной скорости составляют от 2 до 6 км/с (см. табл.1). Принимая во внимание точность определения величины R , можно заключить, что для большинства звезд различия в эквивалентных ширинах линий FeII могут быть объяснены влиянием блендирования линии $\text{FeII } \lambda 6147.7 \text{ \AA}$.



Помимо трех магнитных звезд, данные о которых были приведены в статье [1], можно предполагать, что существует отклонение от зависимости, изображенной штриховой линией ($\xi_r = 0.0$ км/с), еще для двух "металлических" звезд. Кроме уже рассмотренной в [1] звезды *o Peg* высокое значение R имеет другая хорошо известная Ам-звезда *15 Vul*, уже упоминавшаяся нами ранее во введении. Химический состав атмосферы *15 Vul* на основе литературных источников измерений эквивалентных ширины линий в ее спектре был дан нами в статье [13]; новые результаты, основанные на наблюдениях с ПЗС-камерой, представлены в [17].

Представляется крайне интересным проведение дополнительных наблюдений с целью установления присутствия магнитного поля на поверхности звезды *15 Vul* путем классических наблюдений с анализатором Зеемана, что позволит рассмотреть их в совокупности с результатами наблюдений [5]. Кроме того, поскольку для *o Peg* присутствие магнитного поля солнечного типа было установлено также с применением методики Стенфлю-Линдегрена, очень важным является повторение аналогичного анализа для *15 Vul*. Для решения данной задачи необходимо получение спектра этой звезды в диапазоне длин волн $\lambda 3700 \text{ \AA} - \lambda 4700 \text{ \AA}$ с высоким отношением сигнала к шуму и высоким спектральным разрешением для исследования профилей линий. Таким образом, две звезды из нашей выборки 12 "металлических" звезд — *o Peg* и *15 Vul* представляют несомненный интерес с точки зрения исследования присутствия магнитных полей в атмосферах Ам-звезд и возможности установления связи магнитных полей в атмосферах Ам-звезд и возможности установления связи "металлических" звезд с магнитными и требуют дальнейшего всестороннего анализа.

3. *Оценки содержания железа.* Поскольку линию $\text{FeII } \lambda 5149.2 \text{ \AA}$ можно считать практически свободной от blends, мы выполнили оценку содержания железа по эквивалентной ширине этой линии для 12 исследуемых нами звезд (последний столбец табл. 1). Вычисления проводились с параметрами атмосфер звезд: T_{eff} , $\lg g$ и ξ_r , указанными в табл. 1 и установленными в предыдущих исследованиях, в том числе наших. Для трех звезд они были взяты из литературных источников (для *32 Aqr* и *60 Tau* — из статьи [18], для *63 Tau* — [19]). Параметры атмосфер трех F-звезд были приняты на основе данных [20]. Выполненные для них определения содержания Fe служили для сравнения и оказались действительно близки к определению содержания железа для Солнца.

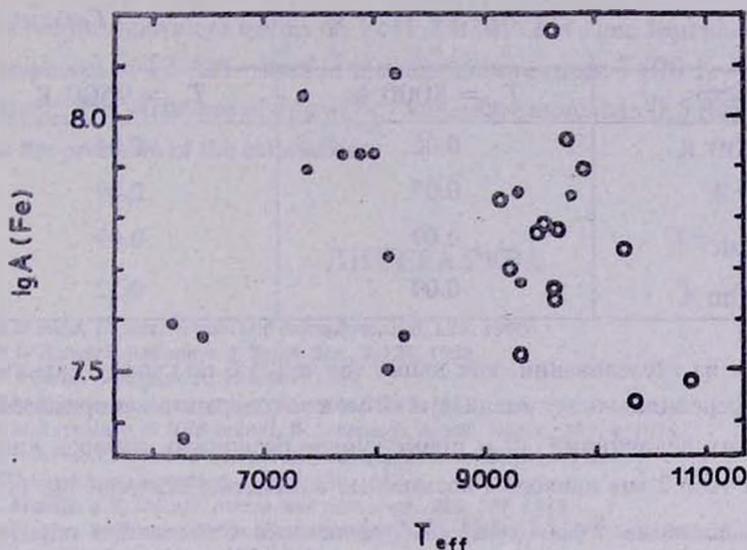


Рис.2. Содержание железа $lg A (Fe)$ в зависимости от эффективной температуры T_{eff} . Заполненные кружки — результаты наших наблюдений, открытые кружки — данные из статьи [21].

На рис.2 наши данные дополнены результатами определений $lg A (Fe)$ в атмосферах горячих А-звезд из [21], исключая три звезды с дефицитом металлов (HR 5959, HR 5798, HR 7001). Как следует из рис.2, в совокупности звезд нашего исследования, а также тех, для которых были опубликованы данные Лемке [21], можно выделить две группы, имеющие эффективные температуры T_{eff} около 7500 К— 8000 К и T_{eff} в диапазоне 9000 К—10000 К, численностью порядка десяти в каждой из групп. Среди многих литературных источников мы предпочли использовать данные [21], полученные по линиям FeII, поскольку это дает нам основание надеяться, что представленные результаты образуют достаточно однородную выборку. Кроме того, следует иметь в виду, что другие результаты определений содержания железа в атмосферах А-звезд выполнялись преимущественно по линиям FeI и могут иметь систематические отличия вследствие влияния эффектов отклонений от ЛТР в атмосферах этих звезд.

Среднее значение содержания железа в атмосферах "металлических" звезд по нашей выборке из 12 объектов составляет $lg A (Fe) = 7.83 \pm 0.05$; если мы примем во внимание данные [21], то эта величина составит 7.78 ± 0.04 . При этом изменения содержания железа от звезды к звезде превосходят 0.5 dex и не могут быть связаны с точностью определений. Используя один и тот же набор

Таблица 2

Параметр	$T_{eff} = 8000$ К	$T_{eff} = 9500$ К
$\Delta T_{eff} = 200$ К	0.06	0.04
$\Delta \lg g = 0.3$	0.07	0.09
$\Delta \xi_l = 1 \text{ кмс}^{-1}$,	0.09	0.09
$\Delta W_\lambda = 10 \text{ м \AA}$	0.09	0.12

линий, каждое из исследований, как наше, так и [21], по своему характеру близко к дифференциальному анализу и не может содержать неопределенностей, вызванных величинами gf и применением различных наборов линий. Кроме того, в табл.2 мы приводим возможные изменения величин $\lg \epsilon$ (Fe), определенных по линии FeII $\lambda 6149.2 \text{ \AA}$, связанных с точностью определения параметров атмосфер и измерения ее эквивалентной ширины. Такие изменения несколько различаются для температурных диапазонов T_{eff} около 8000 К и T_{eff} около 9500 К, однако и в том, и в другом случаях максимальная из неопределенностей не превосходит 0.15 dex и не может объяснить окончательных вариаций величин $\lg \epsilon$ (Fe) в атмосферах изученных нами Am-звезд.

Крымская астрофизическая обсерватория

ON THE POSSIBLE EXISTANCE OF MAGNETIC FIELDS AND IRON ABUNDANCES IN THE ATMOSPHERES OF "METALLIC" Am- STARS.

I.S.SAVANOV

Two Iron lines ($\lambda 6147.7 \text{ \AA}$ and $\lambda 6149.2 \text{ \AA}$) in the spectra of 12 Am- stars were investigated on the base of CCD-observations. The fact that FeII $\lambda 6147.7 \text{ \AA}$ line is more intense than $\lambda 6149.2 \text{ \AA}$ line in the spectrum of Am-star 15 Vul can be regarded as indication on the presence of a magnetic field in its atmosphere. Our observations confirm that another Am-star *o Pega* has a magnetic field [1]. The difference in the equivalent widths of FeII lines in the spectra of other investigated stars can be due to blending of $\lambda 6147.7 \text{ \AA}$ line. From measure-

ments of the equivalent widths of FeII λ 6149.2 \AA line Iron abundances in the atmospheres of 12 Am-stars in the temperature range 7400 K—9800 K were obtained. The variations of $\log \epsilon$ (Fe) values are more than 0.5 dex and are larger than the precision of the estimations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Mathys, T.Lanz*, *Astron. and Astrophys.*, 230, L21, 1990.
2. *H.W.Babcock*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 3, 131, 1958.
3. *P.S.Conti*, *Astrophys. J.*, 156, 661, 1969.
4. *В.М.Кувшинов*, *Астрон. циркуляр*, No 682, 3, 1972.
5. *V.M.Kuvshinov, G.Hildebrandt, W.Schoneich*, *Astron. Nachr.*, 297, 4, 1976.
6. *E.F.Borra, J.D.Landstreet*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 42, 421, 1990.
7. *J.D.Landstreet*, *Astrophys. J.*, 258, 639, 1982.
8. *G.Mathys, S.K.Solanki*, *Astron. and Astrophys.*, 208, 189, 1989.
9. *G.Mathys*, in "Elemental Abundance Analysis". eds. *S.J.Adelman, T.Lanz*. *Inst. d'Astronomie de l'Universite de Lausanne*, 101, 1988.
10. *R.L.Kurucz*, *SAO Special Rep.*, No 390, 1, 1981.
11. *G.Mathys*, *Astron. and Astrophys.*, 232, 151, 1990.
12. *Л.С.Любимков, И.С.Саванов*, *Астрофизика*, 19, 505, 1983.
13. *Л.С.Любимков, И.С.Саванов*, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 69, 50, 1984.
14. *Л.С.Любимков*, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 74, 3, 1986.
15. *R.L.Kurucz, E.Peytremann*, *SAO Special Rep.*, No 362, 1, 1975.
16. *R.L.Kurucz*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
17. *И.С.Саванов*, *Астрон. ж.*, 1994 (в печати).
18. *C.Burkhardt, M.F.Coupry, M.Lunel, C.van't Veer*, *Astron. and Astrophys.*, 172, 257, 1987.
19. *E.Hundt*, *Astron. and Astrophys.*, 21, 413, 1972.
20. *A.M.Boesgaard, R.L.Lavery*, *Astrophys. J.*, 309, 762, 1986.
21. *M.Lemke*, *Astron. and Astrophys.*, 225, 125, 1989.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 37

МАЙ, 1994

ВЫПУСК 2

УДК: 524.3

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ.

VIII. ПОЛОСА $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$

Г.В.АБРАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 2 декабря 1993

Признана к печати 15 января 1994

Приводится восьмой список голубых звездных объектов второй части Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS). Объекты расположены в полосе $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ и $5^{\text{h}}15^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}}05^{\text{m}}$. Список содержит данные о 98 голубых звездных объектах, из которых 73 открыты впервые. Проведена предварительная классификация объектов. Приводятся точные координаты центров и предельные звездные величины пластинок данной полосы, определенные с помощью карт Паломарского обзора неба.

1. *Введение.* С 1987г. проводится работа по поиску голубых звездных объектов на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS — First Byurakan Survey). Выделение, каталогизация и классификация голубых звездных объектов составляют вторую часть FBS. В семи опубликованных списках [1–3] содержится 757 объектов, из которых 468 открыты впервые. Данная работа продолжает исследование высоких δ в сторону северного полюса. В зоне $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ обнаружено еще 98 голубых звездных объектов. Параллельно проводятся спектральные [4] и поляриметрические [5,6] исследования объектов второй части FBS, где поставлена задача классификации всех объектов и детального исследования наиболее интересных из них. Спектральные и поляриметрические исследования позволяют также поддерживать обратную связь с выделенными призмными спектрами и по ходу обзора совершенствовать методику отбора объектов.

Описание второй части FBS, методика отбора и принципы предварительной классификации объектов приведены в [1]. В работах [2] проведены сравнения списков с другими аналогичными обзорами и анализ предварительной классификации путем сопоставления с общепринятой спектральной классификацией для известных объектов. В работах [3] приводится некоторый статистический анализ выборки данного обзора, в частности, изучено галактическое распределение объектов второй части FBS. В работе [7] описана методика определения координат и звездных величин с карт Паломарского обзора неба. В настоящей работе приводится восьмой список голубых звездных объектов FBS, содержащий 98 объектов полосы $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$. Приводятся также координаты центров и предельные звездные величины 24 пластинок данной полосы, определенные впервые.

2. *Фотографический материал.* Полоса $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ обзора FBS содержит 19 площадок $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ с $5^h 15^m \leq \alpha \leq 18^h 05^m$ и занимает площадь в 304 квадратных градуса. В этой области Б.Е.Маркаряном, В.А.Липовецким и Дж.А.Степаняном в 1967—1980гг. заснято 24 фотопластинки Kodak, которые трижды просматривались нами для обнаружения голубых звездных объектов. Далес, в ходе определения звездных величин и координат для выделенных объектов, определялись также предельные звездные величины и точные координаты центров для всех 24 пластинок данной полосы. Так как у этих пластинок нет фотометрической калибровки, предельные величины определялись с использованием фотометрической калибровки для карт Паломарского обзора неба. Предельная звездная величина пластинки получалась в результате усреднения звездных величин пяти наиболее слабых звезд вокруг центра пластинки. В учет брались слабо различимые от фона спектры, причем отбрасывались те объекты, цвет которых значительно отличался от цвета звезд класса АО (т.е. брались объекты, имеющие умеренный цвет). Методика определения предельных звездных величин пластинок FBS приведена в последней работе [3]. Ниже в табл.1 приводятся координаты центров и предельные звездные величины для пластинок полосы $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ обзора FBS. В последовательных столбцах таблицы приведены: 1 — обзорный номер пластинки, 2, 3 — экваториальные координаты центров для эпохи 1950.0г., 4 — предельные звездные величины m_v , определенные с использованием карт Паломарского обзора, 5 — год наблюдения, 6 — фотографическая эмульсия.

Результаты определения предельных величин пластинок данной полосы подтверждают вывод о том, что обзор FBS имеет предел в среднем на $0.5^m - 1.0^m$

выше, чем считалось ранее (например, [8]). 19 исследованных пластинок (по одной в каждой области) имеют среднюю предельную величину 18.0^m , причем средний показатель ухудшается только за счет 6 эмульсий 11 аF и 103 аF, имеющих средний предел около 17.0^m . Следует напомнить, что предельная величина обзора не соответствует предельной величине пластинок, а в среднем на $0.5^m-1.0^m$ уступает ей. Это связано с тем обстоятельством, что для распознавания и выделения спектров различных типов объектов необходимо увидеть некоторые особенности, что достижимо для объектов, имеющих звездные величины до $17^m-17.5^m$. Учитывая, что предельная величина наихудшей пластинки 16.7^m и что во время просмотра мы, как правило, пропускаем предельно слабые объекты, можно утверждать, что полнота выборки данной полосы нашего обзора около 16^m .

3. *Список объектов.* В табл.2 приведен список 98 голубых звездных объектов FBS. Объекты расположены в полосе $+65^\circ \leq \delta \leq +69^\circ$ и $5^h 15^m \leq \alpha \leq 18^h 05^m$. В последовательных столбцах таблицы приведены: 1 — номер объекта в обзоре, 2 — обозначение объектов FBS согласно рекомендации подкомиссии №28 МАС, 3, 4 — экваториальные координаты для эпохи 1950.0г. с точностью до $3^s(\alpha)$ и $0.1^s(\delta)$, 5 — видимая звездная величина m_v , с точностью до 0.3^m , 6 — обзорный тип объектов согласно нашей предварительной классификации, 7 — показатель цвета с точностью до 0.5^m , 8 — отождествление известных объектов (номер соответствующего источника в списке литературы).

Экваториальные координаты определены с карт Паломарского обзора неба. Звездные величины также определены с карт Паломарского обзора с помощью калибровки зависимости "диаметр изображения — звездная величина" согласно [16] и соответствуют стандартной фотометрической величине V системы Джонсона с точностью до 0.3^m , обоснованной в работе [7].

Как и в предыдущей работе данного обзора, в качестве дополнительной информации приводятся показатели цвета объектов, определенные с карт Паломарского обзора. Как отмечалось в указанной работе, эта характеристика неоднозначно соответствует величине УФ-избытка и скорее всего является описанием типа объектов в нашей предварительной классификации (В или N).

4. *Заключение.* В полосе $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ обзора FBS обнаружено 98 голубых звездных объектов, из которых 73 открыты впервые, а 25 — отождествлены с ранее опубликованными объектами из других обзоров. Среди этих 25 объектов 2 квазара, 6 белых карликов, 3 катаклизмические переменные, 12 горячих субкарликов, 1 звезда горизонтальной ветви НВВ и 1 голубой звездный объект, спектральный класс которого пока неизвестен. Как указывалось в работе [3] это распределение не может дать истинной картины состава объектов в нашем списке, так как квазары и белые карлики открываются также и некоторыми другими методами. Однако большое количество объектов типа N в данной полосе (26) дает основание ожидать среди новых объектов несколько внегалактических объектов, в частности, квазаров. Среди новых объектов имеется также ряд кандидатов в белые карлики. Горячие субкарлики, по-видимому, как и прежде, составляют большинство объектов в нашем списке, что естественно для относительно ярких голубых звездных объектов.

Из 25 известных объектов 22 имеются в обзоре Паломара-Грина [9] — наиболее полном из всех обзоров голубых звездных объектов и наиболее близком к нашему по своим критериям и результатам. Всего в области полосы $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ в обзоре PG имеется 29 объектов. Из 7 не обнаруженных нами объектов 4 не соответствуют нашим критериям (УФ-избытка на призменном спектре не наблюдается), 2 нами пропущены из-за нахождения на краю пластинки и 1 объект обнаружен еще раньше в обзоре Маркаряна. С другой стороны, в области, пересекающейся с обзором PG в данной полосе (т.е. $8^{\text{h}}00^{\text{m}} \leq \alpha \leq 17^{\text{h}}30^{\text{m}}$), нами дополнительно обнаружено 14 объектов с показателями цвета -1.5 , -1.0 и -0.5 , не имеющих в обзоре Паломара-Грина (не считая объектов, отобранных нами из-за других peculiarностей). Из них 3 являются яркими ($16-16.5^{\text{m}}$) и в PG пропущены. Таким образом, обзор FBS дополняет имеющиеся обзоры голубых звездных объектов как ранее не исследованными областями, так и новыми объектами в пересекающихся областях.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда ESO C&EE (A-02-043).

THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY.
 BLUE STELLAR OBJECTS.
 VIII. ZONE $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$

H.V.ABRAHAMIAN, A.M.MICKAELIAN

The eighth list of blue stellar objects of the second part of the First Byurakan Spectral sky survey is given. The objects are situated in a zone with $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$ and $5^{\text{h}}15^{\text{m}} \leq \alpha \leq 18^{\text{h}}05^{\text{m}}$. The list contains data for 98 blue stellar objects, among which 73 are new. A preliminary classification of objects is made. Precise coordinates of the centers and the magnitude limits for the plates of the zone are given, determined by means of the Palomar Sky Survey charts.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.В.Абрамян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 32, 29, 1990.
2. Г.В.Абрамян, В.А.Липовецкий, А.М.Микаелян, Дж.А.Степанян, *Астрофизика*, 33, 213, 345, 1990; 34, 13, 1991.
3. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 36, 109, 1993; 36, 1993 (в печати); 37, 1994 (в печати).
4. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 35, 197, 1991.
5. А.М.Микаелян, М.А.Ерицян, Г.В.Абрамян, *Астрофизика*, 34, 351, 1991.
6. М.А.Ерицян, А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 36, 203, 1993.
7. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, *Сообщ. Бюраканской обсерв.*, 66 (в печати).
8. Б.Е.Маркарян, В.А.Липовецкий, Дж.А.Степанян, Л.К.Ерастова, А.И.Шаповалова, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв.*, 62, 5, 1989.
9. R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.
10. T.Noguchi, H.Maehara, M.Kondo, *Ann. Tokyo Astron. Observ.*, 2nd ser., 18, 55, 1980.
11. M.-P.Veron-Cetty, P.Veron, *A Catalog of Quasars and Active Nuclei* (4th edition), ESO Scientific Report No.7, 1989.
12. G.P.McCook, E.M.Ston, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 65, 603, 1987.
13. D.Kilkenny, U.Heber, J.S.Drilling, *South African Astron. Observ. Circulars*, 12, 1, 1988.
14. H.Ritter, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 85, 1179, 1987.
15. A.Cannon, E.Pickering, *The Henry Draper Catalogue*, Cambridge, Mass., 1918-24.
16. I.R.King, M.I.Raff, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 120, 1977.

Таблица 1

КООРДИНАТЫ ЦЕНТРОВ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ
ПЛАСТИНОК FBS

№ пластинки	α 1950	δ 1950	lim m_v	Год	Эмульсия
1331	05 ^h 37.7	+67°10'	16.8	1975	103aF
1387	06 18.4	+67 10	17.6	1975	IIaF
1411	06 18.2	+67 08	16.7	1975	103aF
20	06 57.1	+67 07	17.4	1969	IIaF
153	06 58.3	+67 09	17.7	1969	IIaF
1184	07 38.6	+67 05	17.7	1967	IIaF
1185	08 18.5	+67 11	17.2	1967	IIaF
1186	08 58.6	+67 12	18.0	1967	IIaF
1187	09 38.8	+67 13	18.7	1967	IIaF
1188	10 18.9	+67 14	18.0	1967	IIaF
1189	10 59.0	+67 13	18.4	1967	IIaF
1192	11 39.4	+67 09	18.3	1967	IIaF
1193	12 19.5	+67 12	18.5	1967	IIaF
1196	12 59.7	+67 13	18.6	1967	IIaF
1198	13 40.0	+67 14	19.0	1967	IIa
739	14 20.0	+67 12	17.9	1973	IIaF
778	14 59.8	+67 10	17.5	1973	IIaF
779	15 39.9	+67 09	19.3	1973	IIaF
1016	16 20.0	+67 10	17.9	1974	IIaF
220	17 23.8	+66 10	17.1	1970	IIAF
1018	17 00.1	+67 09	18.0	1974	IIaF
258	17 40.1	+67 19	17.0	1970	IIAF
2020	17 40.5	+67 06	17.7	1980	
2024	17 40.2	+67 05	17.7	1980	

Примечание: тип эмульсии пластинок №№ 2020 и 2024 не указан.

Таблица 2

СПИСОК ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS

№	Название FBS	К о о р д и н а т ы		m_v	Тип	C1	Литера- тура
		α_{1950}	δ_{1950}				
1	2	3	4	5	6	7	8
758	0519 + 658	05 ^h 19 ^m 21 ^s	+65°49'.1	13.7	B2	+0.5	
759	0615 + 656	06 15 31	+65 35.8	16.1	B1	-0.5	
760	0632 + 663	06 32 04	+66 15.2	16.0	N3e:	+0.5	
761	0653 + 676	06 53 42	+67 33.8	15.4	N1	-0.5	
762	0654 + 688	06 54 08	+68 50.9	13.5	N2e:	0.0	
763	0705 + 670	07 05 40	+67 00.6	14.8	B2	-1.0	
764	0742 + 653	07 42 42	+65 20.4	15.4	B2	-0.5	
765	0744 + 652	07 44 51	+65 10.3	16.5	B2	0.0	
766	0749 + 658	07 49 38	+65 50.0	12.1	B1	0.0	[9, 13]
767	0750 + 659	07 50 06	+65 57.8	13.7	B2	+0.5	
768	0754 + 656	07 54 59	+65 33.3	16.1	B2a	+0.5	
769	0807 + 682	08 07 03	+68 12.4	15.3	B1a:	0.0	[9, 13]
770	0821 + 676	08 21 31	+67 37.1	17.5	N2e	0.0	
771	0832 + 676	08 32 56	+67 34.8	14.6	B1	-0.5	[9, 13]
772	0856 + 685	08 36 24	+68 30.0	14.8	B2	0.0	
773	0848 + 664	08 48 06	+66 26.9	15.2	B3a:	0.0	
774	0852 + 659	08 52 07	+65 51.1	15.6	B2	0.0	[9, 12]
775	0906 + 667	09 06 27	+66 39.9	15.1	B2	-0.5	
776	0914 + 656	09 14 50	+65 36.8	15.8	N3	0.0	
777	0915 + 656	09 15 53	+65 34.8	16.1	B2	-0.5	
778	0920 + 674	09 20 02	+67 23.1	17.8	N1e	-1.0	
779	0922 + 675	09 22 02	+67 31.8	16.9	B1	-0.5	
780	0926 + 656	09 26 33	+65 34.3	17.0	B2	-0.5	
781	0931 + 691	09 31 42	+69 05.5	16.1	B1	0.0	[9, 13]
782	0935 + 679	09 35 20	+67 54.1	15.2	B2	-0.5	

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
783	0937 + 693	09 37 34	+69 16.5	15.8	B3	0.0	
784	0941 + 664	09 41 17	+66 25.3	17.8	N2	-0.5	
785	0950 + 664	09 50 09	+66 22.5	16.7	N2	0.0	
786	0953 + 686	09 53 04	+68 36.9	16.0	N1	0.0	
787	0959 + 685	09 59 11	+68 27.9	15.7	N2	0.0	
788	1000 + 667	10 00 47	+66 43.8	14.9	B2	0.0	[9]
789	1003 + 678	10 03 06	+67 47.8	14.3	N1e	0.0	[9, 14]
790	1008 + 689	10 08 08	+68 58.2	13.3	B1	-0.5	[9]
791	1011 + 683	10 11 10	+68 19.7	16.2	B3	-0.5	
792	1030 + 665	10 30 12	+66 31.7	15.2	B1	-0.5	[9, 13]
793	1042 + 674	10 42 43	+67 26.4	15.8	N1e:	-0.5	
794	1057 + 672	10 57 22	+67 14.0	15.9	N2	0.0	
795	1102 + 675	11 02 13	+67 32.7	17.2	B2	-0.5	
796	1110 + 659	11 10 20	+65 57.0	14.8	B3	0.0	
797	1112 + 668	11 12 18	+66 48.4	17.0	B2a:	-0.5	
798	1119 + 689	11 19 19	+68 56.2	15.2	B2a	0.0	
799	1131 + 669	11 31 43	+66 59.4	11.8	B1	-0.5	
800	1136 + 668	11 36 20	+66 47.1	13.3	B1	0.0	
801	1137 + 661	11 37 11	+66 04.5	16.6	B2	-0.5	[11]
802	1140 + 680	11 40 56	+68 01.6	17.0	B2	-0.5	
803	1146 + 659	11 46 58	+65 57.4	16.0	B3	-0.5	
804	1147 + 673	11 47 46	+67 15.3	16.7	N1a	0.0	
805	1155 + 657	11 55 33	+65 39.5	16.0	N2	0.0	
806	1158 + 678	11 58 31	+67 46.9	17.4	B1	-0.5	
807	1203 + 668	12 03 55	+66 50.5	16.3	B1a:	0.0	
808	1218 + 658	12 18 20	+65 50.4	16.6	N2	0.0	
809	1223 + 665	12 23 10	+66 31.5	16.5	N3	+0.5	
810	1223 + 672	12 23 58	+67 09.9	12.7	B1	-0.5	[9, 13]

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
811	1231 + 680	12 31 15	+68 01.9	17.4	N2	-0.5	
812	1238 + 665	12 38 13	+66 30.7	16.2	B3	+0.5	
813	1254 + 679	12 54 49	+67 58.9	17.3	N2	+0.5	
814	1257 + 683	12 57 54	+68 20.2	17.4	B1	-0.5	
815	1258 + 665	12 58 40	+66 32.4	17.1	B2	-1.0	
816	1311 + 664	13 11 48	+66 26.9	17.1	N3 [*]	0.0	
817	1316 + 678	13 16 14	+67 48.1	15.6	B1	0.0	[9]
818	1322 + 659	13 22 08	+65 57.4	15.9	B1a	0.0	[9]
819	1329 + 659	13 29 20	+65 58.3	14.7	B1	0.0	
820	1338 + 666	13 38 04	+66 36.0	17.1	N2e	0.0	
821	1342 + 673	13 42 15	+67 16.8	17.6	B1	-1.5	
822	1344 + 675	13 44 25	+67 30.2	15.4	B3	0.0	
823	1347 + 687	13 47 28	+68 44.1	15.6	B2	-0.5	
824	1349 + 659	13 49 20	+65 56.8	15.7	B1	0.0	[9, 13]
825	1350 + 657	13 50 48	+65 39.9	15.4	B2a	-0.5	[9, 12]
826	1353 + 664	13 53 54	+66 21.7	10.4	B1	-1.5	[15]
827	1422 + 676	14 22 12	+67 34.9	14.3	B3	0.0	
828	1442 + 669	14 42 32	+66 51.6	15.6	N3	0.0	
829	1449 + 653	14 49 39	+65 17.9	13.2	B2	0.0	[9, 13]
830	1451 + 672	14 51 43	+67 09.7	15.6	B3	-0.5	
831	1501 + 664	15 01 25	+66 24.1	15.6	B1	-0.5	[9, 12]
832	1518 + 662	15 18 12	+66 12.4	15.4	B3	0.0	
833	1518 + 681	15 18 23	+68 07.2	15.8	B3	-0.5	
834	1522 + 663	15 22 17	+66 15.3	17.5	B2a	-0.5	
835	1526 + 659	15 26 51	+65 58.6	17.0	B3	0.0	
836	1529 + 654	15 29 20	+65 26.5	17.0	B2a	0.0	
837	1535 + 683	15 35 39	+68 19.2	15.9	B2a	0.0	
838	1536 + 690	15 36 36	+69 01.9	15.0	B1	-0.5	[9, 13]

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
839	1540 + 681	15 40 18	+68 05.9	16.9	B2	-0.5	[9, 12]
840	1556 + 653	15 56 32	+65 19.9	16.1	N2	0.0	
841	1601 + 681	16 01 50	+68 05.3	18.5	B1	-1.5	
842	1604 + 653	16 04 30	+65 18.4	15.9	B2	-0.5	
843	1605 + 684	16 05 34	+68 22.1	16.6	B2a	-0.5	[9, 12]
844	1621 + 657	16 21 57	+65 43.5	16.0	B2a	0.0	
845	1633 + 677	16 33 06	+67 39.7	17.0	B3a	-0.5	[9, 12]
846	1633 + 673	16 33 55	+67 17.1	16.0	B3	0.0	
847	1638 + 676	16 38 45	+67 34.3	16.2	B2	0.0	[9, 13]
848	1643 + 675	16 43 51	+67 31.9	16.0	N2	0.0	
849	1707 + 657	17 07 08	+65 44.3	15.8	B2	0.0	[9, 13]
850	1717 + 654	17 17 43	+65 24.4	16.1	N2	0.0	
851	1723 + 668	17 23 08	+66 50.8	12.2	B1	0.0	
852	1738 + 669	17 38 05	+66 55.3	15.1	B1	-0.5	
853	1753 + 663	17 53 13	+66 18.8	13.5	B1	-0.5	
854	1755 + 663	17 55 44	+66 19.2	16.3	N2	+0.5	
855	1800 + 686	18 00 26	+68 35.9	15.5	B1	-1.0	[10, 13]

Примечания: 789 — катализмическая переменная СН UMa. 801 — известный квазар 3С 263.

УДК: 524. 3—355

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУР В, А И F ЗВЕЗД КЛАССОВ СВЕТИМОСТИ III — V ПО НАКЛОНУ СПЕКТРА В БАЛЬМЕРОВСКОМ КОНТИНУУМЕ

Н.А. СОКОЛОВ

Поступила 26 марта 1994

Принята к печати 15 апреля 1994

Предложен новый метод определения эффективных температур, основанный на линейной зависимости между наклоном спектра в бальмеровском континууме и эффективными температурами для В, А и F звезд классов светимости III — V. Сравнение эффективных температур, полученных этим методом, с эффективными температурами, полученными другими авторами, не показало систематических различий в температурах звезд.

1. *Введение.* Большинство наших знаний о звездных атмосферах мы получаем из основных физических характеристик для индивидуальных звезд, таких как эффективная температура (T_{eff}) и ускорение силы тяжести (g). Точные знания T_{eff} необходимы для определения положения звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, для определения содержания металлов в звездных атмосферах, при изучении звездных масс и т.д. В литературе имеется большое количество работ по их определению. Бем—Витензе [1] классифицировала различные методы определения T_{eff} , выделив из них три основных:

1) Прямой метод, основанный на определении полного потока и углового диаметра звезды из наблюдений. В работе Коуда и др. [2] он впервые был применен для определения T_{eff} на основе прямых измерений угловых диаметров.

2) Полупрямой метод, в котором полные потоки находятся из наблюдений, а угловые диаметры звезд определяются на основе сравнения наблюдаемого потока с моделями атмосфер в ИК-области спектра. Метод был предложен Блеквел-

лом и Шеллисом [3] и использовался многими авторами для определения угловых диаметров и эффективных температур.

3) Непрямые методы, в которых эффективные температуры определяются: а) из сравнения наблюдаемого распределения энергии с распределением энергии моделей атмосфер в видимой и/или УФ-области спектра для звезд спектральных классов O, B, A и F; б) из рассмотрения ионизационного равновесия для O-звезд; в) из изучения бальмеровских линий G-звезд; г) по синтетическим цветам для B, A, F и G звезд; д) по наблюдаемым цветам в различных фотометрических системах.

Континуум в видимой области спектра, очевидно, зависит от T_{eff} звезды. Впервые на это было обращено внимание в работе [4], в которой определялись зависимости между наблюдаемыми характеристиками непрерывного спектра в инструментальной системе и спектральным классом звезд, что легло в основу французской спектральной классификации. Шалонж [5] предложил использовать для классификации звезд три параметра непрерывного спектра: φ_b (спектрофотометрический градиент в видимой области спектра, примыкающий к бальмеровскому скачку), D (бальмеровский скачок) и λ (длина волны, соответствующая падению интенсивности непрерывного спектра у границы серии Бальмера на величину $D/2$). Зависимость между параметром L , который является комбинацией этих трех параметров, и T_{eff} была получена Шалонжем и Диван [6]. В работах [7], [8] определялись спектрографические градиенты и градационные температуры звезд в пашеновском и бальмеровском континуумах, а в работе [9] была получена зависимость между спектрофотометрическими градиентами и спектральным классом звезд. Отметим, что в этих работах под градационной температурой понимается температура планковского излучения, наилучшим образом представляющего наблюдаемое распределение энергии в спектральном интервале, где находится спектрофотометрический градиент. Из изложенного выше следует, что спектрофотометрический градиент (в дальнейшем — наклон) с коротковолновой стороны от бальмеровского скачка использовался лишь для определения цветовых температур звезд и никогда не использовался для определения эффективных температур звезд. С другой стороны, теория показывает, что с коротковолновой стороны от бальмеровского скачка континуум у B, A и F звезд мало отличается от распределения абсолютно черного тела, то есть определяется только температурой звезды. Поэтому кажется целесообразным использовать указанный участок спектра для определения эффективных температур звезд.

Цель настоящей работы — представление нового метода определения T_{eff} , который основан на калибровочной зависимости между наклоном континуума с

коротковолновой стороны от бальмеровского скачка и эффективной температурой для В, А и F звезд классов светимости III, IV и V.

2. *Определение наклона непрерывного спектра звезд.* В качестве наблюдательных данных мы использовали два каталога абсолютных распределений энергии в спектрах звезд; [10] — для звезд Южного полушария. и [11] — для звезд Северного полушария. Мы исключили из рассмотрения звезды I и II классов светимости, звезды, имеющие какие-либо особенности в спектре, а также переменные и двойные звезды. Для каждой звезды полученного списка мы вычислили значение избытка цвета $E(B-V)$ на основе таблиц нормальных цветов $(B-V)_0$, приведенных в книге Страйжиса [12]. Затем из рассмотрения были исключены звезды, которые имеют значительное покраснение ($E(B-V) > 0.05$). В дальнейшем мы не учитывали влияния межзвездного поглощения на наклон континуума, считая, что этот эффект незначителен для слабопокрасневших звезд. Для оставшихся 202 звезд была проведена редукция данных в единую систему спектрофотометрического стандарта α Луг [13]. Редуцированные данные, нормированные к длине волны 5550 \AA , использовались для определения наклона континуума в области длин волн $3200 - 3600 \text{ \AA}$ методом наименьших квадратов по формуле:

$$m(\lambda) - m(\lambda_{5550}) = a + b \lambda^{-1}. \quad (1)$$

Здесь b — наклон континуума в выбранном участке длин волн. На точность определения наклона влияют два основных фактора: ошибки определения абсолютных распределений энергии в спектрах звезд и эффект блокировки линиями поглощения. Эффект блокировки линиями поглощения различен для звезд разных спектральных классов и достигает максимальных величин для F-звезд поздних спектральных классов. При определении параметров прямой (1) программа учитывает этот эффект путем исключения из рассмотрения линий поглощения и выбора в качестве наблюдаемого континуума верхнего уровня спектра. Точность учета эффекта блокировки линиями поглощения иллюстрирует рис.1, на котором видно, что наблюдаемый континуум сильно искажен линиями поглощения, однако его наклон определяется достаточно надежно.

3. *Калибровка наклона континуума по θ_{eff} .* Для определения зависимости между наклоном спектра в бальмеровском континууме и $\theta_{\text{eff}} = \frac{5040}{T_{\text{eff}}}$ было

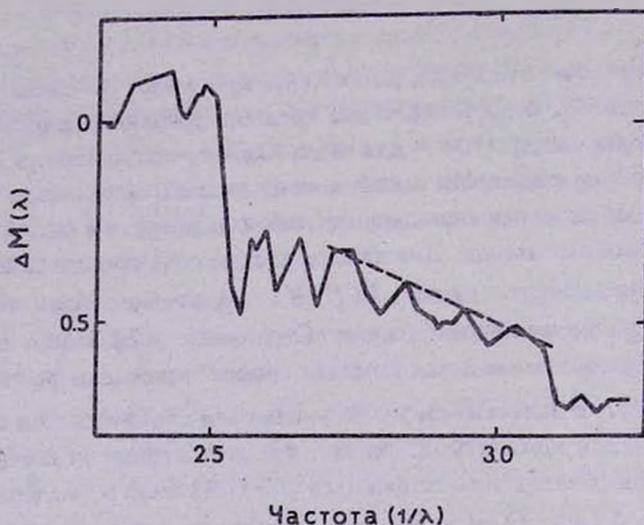


Рис.1. Определение наклона наблюдаемого континуума для звезды HR 5404 спектрального класса F7 V.

отобрано 28 звезд спектральных классов В—F и классов светимости III—V, для которых имеются надежные эмпирические определения T_{eff} в работах [2, 14]. В [2] для определения T_{eff} использовались наблюдаемые угловые диаметры звезд и абсолютные распределения энергии в УФ, видимой и ИК областях спектра, в [14], при определении точных эмпирических значений T_{eff} использовались угловые диаметры, которые вычислялись по методике, использующей модели Куруча [15]. Список отобранных звезд приводится в табл.1, которая включает номера звезд по BS и HD каталогам, спектральный класс по каталогу Хоффлейт и Яшека [16], вычисленные избытки цвета $E(B-V)$, T_{eff} и определенные по ним значения θ_{eff} , а также наклон континуума с коротковолновой стороны от бальмеровского скачка, вычисленный по формуле (1). В последнем столбце таблицы приведены ошибки определения наклона континуума, полученные при вычислении параметров прямой по способу наименьших квадратов. Четыре звезды табл.1 (HR 2943, 3982, 556, 8728) имеют по два определения T_{eff} . По ним можно оценить сходимость результатов двух авторов. Мы включили в обработку оба определения T_{eff} для каждой из четырех звезд. На точность определения зависимости между θ_{eff} и наклоном спектра в бальмеровском

Таблица 1

ЗВЕЗДЫ С ХОРОШО ИЗВЕСТНЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ

HR	H _D	Sp.	Type	E(B-V)	T_{eff} , K	θ_{eff}	b	δ (b)
269	5448	A5	V	- 0.02	8069	0.625	0.301 [±]	0.053
591	12311	F0	V	- 0.02	7122	0.708	0.639	0.062
1122	22928	B5	III	0.03	13844	0.364	- 0.454	0.036
1756	34816	B0.5	IV	0.02	27577	0.183	- 1.017	0.032
1790	35468	B2	III	0.02	21580	0.234	- 0.939	0.024 *
2421	47105	A0	IV	- 0.02	9260	0.544	0.126	0.037 *
2943	61421	F5	IV—V	0.02	6510	0.774	0.767	0.090 *
					6532	0.772		
3685	80007	A2	IV	- 0.02	9240	0.545	0.083	0.030 *
3775	82328	F6	IV	- 0.01	6364	0.792	0.727	0.099
3982	87901	B7	V	- 0.02	12210	0.413	- 0.420	0.024 *
					12318	0.409		
4295	95418	A1	V	- 0.04	9166	0.550	0.023	0.033
4357	97603	A4	V	0.00	8081	0.624	0.255	0.043
4534	102647	A3	V	0.00	8850	0.570	0.142	0.045 *
4540	102870	F9	V	0.00	6037	0.835	0.841	0.110
4853	111123	B0.5	III	0.05	27600	0.183	- 0.963	0.027 *
5056	116658	B1	III—IV	0.04	23930	0.211	- 0.950	0.024 *
5132	118716	B1	III	0.05	25740	0.196	- 1.000	0.023 *
5191	120315	B3	V	0.02	16716	0.302	- 0.746	0.024
5264	122408	A3	V	0.01	8418	0.599	0.209	0.024
5404	126660	F7	V	0.01	6237	0.808	0.634	0.082
6556	159561	A5	III	0.00	8020	0.628	0.288	0.035 *
					7920	0.636		
6879	169022	B9.5	III	0.02	9460	0.533	0.080	0.023 *
7001	172167	A0	V	- 0.02	9660	0.522	- 0.091	0.022 *
7528	186882	B9.5	IV	0.02	9883	0.510	- 0.076	0.025
7557	187642	A7	V	0.02	8010	0.629	0.304	0.038 *
7790	193924	B2	IV	0.04	17880	0.282	- 0.752	0.033 *
7906	196867	B9	IV	0.01	10963	0.460	- 0.254	0.022
8728	216956	A3	V	0.00	8800	0.573	0.045	0.037 *
					8548	0.590		

Примечание. Знаком (*) отмечены звезды, у которых T_{eff} взяты из [2]

континууме влияет неопределенность наблюдаемого континуума для F-звезд. Для оценки влияния этого эффекта мы построили зависимость θ_{eff} от наклона наблюдаемого континуума для В и А звезд и для В, А и F звезд таблицы. Коэффициенты этих двух зависимостей с точностью до ошибок совпали, что дает нам возможность определять температуры звезд по одной зависимости в широком интервале температур от 6000 до 25000 К. На рис.2 показана зависимость θ_{eff} от наклона континуума для В, А и F звезд, которая выражается простой линейной формулой:

$$\theta_{eff} = 0.535 + 0.336b \quad (2)$$

$$\pm 0.015 \quad \pm 0.007$$

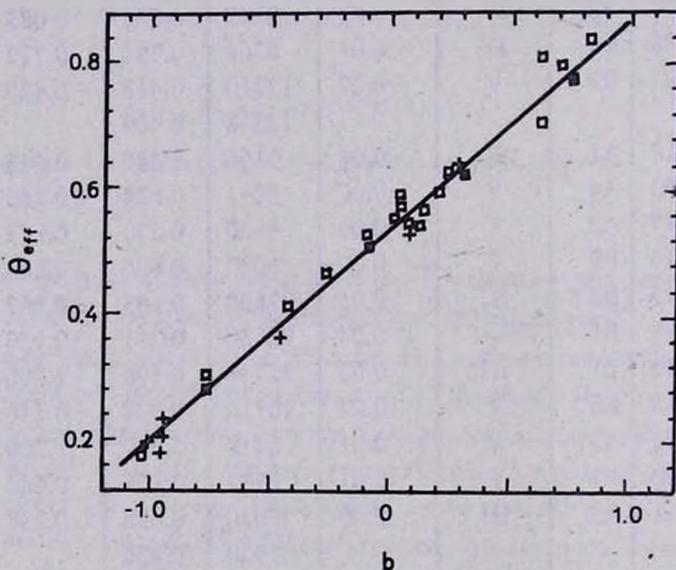


Рис.2. Калибровочная зависимость между θ_{eff} и наклоном наблюдаемого континуума в области $3200 - 3600 \text{ \AA}$ для В, А и F звезд класса светимости III — крестики и классов светимости IV, V — кружки.

Отметим, что звезды III класса светимости не показали систематических отклонений от этой прямой, что наглядно иллюстрирует рис.2.

При калибровке различных цветовых индексов аналогичная линейная зависимость может быть получена лишь для фотометрических данных в ультрафиолете, недоступном при наблюдении с Земли. Так, в работе [17] получена

линейная зависимость для В5 — F7 звезд главной последовательности при использовании потока на длине волны $\lambda 1965 \text{ \AA}$, а в работе [18] — для О, В, А и F звезд с использованием потока на длине волны $\lambda 1910 \text{ \AA}$. Более подробно калибровки θ_{eff} в различных фотометрических системах были рассмотрены Хауком [19].

Зависимость же, полученная нами по наклону спектра в бальмеровском континууме, позволяет определить T_{eff} по данным спектрофотометрических наблюдений с Земли в ближней УФ-области спектра.

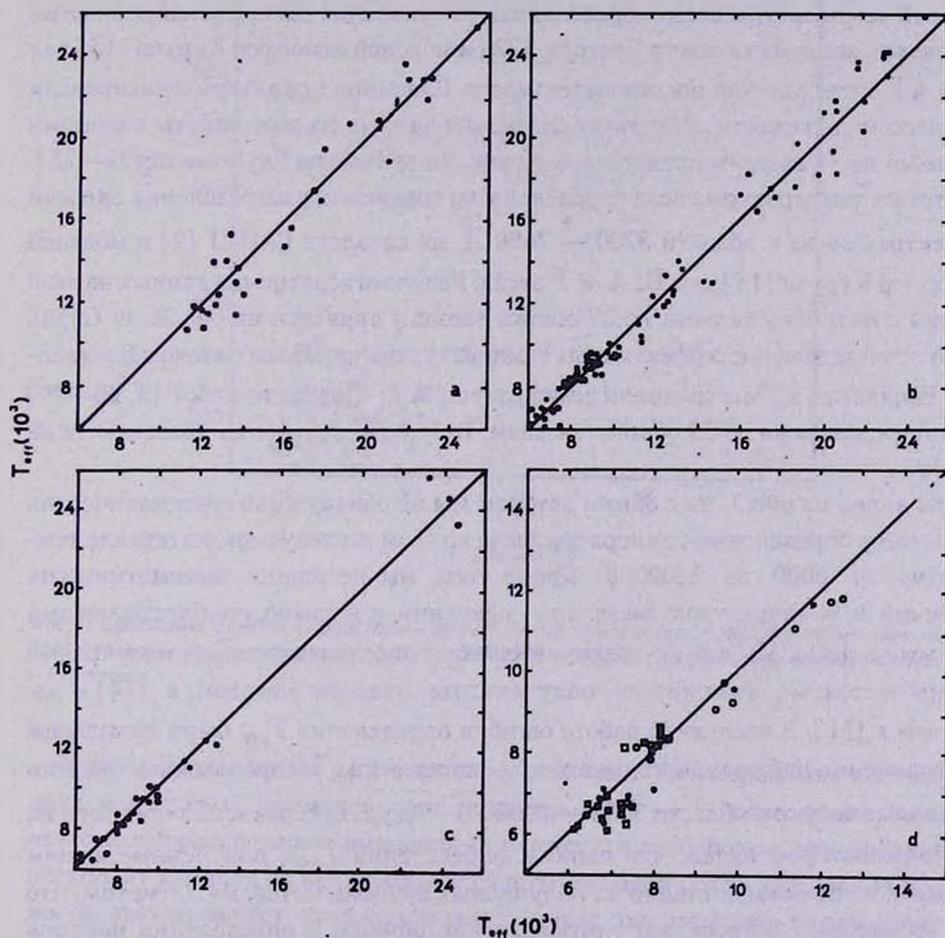


Рис.3. Сравнение наших определений T_{eff} (горизонтальная ось) с T_{eff} , полученными в работах: а — [20]; б — [21]; в — [23–25]; д — [3], [26] и [27] — светлые кружки, [28] — темные кружки, [29] — светлые квадратики, [31] — темные квадратики.

4. Сравнение с данными других определений эффективной температуры. В последние несколько лет T_{eff} звезд определяли многие авторы. Для сравнения наших определений температур с определениями, полученными другими авторами, мы отобрали следующие работы: а) Работа Андерхилл и др. [20], в которой температуры определялись из 13-цветной фотометрии Джонсона и Митчелла, данных каталога S2/68 при сравнении с моделями атмосфер Куруча для звезд спектрального класса В. Значения lgg были фиксированы для различных классов светимости ($lgg=4$ для IV, IV—V и V классов светимости, $lgg=3.5$ для II и III). Результат сравнения данных из этой работы с нашими данными по 30 общим звездам представлен на рис. 3а; б) Работа Моросси и Маланьини [21], в которой температуры звезд определялись из сравнения распределения энергии в спектрах звезд из каталога Брегерра [22] и моделей атмосфер Куруча [15] для В, А и F звезд главной последовательности. Значения lgg авторы фиксировали по классам светимости. Результат сравнения данных из этой работы с нашими данными по 78 звездам представлен на рис. 3б; в) Работы Глушневой [23—25], в которых температуры звезд определены из сравнения распределения энергии в спектрах звезд в области 3200 — 7600 Å из каталога ГАИШ [9] и моделей атмосфер Куруча [15] для В, А и F звезд. Результат сравнения данных из этой работы с нашими данными по 27 общим звездам приведен на рис. 3с; г) Серия работ по определению эффективных температур полупрямым методом Блеквелла и Шеллиса [3]. Мы сравнили температуры А и F звезд из работ [3, 26—29] с нашими данными по 39 общим звездам. Результат сравнения представлен на рис. 3д.

Как видно из рис. 3, ни с одним автором мы не обнаружили систематических различий в определении температур звезд во всем исследуемом интервале температур от 6000 до 25000 К. Кроме того, мы не нашли систематических различий в температурах звезд при сравнении с недавно опубликованными данными в [30]. Мы также сравнили ошибки определения T_{eff} , полученные нашим методом, с ошибками, полученными прямым методом в [14] и непрямым в [31]. В последней работе ошибки определения T_{eff} были вычислены при сравнении наблюдаемого распределения энергии с распределением энергии моделей атмосфер в области 3200 — 10000 Å. Результат сравнения приведен на рис. 4, на котором видно, что ошибки определения T_{eff} , полученные нашим методом, не превышают ошибок, полученных другими методами. Отметим, что при вычислении ошибок мы учитывали как ошибки в определении наклона наблюдаемого континуума, так и ошибки констант калибровочной прямой.

5. *Заключение.* В настоящей работе предложен метод определения эффективных температур звезд по наклону спектра в бальмеровском континууме. Основное его достоинство — использование, в качестве индикатора температуры, наблюдаемого параметра непрерывного спектра, который показывает линейную зависимость от θ_{eff} в широком интервале температур.

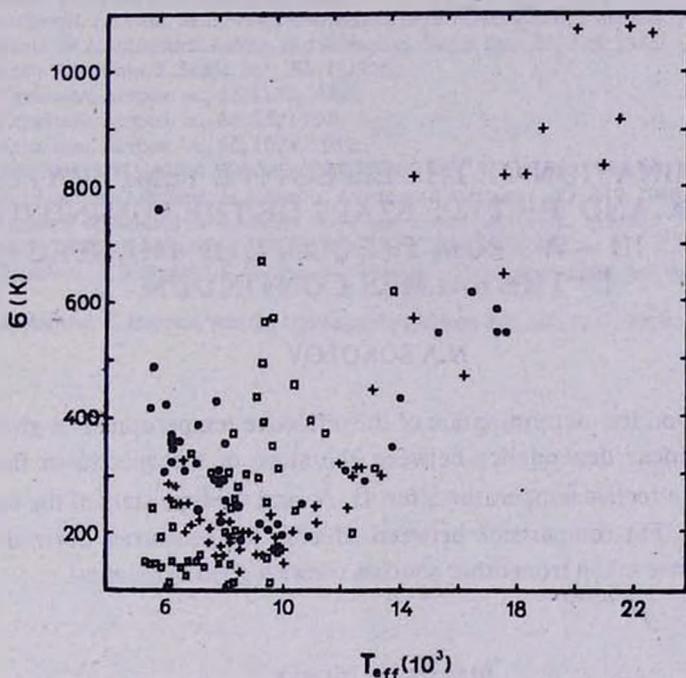


Рис.4. Сравнение ошибок определения эффективных температур, полученных прямым методом [14] — темные квадратики; непрямом методом [31] — светлые кружки и по нашим определениям — крестики.

Метод определения T_{eff} по наклону спектра в бальмеровском континууме пока может быть применен лишь к звездам III — V классов светимости с известными распределениями энергии в спектре и слабопокрасневшим звездам, поскольку влияние на непрерывный спектр ускорения силы тяжести на поверхности звезды может исказить, а межзвездное покраснение определенно искажает наблюдаемый наклон континуума в ближней УФ-области спектра. В дальнейшем мы собираемся детально изучить влияние этих эффектов и опубликовать результаты.

ликовать полный каталог эффективных температур, полученных по наклону спектра в бальмеровском континууме.

Автор выражает благодарность И.М.Копылову за обсуждение результатов работы, В.А.Гаген-Торну за ценные советы и замечания при прочтении рукописи, а также Американскому астрономическому обществу за финансовую поддержку этой работы.

Главная астрономическая обсерватория РАН,
Санкт-Петербург

DETERMINATION OF THE EFFECTIVE TEMPERATURES OF B, A AND F-TYPE STARS OF THE LUMINOSITY CLASSES III — V FROM THE SLOPE OF THE SPECTRA IN THE BALMER CONTINUUM

N.A.SOKOLOV

A new method for determination of the effective temperatures is given, which is basing on linear dependence between the slope of the spectra in the Balmer continuum and effective temperatures for B, A and F-type stars of the luminosity classes III — V. The comparison between effective temperatures, derived with this method, and those taken from other sources shows a good agreement.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Bohm-Vitense, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **19**, 295, 1981.
2. A.D.Code, J.Devis, R.C.Bless, R.Handbury Brown, *Astrophys. J.*, **203**, 417, 1976.
3. D.E.Blackwell, M.J.Shallis, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **180**, 177, 1977.
4. D.Burbier, D.Chalonge, *Ann. Astrophys.*, **4**, 30, 1941.
5. Д.Шалонж, *Астрон. ж.*, **33**, 490, 1956.
6. D.Chalonge, L.Divan, *Astron. and Astrophys.*, **55**, 121, 1977.
7. Е.М.Терещенко, А.В.Харитонов, Исследование распределений энергии в спектрах 109 звезд в абсолютных единицах, Наука, Алма-Ата, 1972.
8. Е.И.Гаген-Торн, Е.В.Рубан, Бальмеровские скачки, спектрофотометрические градиенты и температуры звезд по результатам спектрофотометрических наблюдений, Деп. ВИНТИ. № 6001-83, 1983, 24 стр.
9. И.Б.Волошина, И.Н.Глушнев, В.Т.Дорошенко и др. Спектрофотометрия ярких звезд. Наука, М., 1982.
10. Н.Л.Алексеев, Г.А.Алексеева, А.А.Архаров и др., Тр. Главной астрон. обсерв. АН СССР, **83**, 3, 1978.
11. Г.А.Алексеева, А.А.Архаров, Ю.А.Беллев и др., Каталог абсолютных распределений энергии в спектрах звезд в диапазоне 3100 — 10800 А, Деп. ВИНТИ. №7021 — В88, 1988, 134стр.

12. В. Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, Моклас, Вильнюс, 1977.
13. А.В.Харитонов, И.Н.Глушневa, Астрон. ж., 55, 496, 1978.
14. M.L.Malagnini, C.Morossi, L.Rossi, R.L.Kurucz, Astron. and Astrophys., 162, 140, 1986.
15. R.L.Kurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.
16. D.Hoffleit, C.Jaschek, The Catalogue of Bright Stars, Connecticut New Haven, 1982.
17. M.L.Malagnini, C.Morossi, R.Faragiana, The MK Process and Stellar Classification, Ed. R.F.Garrison Toronto, David Dunlap Observ., 1984.
18. E.Theodossiou, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 214, 327, 1985.
19. В.Хаук, Calibration of Fundamental Stellar Quantities, IAU Symp. № 111, Eds D.S.Hayes et al., Dordrecht, D. Reidel Publ. Company, 1985.
20. А.В.Ундерхилл, Л.Диван, М.Л.Превот-Бурнишон, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 601, 1979.
21. С.Моросси, М.Л.Малaгнини, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 60, 365, 1985.
22. М.Брегер, Astrophys. J. Suppl. Ser., 32, 7, 1976.
23. И.Н.Глушневa, Астрон. ж., 62, 1132, 1985.
24. И.Н.Глушневa, Астрон. ж., 66, 95, 1989.
25. И.Н.Глушневa, Астрон. ж., 66, 1024, 1989.
26. D.E.Blackwell, M.J.Shallis, M.J.Selby, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 188, 847, 1979.
27. D.E.Blackwell, A.D.Petford, M.J.Shallis, Astron. and Astrophys., 82, 249, 1980.
28. S.K.Legget, C.M.Mountain, M.J.Selby et al., Astron. and Astrophys., 159, 217, 1986.
29. М.Сахнер, G.Hammarback, Astron. and Astrophys., 151, 372, 1985.
30. D.E.Blackwell, A.D.Petford, S.Arribas, D.J.Huddock, M.J.Selby, Astron. and Astrophys., 232, 396, 1990.
31. M.L.Malagnini, C.Morossi, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 85, 1015, 1990.

УДК: 524.54

НОВЫЕ H_{α} – ЭМИССИОННЫЕ ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТИ ЦЕФЕЯ

Н.Д. МЕЛИКЯН

Поступила 7 апреля 1994

Принята к печати 25 апреля 1994

Приводятся результаты исследования 31 новой H_{α} – эмиссионной звезды в области Цефея. Наблюдения проводились на 40'' телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории в 1979г., 1985г. и 1989г. Спектральные пластинки получены с 4⁰ объективной призмой (~1100Å/мм вблизи H_{α}) на фотопластинках Kodak 103-aE, 103-aF, III-aF и ORWO ZP-3. Во время наблюдений были использованы светофильтры RG1 и RG2.

1. *Введение.* Обнаружение и изучение поведения во времени эмиссионных звезд имеют большое значение для физики и эволюции нестационарных звезд. После открытия звездных ассоциаций во многих обсерваториях мира начались поиски H_{α} – звезд. В частности, в области ассоциации Цефея (Сер OB2) такие поиски проводили Долидзе и Вязовов [1], Долидзе [2], Вакерлинг [3] и Кунь [4], в результате чего в этой области было обнаружено приблизительно 300 H_{α} – эмиссионных звезд. В первых работах [1–3] все обнаруженные звезды были ярче $V \leq 13^m$, а в работе Куня [4] обнаруженные эмиссионные звезды слабее $V \geq 13^m$.

Начиная с 1979г. на 40'' телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории периодически снимались 14 областей темных туманностей, с целью обнаружения и исследования объектов с H_{α} – эмиссией. На основе этого наблюдательного материала уже обнаружено около 60 новых H_{α} – эмиссионных звезд в областях NGC 7000, IC 5068, IC 5070 и NGC 6910 [5,6], несмотря на то, что эти области ранее были исследованы с этой точки зрения.

В настоящей работе приводятся результаты наблюдений новых H_α -эмиссионных звезд в области ассоциации Цефея.

2. *Наблюдения.* Координаты центра наблюдаемой области следующие:

$$\alpha_{(1950.0)} = 23^h 45^m, \quad \delta_{(1950.0)} = 65^\circ.$$

Наблюдения проводились на 40'' телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории. Область была снята на фотопластинках Kodak 103-aE, 103-aF, III-aF и ORWO ZP-3 с помощью 4° объективной призмы с применением светофильтров Schott RG1 и RG2. Спектры звезд, полученные с помощью 4° объективной призмы, имеют дисперсию $\sim 1100 \text{ \AA} / \text{мм}$ вблизи спектральной линии H_α , что позволяет вполне уверенно обнаружить звезду с эмиссией. Средняя предельная звездная величина полученных пластинок в красной области спектра ~ 16.0 . Область снималась в 1979г., 1985г. и 1989г. Снимались 5-6 пластинок с разными экспозициями (от 10 минут до двух часов). Такая разность в экспозициях не только облегчает обнаружение H_α -эмиссии в спектрах звезд разных яркостей, но и позволяет исключить возможные наблюдательные дефекты на фотопластинках.

Большой промежуток времени (1979г.-1989г.) между отдельными наблюдениями позволяет помимо обнаружения новых эмиссионных звезд обнаружить также переменность интенсивности эмиссионной линии H_α у отдельных звезд и следить за ходом этих изменений.

3. *Результаты наблюдений.* В области Цефея Бланко [7] еще в 1962г. обнаружил 11 звезд с H_α -эмиссией. В этой работе приводятся данные и карты отождествления обнаруженных звезд. Шесть из них попадают в область, охватываемую нашими пластинками.

Осмотр наших пластинок позволил обнаружить 31 новую эмиссионную звезду. В табл. I приводятся наблюдательные данные об этих звездах: номера звезд, экваториальные координаты (1950.0), звездные величины в фотографических лучах (m_{pg}) и оценка интенсивности эмиссионной линии H_α (I_{H_α}) по известной трехбалльной шкале (s — сильное, m — среднее и w — слабое).

Экваториальные координаты звезд были измерены на картах Паломарского обзора. Для оценки звездных величин обнаруженных эмиссионных звезд и для их идентификации был получен прямой снимок области в фотографических

лучах. Идентификация надежно была осуществлена на блинк-компараторе Бюраканской обсерватории.

На рис.1 приводятся карты отождествления обнаруженных нами новых H_{α} -эмиссионных звезд. На этих картах номера звезд отмечены согласно табл.1.

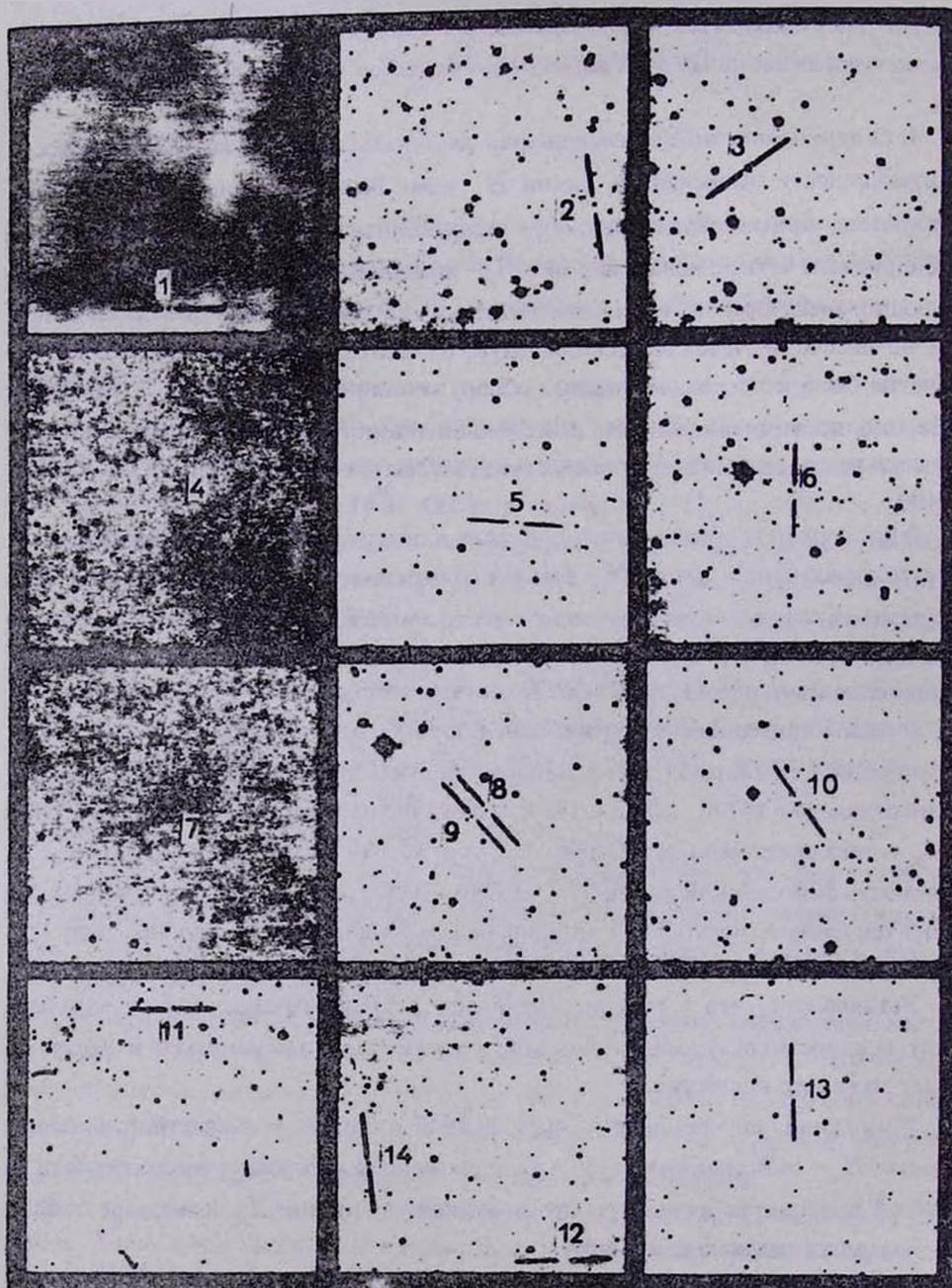
4. *О переменности интенсивности эмиссионной линии H_{α} .* Переменность интенсивности эмиссионной линии H_{α} нами была замечена и раньше. Так, например, при исследованиях H_{α} -эмиссионных звезд в Орионе, нами были обнаружены четыре новые звезды с H_{α} -эмиссией [8], тогда как из 78 вспыхивающих звезд Ориона, входящих в каталог как звезды с H_{α} -эмиссией [9], у 58 не замечено следов эмиссии. Следует отметить, что область Ориона многократно была исследована с целью обнаружения новых звезд с H_{α} -эмиссией. Переменность интенсивности эмиссионной линии H_{α} была отмечена нами также при исследовании эмиссионных звезд в областях NGC 7000, IC 5068 и IC 5070 [10].

В настоящей работе мы вновь обратили внимание на переменность интенсивности эмиссионной линии H_{α} . Наши наблюдения позволяют, во-первых, проследить за ходом изменения интенсивности линии H_{α} 6 звезд Бланко, сравнивая данные Бланко [7] с данными наших наблюдений, и, во-вторых, сравнивая данные звезд из табл.1, полученные соответственно в 1979г., 1985г. и 1989г.

В табл.2 приводится интенсивность линии H_{α} 6 звезд из списка Бланко [7] и интенсивность линии H_{α} этих же звезд, полученные во время наших наблюдений отдельно в 1979г., 1985г. и 1989г. Как видно из табл.2, интенсивность линии H_{α} у трех звезд меняется. Особо следует отметить звезду №1, у которой интенсивность эмиссионной линии H_{α} в 1979г. и 1985г. сильно ослабла, а в 1989г. на спектре звезды эмиссионная линия вообще не видна. На пластинках, полученных нами с 1979г. по 1989г. на спектре звезды №5 [7] эмиссия также отсутствует.

Установлено, что в течение 20-25 лет у половины звезд с H_{α} -эмиссией интенсивность спектральной линии H_{α} может сильно измениться и заслуживает должного внимания.

Изменения интенсивности эмиссионной линии H_{α} зарегистрированы и у новых H_{α} -эмиссионных звезд в течение нашего наблюдательного периода. В табл.3 приводятся интенсивности эмиссионной линии H_{α} 4 звезд из табл.1, показавших сильные изменения.



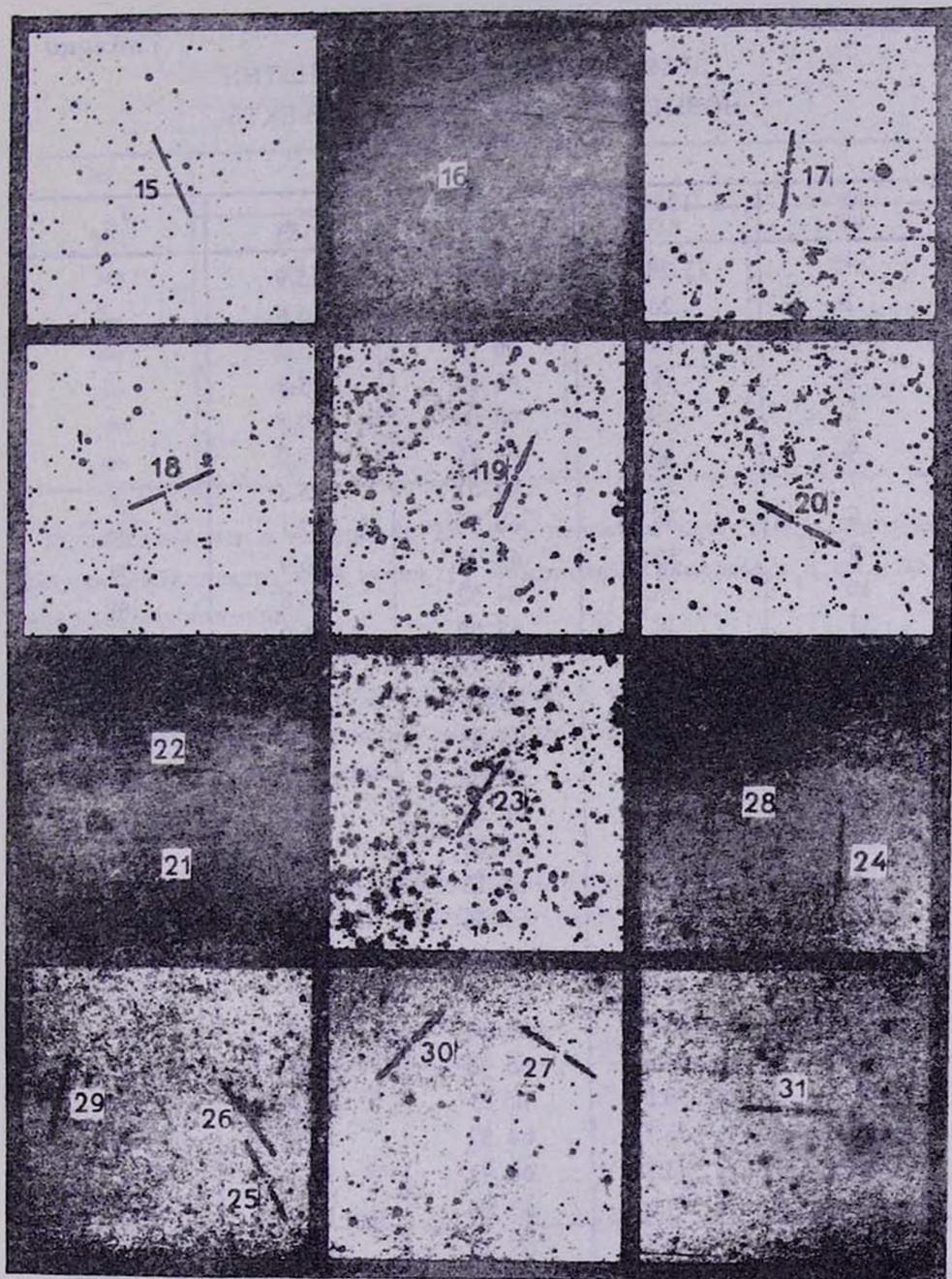


Рис. 1. Карты отождествления новых H_{α} -эмиссионных звезд в области Цефея сняты с пластинок, полученной в фотографических лучах на 40" телескопе системы Шмидта.

Таблица 1

НОВЫЕ H_{α} -ЭМИССИОННЫЕ ОБЪЕКТЫ
В ОБЛАСТИ ЦЕФЕЯ

№	α (1950.0)	δ	m_{PB}	$I_{H_{\alpha}}$
1.	$23^h 23.1^m$	$66^{\circ} 24'$	15.9^m	m
2	23.8	66 24	15.6	w
3	27.2	66 00	15.9	w
4	29.5	66 12	15.8	w
5	29.8	63 06	16.5	m
6	29.9	65 26	17.0	m
7	34.6	65 51	15.5	w
8	36.4	63 26	17.1	w
9	36.6	63 26	16.9	w
10	36.8	64 32	16.8	m
11	38.1	63 09	16.0	s
12	39.6	65 24	17.2	s
13	41.1	65 31	17.9	w
14	41.5	65 25	17.2	w
15	44.0	64 32	17.7	s
16	45.0	65 53	15.8	w
17	45.5	64 01	15.5	s
18	47.2	63 13	16.2	m
19	48.4	63 56	15.8	s
20	50.8	63 05	16.0	m
21	51.5	66 10	15.7	w
22	51.8	66 14	16.4	m
23	51.8	63 45	16.0	m
24	53.6	65 25	15.9	m
25	53.7	64 37	16.8	m
26	53.8	64 42	17.3	m
27	54.6	65 06	16.8	w
28	54.8	65 29	16.1	w
29	56.0	64 42	15.9	m
30	56.2	65 08	16.3	w
31	00 01.1	65 50	17.1	m

Таблица 2

ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИИ H_{α} ЗВЕЗД
ИЗ СПИСКА БЛАНКО [7]

№	$I_{H_{\alpha}}$			
	[7]	1979	1985	1989
1	<i>s</i>	<i>w</i>	<i>w</i>	—
2	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>
3	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>
4	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>	<i>s</i>
5	<i>w</i>	—	—	—
6	<i>s</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>

Установлено, что в течение 20–25 лет у половины звезд с H_{α} -эмиссией интенсивность спектральной линии H_{α} может сильно измениться и заслуживает должного внимания.

Изменения интенсивности эмиссионной линии H_{α} зарегистрированы и у новых H_{α} -эмиссионных звезд в течение нашего наблюдательного периода. В табл.3 приводятся интенсивности эмиссионной линии H_{α} 4 звезд из табл.1, показавших сильные изменения.

Таблица 3

ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИИ H_{α}
У НОВЫХ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД

№	$I_{H_{\alpha}}$		
	1979	1985	1989
6	<i>m</i>	<i>w</i>	<i>w</i>
15	—	—	<i>s</i>
24	<i>m</i>	<i>w</i>	<i>w</i>
29	<i>m</i>	—	—

Звезда Бланко №5 (см. табл.2) и новые эмиссионные звезды № 15 и 29 (см. табл.3) во время наших наблюдений всего один раз имели в спектре линию H_{α} .

Учитывая тот факт, что исследуемая область в каждый период была снята в течение одной ночи, не исключена возможность, что некоторые из этих звезд являются вспыхвающими и были зарегистрированы во время вспышки. Возможно также, что мы здесь имеем дело с Т-ассоциацией.

5. *Обсуждение.* Наши наблюдения позволили обнаружить 31 новую H_α -эмиссионную звезду в области Цефея. Яркости обнаруженных нами эмиссионных звезд находятся в пределах $m_{pg} = 15.5 - 17.9$. Зарегистрированы изменения интенсивностей эмиссионной линии H_α у 7 звезд, три из которых из списка Бланко [7] (см. табл.2), и четыре — из числа новых H_α -эмиссионных звезд (см. табл.3).

В результате, в изучаемой нами области, вместе со звездами, открытыми Бланко [7], в настоящее время известны 42 звезды с H_α -эмиссией.

Если предполагать, что обнаруженные нами H_α -эмиссионные звезды находятся на расстоянии звездной ассоциации Сер OB2, которое оценивается приблизительно 800 пк [11], и учитывая, что поглощение в указанной области довольно большое, так как область находится вблизи темной туманности, можно допустить, что часть открытых нами новых H_α -эмиссионных объектов, по-видимому, относится к классу Ae/Be звезд Хербига. В этом случае, как уже было отмечено, возможно мы имеем дело с Т-ассоциацией, дальнейшее изучение которой весьма желательно.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

NEW H_α - EMISSION STARS IN THE CEP REGION

N.D.MELIKIAN

The results for the 31 new H_α -emission stars in the Cepheus region are presented. The observations were carried out with the 40" Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical observatory in 1979, 1985 and 1989. Spectral plates were obtained by the 4° objective prism ($\sim 1100 \text{ \AA} / \text{mm}$ near the H_α) on Kodak 103-aE, 103-aF, III-aF and ORWO ZP-3 emulsions. During observations the RG1 and RG2 filters were used.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.В. Долидзе, В.В. Вязовов*, Бюл. Абастуманской обсерв., 24, 3, 1959.
2. *М.В. Долидзе*, Бюл. Абастуманской обсерв., 47, 3, 1975.
3. *L.R. Wackerling*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 73, 153, 1970.
4. *М.Кил*, *Astrophysics Space Sci.*, 125, 13, 1986.
5. *N.D. Melikian, V.S. Shevchenko, S.Ju. Melnikov*, IBVS, N3073, 1987.
6. *Н.Д. Меликян, В.С. Шевченко*, *Астрофизика*, 32, 169, 1990.
7. *V.M. Blanco*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 74, N439, 330, 1962.
8. *Н.Д. Меликян*, Канд. диссертация, Бюракан, 1984.
9. *E.S. Parsamian, E. Chavira*, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 3, N1, 69, 1982.
10. *N.D. Melikian, L.G. Balazs, S.Ju. Melnikov, V.S. Shevchenko*, IBVS, N3099, 1987.
11. *S.C. Simonson*, *Astrophys. J.*, 154, 923, 1968.

УДК: 524. 33

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ SU ВОЗНИЧЕГО

Н.Л.ИВАНОВА

Поступила 24 января 1994

Принята к печати 25 февраля 1994

Представлены результаты спектрофотометрического исследования SU Возничего в континууме и спектральных линиях.

SU Возничего относится к группе переменных звезд, связанных с туманностями и находящихся на раннем этапе эволюции [1]. Изменения блеска у этой звезды такие же, как у RW Возничего [2]. Одной из интересных особенностей спектра SU Возничего, содержащего, в отличие от спектра RW Возничего, мало ярких линий, является присутствие резонансного дублета Li 6708, что, как известно, является также признаком молодости звезды [3].

С целью исследования распределения энергии в непрерывном спектре SU Возничего и фотометрии линий, а также для изучения изменения физических условий в атмосфере этой звезды, в 1971–72 гг. на 2-х метровом телескопе Шемахинской астрофизической обсерватории с дифракционным спектрографом (дисперсия 75Å/мм) в фокусе Кассегрена были получены 10 спектров.

В фотографической области спектра (λ 3600–4900Å) использовались пленки А-500, а в длинноволновой (λ 5900–6700) – А-700. Для калибровки пленок впечатывался, непосредственно рядом с исследуемыми спектрами, через ступенчатый ослабитель эталонный источник света.

Для исследования непрерывного спектра и фотометрии линий на универсальном Бюраканском микрофотометре были получены записи спектров с увеличением в 50 и 75 раз.

Спектр SU Возничего содержит линии поглощения водорода H_δ , H_γ и H_β , эмиссионную H_α , а также линии нейтральных и однажды ионизованных металлов (табл.1).

Длины волн линий этих элементов получены при измерении спектров на приборе ИЗА-2.

Таблица 1

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

λ отождествленная	Элемент	λ отождествленная	Элемент
3933.67	K CaII	4320.81	ScII, TiII
3968.47	$H_\epsilon + \text{HCaII}$	4340.50	H_γ
4044.64	FeI	4348.94	FeI
4053.83	FeI, TiI	4369.78	FeI
4060.78	FeI, TiI	4380.45	FeI
4073.77	FeI	4380.73	CH
4101.70	H_δ	4401.50	FeI
4107.50	FeI	4452.13	VI
4138.82	FeI	4464.73	MnII
4165.39	FeI	4488.09	FeI
4199.95	FeI	4530.74	CrI
4210.35	FeI	4549.62	TiII
4226.73	CaI	4648.68	NiI
4245.28	FeI	4665.98	CrI
4256.21	FeI	4805.15	TiII
4271.78	FeI	4861.33	H_β
4286.87	FeI	6562.85	H_α

В табл.2 приводятся эквивалентные ширины линий поглощения водорода, $H_\epsilon + \text{HCaII}$ и K CaII. Наблюдались изменения этих величин со временем: так, заметно уменьшились эквивалентные ширины H_γ и H_β 11 января 1972г. Последнее произошло одновременно с возрастанием эмиссии в H_α (рис.1).

На обеих спектрограммах, полученных в длинноволновой области спектра, отношение V (фиолетовое крыло) к R (красное крыло) оказалось для H_α меньше единицы, что, как известно, объясняется расширением оболочки.

Измерения смещений компонента поглощения линии H_α в коротковолновую часть показали сильные изменения скорости расширения оболочки:

$$23.11.71 \quad V_r = -35 \text{ км/с,}$$

$$11.01.72 \quad V_r = -60 \text{ км/с.}$$

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Дата	K CaII	$H_\epsilon + H\text{CaII}$	H_δ	H_γ	H_β
15.11.71	7.2	5.7	3.0	2.5	1.7
18.12.71	10.7	10.4	2.1	2.7	—
11.01.72	7.9	8.3	2.1	1.2	0.57
26.01.72	11.6	9.7	2.9	2.9	1.5
03.01.73	11.7	11.8	2.4	2.2	2.8

Распределение энергии в непрерывном спектре SU Возничего определялось по ранее применяемому в Бюраканской обсерватории методу [4,5].

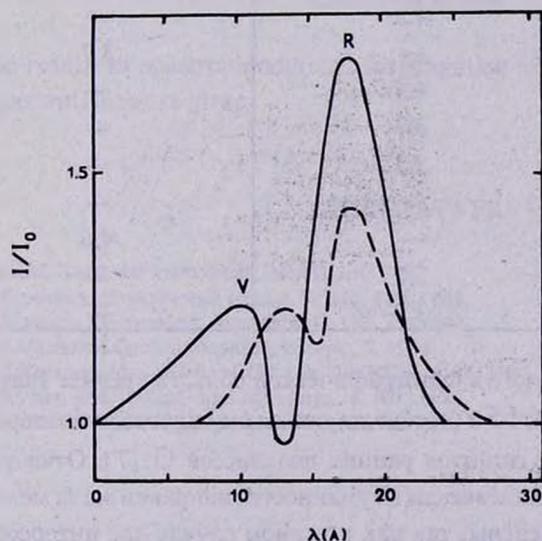


Рис. 1. Профиль H_α — эмиссионной линии 23.11.71г. (пунктирная линия) и 11.01.72г. (сплошная линия).

Относительное распределение энергии получалось путем определения относительного спектрофотометрического градиента:

$$\Delta \Phi = -0.921 \frac{d(\Delta m_a)}{d(1/\lambda)},$$

где Δm — разность блеска исследуемой звезды и звезды сравнения для данного значения $1/\lambda$. В качестве звезд сравнения фотографировались близко расположенные по Z с SU Возничего звезды с известным распределением энергии типа A0: HD 31305 и θ Возничего. Абсолютный градиент для этих звезд равен в фотографической области $\Phi_1^p=1.10$ и в длинноволновой $\Phi_0^p=1.32$ [6]. Соответствующие этим спектральным областям абсолютные градиенты Φ_1 и Φ_0 для SU Возничего приведены в табл.3.

Таблица 3

АБСОЛЮТНЫЕ ГРАДИЕНТЫ SU ВОЗНИЧЕГО

Дата	Φ_1	Φ_0
15.11.71	4.1	—
20.11.71	4.5	—
23.11.71	—	3.7
23.11.71	4.4	—
18.12.71	3.7	—
18.12.71	3.5	—
11.01.72	5.4	—
11.01.72	—	4.6
26.01.72	3.7	—
15.03.72	3.9	—

Полученное для SU Возничего в фотографической области среднее значение абсолютного градиента $\Phi_1 = 4.15$ и соответствующая ему цветовая температура ниже цветовой температуры гигантов ранних подклассов G [7]. Отчасти это можно объяснить расположением звезды в туманности, поправки же за межзвездное поглощение не были введены, так как в данном случае нас интересовало относительное изменение цветовой температуры со временем.

Таким образом, спектрофотометрическое исследование переменной SU Возничего, выполненное в данной работе, позволило выявить некоторые, происшедшие за время наблюдений, изменения физических условий в ее атмосфере:

1) Во всей исследуемой спектральной области 3600–6700Å изменялось распределение энергии в непрерывном спектре.

2) Эквивалентные ширины водородных и H и K CaII линий (табл.2) менялись в пределах, превышающих ошибки измерений. Особенно заметное уменьшение эквивалентных ширин H_γ и H_β 11 января 1972г. сопровождалось усилением эмиссии в H_α .

3) Изменялась скорость расширения оболочки SU Возничего.

Все эти наблюдательные факты являются еще одним подтверждением молодости этой звезды.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF SU AURIGAE

N.L.IVANOVA

The results of spectrophotometric investigation of SU Aurigae in the continuum and spectral lines are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Джой, Звездные атмосферы, М, 1963, с.646.
2. Н.Курочкин, Переменные звезды, 8, N15, 352, 1952.
3. W.Bonsack, J.Greenstein, Astrophys. J., 131, 83, 1960.
4. Л.В.Мирзоян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 7, 1951.
5. Н.Л.Иванова, Изв. АН АрмССР, сер. ФМЕТ н., 6, 87, 1953.
6. D.Barbier, D.Chalonge, Ann. Astrophys., 4, №1, 1941.
7. D.Barbier, D.Chalonge, Ann. Astrophys., 3, №2, 1940.

УДК: 524. 33

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДВОЙСТВЕННОСТИ У КРАСНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ

Р.А.ВАРДАНЯН

Поступила 7 мая 1994

Принята к печати 20 мая 1994

На основе анализа фотометрических, колориметрических и поляриметрических данных показано, что красные переменные звезды высокой светимости по периоду изменения блеска делятся на две группы: I — двойные звезды с периодами больше 480 дней; II — одиночные звезды с периодами меньше 480 дней. Двойные звезды обладают: а) большими коэффициентами корреляции между изменениями блеска в полосе V и цветами $U-B$, $B-V$; б) относительно меньшими значениями цвета $U-B$ (< 1.5); в) сильными изменениями параметров поляризации. Это деление позволило подозревать звезду PZ Сая в двойственности.

1. *Введение.* После обнаружения Григоряном [1] в 1958г. собственной поляризации звездного излучения у красного сверхгиганта μ Сёр в Бюраканской астрофизической обсерватории возник интерес к поляриметрическому исследованию красных переменных звезд. Поляриметрическое исследование красных звезд высокой светимости развивалось в двух направлениях:

а) Исследование поляризации света холодных сверхгигантов, принадлежащих к звездным ассоциациям.

б) Исследование поляризации света красных гигантов (правильных, полуправильных и неправильных переменных звезд высокой светимости), обычно не входящих в состав звездных ассоциаций.

Начиная с 1967г., нами были проведены поляриметрические наблюдения более чем двухсот звезд вышеуказанных типов, среди которых было открыто и исследовано тридцать звезд с собственной поляризацией [2-4].

В 1973-1977гг. поляриметрические и фотометрические наблюдения красных сверхгигантов были продолжены Абрамяном [5-7]. В результате этих наблюде-

ний было открыто существование собственной поляризации еще у 21 звезды.

В настоящей статье, на основе анализа фотометрических, колориметрических и поляриметрических данных о красных переменных звездах, нами рассмотрена возможность определения двойственности у красных переменных звезд высокой светимости.

2. Выделение двойных красных сверхгигантов по изменениям их блеска, цвета и параметрами поляризации света. В работе Абрамяна [7] приводятся результаты электрофотометрических U, B, V наблюдений красных сверхгигантов. В частности, им [7] приведены коэффициенты корреляции $r_V(B-V)$ между блеском в V и цветом $B-V$ и $r_V(U-B)$ между блеском в V и цветом $U-B$.

Приведены также величины $r_{0.05}$ с 5% уровнем значимости распределения коэффициента корреляции при гипотезе отсутствия корреляции. Это означает, что если $[r_V(B-V)]$ или $[r_V(U-B)]$ больше $r_{0.05}$, то гипотеза отсутствия корреляции неверна, и в этих случаях с вероятностью 0.95 существует корреляция блеска V с цветами $B-V$ или $U-B$. Естественно, что с увеличением соотношения $\left[\frac{r_V(B-V)}{r_{0.05}} \right]$ или $\left[\frac{r_V(U-B)}{r_{0.05}} \right]$ вышеуказанная вероятность корреляции увеличивается.

В дальнейшем для анализа данных нами будет использовано соотношение, $\left[\frac{r_V(B-V)}{r_{0.05}} \right]$, а не $\left[\frac{r_V(U-B)}{r_{0.05}} \right]$, поскольку в списке Абрамяна [7] величина $r_V(U-B)$ приводится не для всех звезд, в то время, как величина $r_V(B-V)$ дана для всех.

Отметим также, что величина $r_V(B-V)$ коррелирует с величиной $r_V(U-B)$: с увеличением $r_V(U-B)$ увеличивается $r_V(B-V)$ [7].

В дальнейшем мы будем использовать соотношение:

$$k = \left[\frac{r_V(B-V)}{r_{0.05}} \right]$$

и средние цвета $U-B$ холодных сверхгигантов, с целью отделения двойных звезд от одиночных. Наш выбор среднего цвета $\overline{U-B}$ двойных звезд (когда красный сверхгигант находится в паре с горячими звездами спектрального класса В)

обусловлен тем, что наблюдаемый цвет $U-B$ больше подвержен влиянию горячего компонента, чем цвет $B-V$.

В табл.1 приводятся использованные нами данные: наименование звезды, параметр k , величина $(\overline{U-B})$, $\overline{S}_{P\theta}$ (см. ниже), период (P) и спектральный класс звезд холодных сверхгигантов.

На рис.1 для всех этих звезд представлена зависимость параметра k от цвета $U-B$. На нем крестиками обозначены двойные звезды согласно ОКПЗ [8]. Для 4 из них степень поляризации минимальная ($P = 0.3 \pm 0.6\%$) [6], причем 3 из них являются звездами II класса светимости из звезд табл.1.

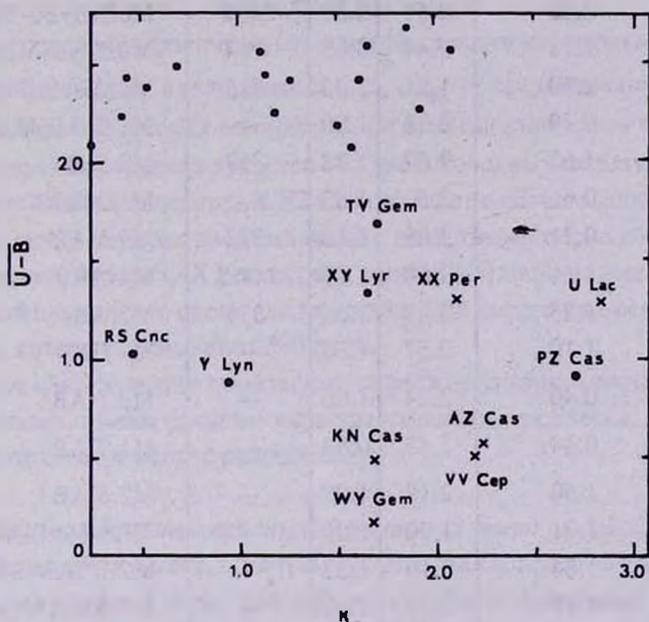


Рис.1. Зависимость параметра k от цвета $U-B$. \times — двойные звезды, \bullet — одиночные звезды.

В нижней правой части рис.1 расположены 6 двойных звезд и среди них лишь одна звезда (PZ Cas) не является известной двойной (самая слабая среди всех звезд холодных сверхгигантов списка [5]).

Все отмеченные звезды имеют максимальные величины k (> 1.6), минимальный цвет $U-B$ (≤ 1.3). В дальнейшем назовем их звездами I группы.

II группа звезд на рис.1 расположена выше $(\overline{U-B}) > 2.0$ и не содержит двойных звезд.

Таблица 1

СПИСОК КРАСНЫХ СВЕРХГИГАНТОВ С ИЗВЕСТНЫМИ ЦВЕТАМИ
U-B. ФОТОМЕТРИЧЕСКИМИ
 И ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ [5-7]

Название звезды	$\frac{r_V(B-V)}{r_{0.05}}$	<i>U-B</i>	$S_{P,B}$	Период (P)	Спектральный класс (S_p)
KN Cas	1.69	0.50	1.29	—	M1E1B+B2.6V
V466 Cas	1.95	2.29	1.41	—	M1.51B
AZ Cas	2.23	0.56	2.50	3402	M0E1B+B0-B1V
FZ Per	1.13	2.44	0.83	184	M0.51AB-M201AB
XX Per	2.10	1.31	2.33	415	M41AB+B
KK Per	0.49	2.39	1.00	—	M1.01AB-M3.51AB
BU Per	1.62	2.57	1.33	367	M3.51B
PR Per	0.66	2.50	1.33	—	M11AB-1B
SU Per	0.21	2.08	0.83	533	M3.51AB
RS Per	1.56	2.08	1.16	244.5	M41AB
T Per	1.25	2.41	1.50	379	M21AB
BD+58°445	1.10	2.57	1.00	—	K5.71AB
BD+56°609	0.40	2.24	1.00	—	M3.11AB
BD+29°897	0.44	2.45	0.84	—	M1.71AB
NO Aur	1.50	2.18	1.00	—	M2.51AB
TV Gem	1.71	1.70	1.00	—	K5.5-M1.31AB
WY Gem	1.64	0.19	1.25	—	M2E1AB+B2V-B3V
Ф Aur	1.18	2.26	1.40	—	K5-M01AB-1B
Y Lyn	0.92	0.89	0.85	110	M6.51AB-II
RS Cnc	0.46	1.03	—	120:	M6E1B-II(S)
XY Lyr	1.61	1.34	0.94	—	M4-51AB-II
AZ Cyg	1.86	2.73	2.00	459	M2-41AB
μ Cep	2.07	2.57	8.00	730	M2E1A
VV Cep	2.21	0.56	1.41	7430	M2E1A-1AB+B8:EV
ST Cep	1.61	2.43	1.35	—	M21A-1AB
U Lac	2.85	1.29	2.12	550—690	M4E1AB+B
PZ Cas	2.70	0.91	2.50	925	M2-41A

Следует отметить, что средние значения степени поляризации света обеих групп звезд мало отличаются друг от друга ($P_I = 2.80\%$; $P_{II} = 2.94\%$).

Итак, рис.1 (зависимость параметра k от $\overline{U-B}$) позволяет по расположению звезд на нем четко отделить двойные звезды от одиночных. Исключение составляет звезда PZ Cas, на которой мы остановимся ниже.

Интересно отметить, что такое разделение красных переменных звезд на две группы, двойные и одиночные, наблюдается и на диаграмме ($\overline{S}_{p,\theta}, k$), где

$$\overline{S}_{p,\theta} = \frac{1}{2} \left(\frac{S_p}{\sigma_p} + \frac{S_\theta}{\sigma_\theta} \right),$$

S_p, S_θ — среднеквадратичные отклонения степени наблюдаемой поляризации и позиционного угла поляризации, а σ_p, σ_θ — среднеквадратичные ошибки одного измерения степени поляризации и позиционного угла поляризации для соответствующих средних яркостей (V) звезд холодных сверхгигантов [5]. Причем и на этой диаграмме звезда PZ Cas попадает в область двойных звезд.

Отметим, что у четырех двойных звезд с известными периодами из ОКПЗ [8], только у одной звезды (XX Per) период меньше 500 дней, но имеет 4100-дневный вторичный период, в то время как для остальных звезд очень редко наблюдаются периоды, которые превышают 500 дней.

Это дает нам основание думать, что, возможно, двойные звезды, по сравнению с одиночными, имеют большие периоды изменения их блеска.

Рассмотрим этот вопрос подробнее.

3. *Выделение двойных красных переменных звезд высокой светимости по периоду изменения блеска.* С целью рассмотрения вопроса об отделении красных переменных двойных звезд высокой светимости от одиночных по величине периода изменения блеска, из каталога ОКПЗ [8] были выписаны все те красные переменные звезды спектральных классов К и М, которые имеют горячие компоненты (в основном класса В).

Наименование, тип переменности, период и спектральный класс этих звезд приводятся в табл.2.

Табл.2 показывает, что у двойных красных сверхгигантов периоды изменения блеска превышают 500 дней. Единственной звездой, у которой период меньше 500 дней, является звезда XX Per, которая имеет вторичный период (4100 дней).

Таблица 2

СПИСОК КРАСНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Двойные системы, содержащие к.п.з.	Тип	Период	Спектральный класс (S_p)
ζ Aur	EA	972	K5П + B7
AZ Cas	EA	3402	МОЕIВ + B05
KN Cas	LC	—	МIЕPIВ + B2.6
KM Cas	SRA	720	МIЕPIВ + В
VV Cep	EA	7430	M2EPIA + B8 E
CI Cyg	EA	855	M5Ш + ВЕР
V 695 Cyg	EA	3784	K2П + B3
V 1488 Cyg	EA	1147	K5IAB + B4IV
WY Gem	LC + E	—	M2EPIAB + B2.5
U Lac	SRC	550–690	M4EPIAB + В
AR Pav	SR	604	M3Ш + Shell
XX Per	SRC	415 (4100)	M4IAB + В
KQ Pup	LC	орбит. период (9757)	M2EPIAB + B2
V 777 Sgr	EA	936	K5IВ + А
BL TeL	EA + SR	778.6	5IAB + M

Кроме того, расчеты, основанные на каталожных данных ОКПЗ, показывают, что среди всех красных переменных звезд типов EA, LC, SR, с периодами больше 600 дней, двойные звезды составляют около 40%, в то время как среди звезд с периодами меньше 400 дней почти не встречаются двойные звезды.

Эти данные указывают на то, что среди красных переменных звезд высокой светимости возможно существуют две группы звезд: I группа — двойные звезды с периодами, почти всегда превышающими 500 дней, и II группа — с периодами меньше 500 дней.

Для подтверждения вышесказанного мы обратились к более богатым наблюдательным данным, относящимся к IRAS-объектам в галактическом балдже [9].

4. О существовании двух групп красных переменных звезд в галактическом балдже, различающихся по периодам и цветам. Согласно Вайтлоку и др. [9], большинство инфракрасных объектов в галактическом балдже являются звездами типа Миры Кита. Приблизительно 20% из них являются M-гигантами.

Периоды этих звезд распределены, в основном, в интервале 360–560 дней, при этом минимальное и максимальное значения периодов равны 170 и 722 дня, соответственно.

Для этих объектов существуют корреляции между амплитудой пульсации ΔK и цветами $K-L$ и $K-12_{\mu m}$

На основании данных, приведенных в работе [9], мы построили гистограмму частоты распределения красных переменных звезд по цвету $H-K$. Это распределение приводится на рис.2. Оно имеет два максимума на $H-K = 0.^m75$ и $H-K = 1.^m45$ с минимумом между ними на $H-K = 1.^m25$.

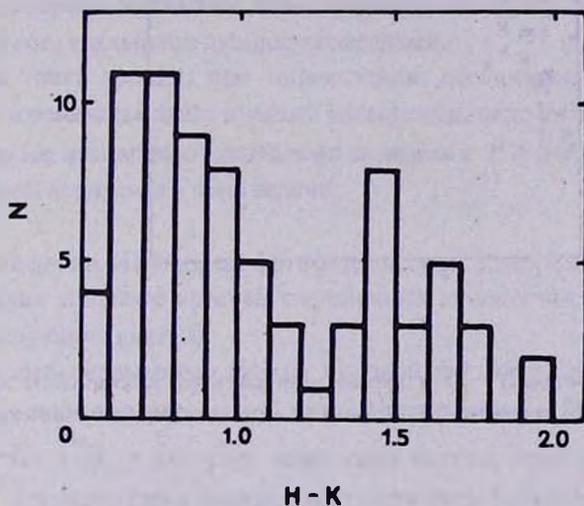


Рис.2. Гистограмма частоты распределения красных переменных звезд высокой светимости в зависимости от цвета $H-K$.

Подобное распределение наблюдается и для красных переменных звезд Большого Магелланова Облака [10]. Однако минимум величины $H-K$ приходится на значение $0.^m75$.

Чтобы выяснить, к какому периоду изменения блеска относится величина $H-K = 1.^m25$, мы построили еще одну зависимость между цветами $H-K$ и амплитудами изменения блеска (ΔK) в K -полосе спектра. При этом мы исключили из списка [9] звезды с $K < 5^m$, а также звезды, имеющие неточные периоды.

На рис.3 приводится эта зависимость, где крестиками обозначены звезды с периодами $P > 480$ дней, а точками — $P \leq 480$ дней. При выборе значения

$P = 480$ мы исходили из того, что в интервале периодов $P = 425+525$ наблюдается лишь одна звезда [11].

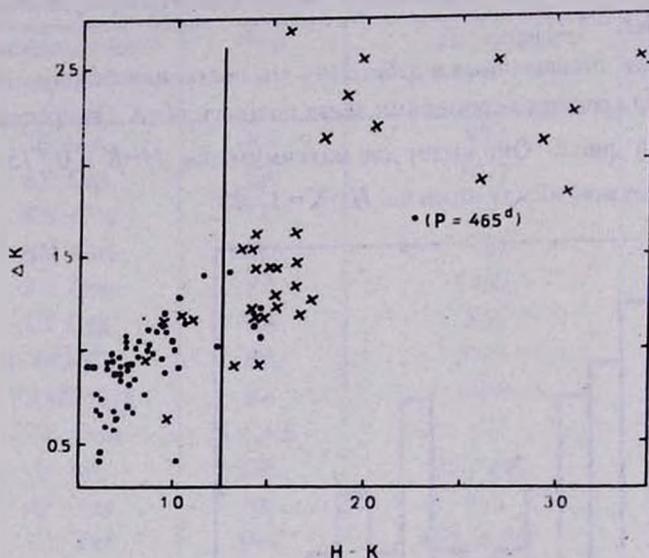


Рис.3. Зависимость между цветами $H-K$ и амплитудами изменения блеска (ΔK) в K -полосе спектра. x —звезды с периодами изменения блеска $P > 480$, \bullet —звезды с периодами изменения блеска $P \leq 480$.

Как видно из рис.3, при $H-K > 1.^m2$, мы имеем дело, в основном (80%), со звездами с периодами $P > 480$ дней, а при $H-K \leq 1.^m2$ у подавляющего большинства (93%) звезд $P \leq 480$ дней.

5. *Обсуждение результатов.* У приведенных на рис.1 красных переменных сверхгигантов II группы светимости RS Сnc, XY Lyr и Y Lyr, среднее значение степени поляризации (P) меньше 0.7%, а величины $\bar{S}_{p,\theta} < 1.4$ и $k \leq 1.6$. Это указывает на то, что у этих звезд как межзвездное поглощение, так и собственная поляризация незначительны. Что касается двойных звезд, которые отличаются большими изменениями параметров поляризации, а также большими значениями величины k , то эти звезды обладают значительной собственной поляризацией.

Следует отметить, что у звезд с $U-B > 2^m 0$, $k < 1.5$, а $\bar{S}_{p,\theta} > 1.4$ поляризация света, в основном, имеет межзвездную природу. У остальных же звезд, с $U-B > 2^m 0$, $k > 1.4$, а $\bar{S}_{p,\theta} > 1.5$ действуют оба фактора: межзвездная и перемснная собственная поляризация. Может быть часть этих звезд также являются двойными, до сих пор еще не открытыми.

Тот факт, что большинство приведенных в табл.2 двойных звезд являются затменными двойными (EA), говорит о том, что часть двойных звезд, не являющихся затменными двойными до сих пор не открыта, поскольку их трудно обнаружить. Поэтому можно предполагать, что часть красных переменных звезд I группы, с периодами больше 500 дней и имеющими цвет $H-K > 1^m 2$, возможно, являются спектральными двойными звездами.

С этой точки зрения, при определении абсолютных звездных величин красных переменных звезд высокой светимости, надо быть осторожными в случае, когда мы имеем дело с двойными звездами с $P > 500$ дней. Мы надеемся в дальнейшем вернуться к этой задаче.

6. *Заключение.* Из анализа фотометрических, колориметрических и поляриметрических данных о красных переменных звездах высокой светимости получены следующие выводы:

1. Красные переменные звезды высокой светимости делятся на две группы: I группа — двойные звезды с большими периодами ($P > 480$ дней), и цветами $H-K > 1^m 2$, у которых изменения блеска, коэффициента корреляции $r_V(B-V)$ и параметров поляризации света звезд большие и коррелируют между собой. II группа — одиночные звезды с меньшими периодами ($P \leq 480$ дней) и цветами $H-K < 1^m 5$, у которых изменения блеска, цвета и параметров поляризации света звезд незначительны.

2. При определении абсолютных величин красных переменных звезд высокой светимости и их расстояний необходимо использовать звезды II группы, поскольку часть звезд, принадлежащих к I группе, возможно, являются двойными и еще не были открыты.

3. Звезда PZ Cas, вероятно, является двойной звездой.

В заключение выражаю глубокую благодарность профессору Л.В. Мирзояну за ценные замечания.

DETERMINATION OF THE DOUBLCITY OF HIGH LUMINOSITY RED VARIABLE STARS

R.A.VARDANIAN

On the base of analysis of photometric, colorimetric and polarimetric data it is shown, that the high luminosity red variable stars are divided into two groups: Group I — double stars with the periods of brightness variations larger than 480 days; Group II — single stars with the periods smaller than 480 days. Double stars possess: a) the high coefficients of correlations between brightness variations in V — band and colours $U-B$, $B-V$; b) relatively low magnitudes of colour $U-B$ (<1.5) and c) strong variations with the parameters of polarization. These data allow us to suspect that the star PZ Cas is a double star.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.А.Григорян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 25, 45, 1958.
2. P.A.Варданян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 37, 23, 1966.
3. P.A.Варданян, Астрофизика, 6, 77, 1970.
4. P.A.Варданян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 46, 33, 1975.
5. Г.В.Абрамян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 52, 24, 1980.
6. Г.В.Абрамян, Препр. N8, Бюраканская астрофиз. обсерв., Ереван, 1981.
7. Г.В.Абрамян, Препр. N9, Бюраканская астрофиз. обсерв., Ереван, 1981.
8. П.Н.Холопов и др., Общий каталог переменных звезд, Наука, М., 1985.
9. P. Whitelock, M. Feast, R. Catchpole, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 248, 276, 1991.
10. R. Neid, I. S. Glass, R. M. Catchpole, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 232, 53, 1988.
11. D. F. Dickinson, R. St. C. Dinger, Astrophys. J., 254, 136, 1982.

УДК: 524. 354

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СКОРОСТЕЙ ПУЛЬСАРОВ

Т.Г.АРШАКЯН

Поступила 14 марта 1994

Принята к печати 12 апреля 1994

Используя естественные допущения, решена задача о выводе функции распределения пространственных скоростей пульсаров из распределения высот пульсаров над галактической плоскостью. Найдено, что для 137 пульсаров северного галактического полушария распределение пространственных скоростей дискретно и образует две отдельные группы. Оценены диапазон скоростей и средние скорости пульсаров в каждой группе.

1. *Введение.* Знание пространственных скоростей пульсаров имеет большое значение для понимания механизмов их образования, различий типов и нахождения областей формирования. Для определения пространственных скоростей звезд окрестности Солнца требуется знать расстояние до них, а также величины радиальных скоростей и собственных движений. Однако этот метод не годен для пульсаров из-за отсутствия в спектрах линий излучения, по которым и определяется радиальная скорость объекта. Поэтому использование распределения скоростей пульсаров в работах некоторых авторов сводится к тому, что принимается конкретный вид этого распределения (максвеловское или равномерное).

Таким образом, желательно найти функцию распределения пространственных скоростей пульсаров, не делая при этом никаких предположений о виде функции.

В настоящей работе получена формула, дающая возможность вычислить функцию распределения пространственных скоростей пульсаров, используя при этом наблюдаемое распределение высот пульсаров над галактической плоскостью. Проводится анализ наблюдательных данных и обсуждаются полученные результаты.

2. *Постановка задачи.* Из наблюдательных данных известно, что средняя высота возможных предшественников пульсаров (О- и В-звезды или остатки сверхновых) над плоскостью Галактики составляет приблизительно 60–80 кпк [1, 2], в то время как пульсары удаляются на расстояния вплоть до 1 кпк. Область образования пульсаров почти на порядок меньше расстояния, на которое он может удалиться, поэтому, допустим, что процесс "рождения" пульсаров происходит в галактической плоскости на нулевой высоте ($z = 0$) и стационарен во времени.

Допустим также, что для "рождающихся" пульсаров функция распределения по скоростям $F(v_0)$ не меняется со временем, а направления скоростей распределены в пространстве изотропно.

Среднее время жизни пульсаров (T) и функция распределения пульсаров по высоте над галактической плоскостью $g(z)$ — известны. Найдем функцию распределения скоростей $F(v_0)$.

Пусть в момент $t = 0$, в галактической плоскости начался процесс стационарного "рождения" пульсаров, имеющих некоторое распределение скоростей $F(v_0)$. Тогда, за равные промежутки времени будет образовываться равное количество пульсаров

$$dN/dt = N_t/t, \quad (1)$$

где N_t — число пульсаров в момент времени t . Количество пульсаров будет увеличиваться до тех пор, пока возраст пульсаров меньше среднего времени их жизни ($t \leq T$). При $t > T$ число пульсаров dN появившихся за время dt скомпенсируется числом dN "угасших" пульсаров, возраст которых составляет от T до $T + dt$. Таким образом, по истечении времени $t = T$ будем иметь стационарную систему N_T пульсаров с функциями распределения высот $g(z)$ и скоростей $F(v_0)$.

Среднее время жизни пульсаров намного меньше возраста Галактики, поэтому в настоящее время реализуется вышеописанная ситуация.

Из допущения изотропности направлений скоростей пульсаров следует симметричность искомой функции $F(v_0)$ относительно плоскости Галактики. Поэтому для удобства решим задачу для северного галактического полушария (рис. 1).

Полупериод осцилляций в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики на два порядка больше [3] времени жизни пульсаров, поэтому скорость, приобретаемая пульсаром при "рождении", можно считать постоянной в течение всей жизни. Тогда пульсары, обладающие скоростью v_0 пройдут за время t своего существования расстояния

$$h = v_o t . \quad (2)$$

Эта формула описывает кинематику процесса стационарного образования пульсаров. Запишем его в другом виде

$$h = v_o t = v_o \frac{t}{T} T = v T , \quad (3)$$

где T — среднее время жизни пульсаров.

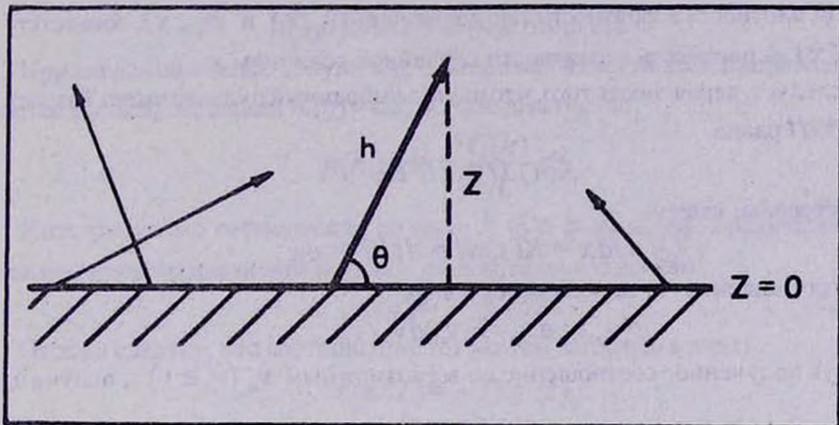


Рис. 1. h — расстояние, пройденное пульсаром под углом θ к плоскости Галактики ($0 \leq \theta \leq \pi/2$), $z = h \sin \theta$ — высота пульсара над галактической плоскостью.

Из соотношения (3) следует, что пульсары пройдут те же расстояния h за фиксированное время T со скоростями

$$v = v_o \frac{t}{T} , \quad (4)$$

причем $v \leq v_o$. Следовательно, соотношение (3) описывает кинематику мгновенного или взрывного образования всех пульсаров.

Итак, используя инвариантность пройденных расстояний h , получаем зависимость между параметрами процессов стационарного и взрывного образования пульсаров.

Пусть при стационарном процессе образования пульсаров, за время T , для N_t пульсаров, имеющих распределение скоростей $F(v_o)$, установилось некоторое распределение по пройденным расстояниям $G(h)$. Представим, что все N_t пульсаров "родились" одновременно в галактической плоскости. Нас интересует, какое распределение скоростей $\bar{F}(v)$ при этом должны иметь пульсары, чтобы по прошествии времени T установилось то же распределение по пройденным расстояниям $G(h)$?

Запишем формулу (4) в виде $v=v_0x$, где $x=t/T$ ($0 \leq x \leq 1$). Тогда вероятность того, что пульсар, имеющий скорость в интервале от v_0 до $v_0 + dv_0$ при стационарном процессе, будет иметь скорость от v до $v + dv$ при взрывном процессе, равна вероятности того, что скорости от v_0 до $v_0 + dv_0$ уменьшатся от x до $x + dx$ раз

$$\varphi(v_0, v) dv, dv = \psi(v_0, x) dv_0 dx = F(v_0) dv_0 Q(x) dx, \quad (5)$$

где φ и ψ плотность вероятности пары величин (v_0, v) и (v_0, x) , соответственно, $Q(x)$ — плотность вероятности случайной величины x .

Из (1) следует: вероятность того, что наугад выбранный пульсар имеет возраст от t до $t + dt$ равна

$$K(t) dt = dt/T.$$

С другой стороны, имеем

$$Q(x) dx = K(t) dt = dt/T = dx.$$

Поэтому соотношение (5) переписывается в виде

$$\varphi(v_0, v) dv_0 = F(v_0) dv_0 / v_0.$$

Интегрируя полученное соотношение по всевозможным v_0 ($v_0 \geq v$), получим,

$$\tilde{F}(v) = \int_v^{v_{\max}} \frac{F(v_0)}{v_0} dv_0 \quad (6)$$

или

$$F(v) = -v \tilde{F}'(v). \quad (7)$$

Уравнение (6) и есть ответ на наш вопрос. Таким образом, используя инвариантность функции распределения $G(h)$, получим уравнения (6–7), связывающие функции распределения скоростей двух различных процессов.

Следует отметить, что соотношения (6–7) верны при более общих допущениях: стационарность образования объектов, произвольное распределение их в пространстве и произвольное распределение направлений скоростей в момент "рождения".

Найдем связь между функциями $\tilde{F}(v)$ и $g(z)$ (наблюдаемое распределение высот пульсаров).

Из (3) следует: вероятность того, что пульсар за время T пройдет расстояние h , $h + dh$, равна вероятности, что пульсар имеет скорость в интервале v , $v + dv$

$$G(h) dh = \tilde{F}(v) dv.$$

Значит

$$\tilde{F}(h/T) = G(h) T. \quad (8)$$

Выразим функцию распределения расстояний $G(h)$ пройденных пульсарами за время T через $g(z)$ — функцию распределения высот. Обозначим через θ — угол между направлением скорости и плоскостью Галактики, тогда (рис.1)

$$z = h \sin \theta \quad (0 \leq \theta \leq \pi/2) \quad (9)$$

Пусть μ есть плотность вероятности пары случайных чисел (h, z) , а $K(\theta)$ — плотность величины угла θ , тогда

$$\mu(h, z) dh dz = G(h) dh K(\theta) d\theta .$$

При сделанном выше допущении о равновероятности всех направлений скоростей пульсаров, имеем $K(\theta) = \cos \theta$, следовательно,

$$\mu(h, z) dh = \frac{G(h)}{h} dh .$$

Интегрируя это соотношение по всем h ($h \geq z$) и, затем, дифференцируя по нижнему переменному пределу (z), окончательно получим

$$G(z) = -zg'(z) . \quad (10)$$

Отсюда следует, что соотношение (8) можем записать в виде:

$$\tilde{F}(z/T) = -Tzg'(z) . \quad (11)$$

Подставляя соотношение (11) в (7), после некоторых преобразований, получим

$$F(z/T) = Tz (g'(z) + zg''(z)) . \quad (12)$$

Уравнение (12) и есть решение поставленной задачи.

Таким образом, получая из наблюдений функцию распределения высот $g(z)$ и оценивая среднее время жизни (T) пульсаров, найдем распределение пространственных скоростей пульсаров $F(v_0)$.

Выведем формулу, которая понадобится нам для последующих расчетов. Умножим обе части уравнения (12) на Ndz (N — общее количество пульсаров), тогда

$$NF(z/T) d(z/T) = Nz (g'(z) + zg''(z)) dz .$$

Пройнтегрируем обе части этого соотношения в пределах $(z_1/T = v_1, z_2/T = v_2)$ и (z_1, z_2) , соответственно,

$$N \int_{v_1}^{v_2} F(v) dv = N \int_{z_1}^{z_2} z dg(z) + N \int_{z_1}^{z_2} z^2 dg'(z) .$$

Интегрируя последний член правой части два раза по частям и введя обозначения

$$n_v = N \int_{v_1}^{v_2} F(v) dv , \quad n_g = N \int_{z_1}^{z_2} g(z) dz ,$$

$$k_1 = z_2 g(z_2) - z_1 g(z_1), \quad k_2 = z_2^2 g'(z_2) - z_1^2 g'(z_1),$$

получим

$$n_v = n_z + N(k_2 - k_1). \quad (13)$$

Имея наблюдаемые параметры N, k_1, k_2 и n_z — число пульсаров в слое толщиной $(z_1 - z_2)$, вычислим величину n_v — количество пульсаров со скоростями от v_1 до v_2 .

3. *Анализ наблюдательных данных и обсуждение результатов.* Для определения функции распределения высот $g(z)$ нами использовались данные 330 пульсаров, взятые из работы Манчестера и Тейлора [4].

Неуверенное определение электронной концентрации в центральных областях Галактики может привести к большим ошибкам при оценке расстояний до далеких пульсаров. Поэтому мы ограничились выборкой пульсаров, расстояние до которых не превышает 6 кпк.

На рис.2 представлена функция $g(z)$, полученная для 264 пульсаров плавным перемещением интервала высот $dz = 0.2$ кпк вдоль оси z — высоты пульсара в перпендикулярном от галактической плоскости направлении.

Из рисунка видно, что функция $g(z)$ несимметрична относительно плоскости Галактики. Эта функция исследовалась для различных выборок пульсаров по расстояниям (в пределах 6 кпк). Оказалось, что поведение функции $g(z)$ для пульсаров северного галактического полушария ($z > 0$) качественно не меняется, в то время как для пульсаров южного полушария ($z < 0$) — претерпевает

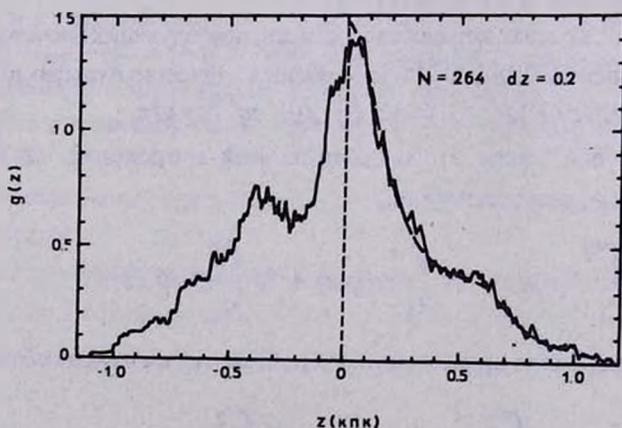


Рис.2. Наблюдаемая функция распределения высот $g(z)$ пульсаров (непрерывная линия) и ее аппроксимация аналитической функцией в области $z \geq 0$ (пунктирная).

качественные изменения. Так, для пульсаров находящихся в пределах 1.5–6 кпк функция $g(z)$ симметрична. Несимметричное поведение этой функции для пульсаров с $z < 0$ и расположенных в окрестности Солнца, может быть обусловлено существованием концентрации пульсаров на высотах $z \sim -0.3$ кпк или же тем, что в оценках расстояний, возможно, присутствует систематическая ошибка.

Поскольку это тема отдельного исследования, в настоящей работе мы будем рассматривать функцию $g(z)$ для $z \geq 0$. Мы удовлетворимся тем, что поведение функции в этой области не меняется для разных выборок пульсаров по расстояниям.

Следует отметить, что случайный характер ошибок в расстояниях пульсаров с $z > 0$ не оказывает систематического влияния на их распределение по высотам, поэтому в пределах статистических ошибок мы получаем истинное распределение $g(z)$.

Использование формулы (12) для численных расчетов неудобно, поскольку в ней содержится вторая производная от наблюдаемой функции. Поэтому попробуем аппроксимировать наблюдаемую функцию аналитической функцией вида

$$g(z) = a \cdot \exp(-b |z - z_0|^c) + d \quad (14)$$

Экспоненциальная функция с постоянной составляющей (14) выбрана не из физических соображений, а как наиболее удобная формула, позволяющая получить удовлетворительное приближение.

Соотношение (12) в этом случае запишется в виде

$$F(z/T) = -abc \cdot \exp(-z_1 |z - z_0|^{c-1} (1 + z |z - z_0|^{-1} (c - 1 - cz_1))) \quad (15)$$

где $z_1 = b |z - z_0|^c$.

Логарифмируя функцию $g(z) - d$ (см. (14)), получим линейную связь между искомыми параметрами a и b . Варьируя постоянными величинами c и d определим методом наименьших квадратов наивероятные значения для a и b . Выбираются те постоянные, при которых достигается наибольший коэффициент корреляции ρ .

Аппроксимация наблюдаемого распределения $g(z)$ для всех z функцией вида (14) дает плохое приближение. Поэтому мы разделили всю область изменения z на два интервала (0–0.57) кпк и (0.57–1) кпк. Аппроксимация функции $g(z)$ (аналитической функцией того же вида) проводилась для каждого интервала в отдельности (см. рис.2). Для них получены следующие результаты:

	Δz	a	b	z_0	c	d	ρ
I	0–0.57	1.13	12.03	0	1.6	0.35	0.9
II	0.57–1	0.3	19.3	0.57	1.7	0.065	0.9

При восстановлении функции $F(v)$ (12) трудно обеспечить непрерывность производных двух аппроксимированных функций в точке сшивки. Поэтому место сшивки выбиралось в области (0.4–0.6) кпк, где изменение функции $g(z)$ незначительно и, следовательно, разрыв производных не может иметь существенного значения при качественном анализе искомой функции $F(v)$.

Существует небольшой эффект наблюдательной селекции, уменьшающий число пульсаров с малыми $|z|$, поскольку излучение фона вблизи галактической плоскости сильнее. Учитывая это можно считать, что аппроксимированная функция и при малых $|z|$ (рис.2) является хорошим приближением к наблюдаемому распределению высот.

Найдем среднее время жизни пульсаров, равное $T = h/v_0$, где h — расстояние, пройденное ими в течение всей жизни со скоростью v_0 .

Из наблюдений можем определить z_m — среднее максимальное расстояние, пройденное пульсарами в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики. Очевидно, что эти пульсары должны обладать в среднем наибольшими скоростями (v_m).

При допущении изотропности направлений скоростей пульсаров, максимальные скорости будут иметь и пульсары ближайшей окрестности Солнца. Для той доли пульсаров, направление движения которых составляет с плоскостью Галактики малый угол, величины максимальных скоростей будут равны измеренным тангенциальным скоростям ($v_m \sim v_t$). Следовательно, измерив среднюю величину максимальной тангенциальной скорости, получим среднюю максимальную скорость пульсаров v_m .

В работах [5] и [6] получены значения тангенциальных скоростей для 26 и 71 пульсара по собственным движениям и из наблюдений межзвездных мерпаний, соответственно.

Распределения скоростей обеих выборок пульсаров в основном отличаются друг от друга [6]. Что касается высокоскоростных пульсаров, то для 3 пульсаров (11%) первой выборки и 4 — второй (с наибольшими тангенциальными скоростями), получена приблизительно равная средняя скорость $v_t \sim 300$ км/с.

Из 264 пульсаров для 29 (11%), имеющих наибольшие высоты (PSR 1 620–08, имеющий чрезмерную высоту $z = 1.3$ кпк, отброшен), получена средняя высота $z_m \sim 0.77$ кпк. Оцененное по этим данным среднее время жизни пульсаров составляет $T = z_m/v_t \sim 2.5 \cdot 10^6$ лет.

Найденная по формуле (15) функция распределения пространственных скоростей пульсаров представлена на рис.3. Заметим, что нет пульсаров со скоростями меньше ~ 80 км/с. Скорости пульсаров сосредоточены, в основном, в двух

интервалах: первый — от 80 до 220 км/с, второй — (280–400) км/с. Дискретность распределения скоростей свидетельствует о независимости двух групп, а также существовании "родственных" связей пульсаров внутри групп. Вычисления по формуле (13) показали, что все пульсары северного галактического полушария сосредоточены в этих двух группах и распределены в них приблизительно поровну (60 и 77 пульсаров, соответственно). Средняя скорость в группах приблизительно равна 150 км/с и 320 км/с.

Сразу отметим, что дискретность функции $F(v)$ проявляется даже при грубом приближении наблюдаемого распределения линейной функцией вида $g(z) = Az + B$. Имея для трех областей (0–0.4), (0.4–0.6) и (0.6–1) кпк аппроксимированные функции $g_1(z) = A_1z + B_1$, $g_2(z) = A_2$ и $g_3(z) = A_3z + B_3$, соответственно, мы получим искомые функции $F_1(z/T) = TA_1z$, $F_2(z/T) = 0$ и $F_3(z/T) = TA_3z$. Последнее соответствует двухкомпонентной структуре пространственного распределения скоростей пульсаров.

В работах [7,8] по данным ближайших 26 пульсаров найдена эмпирическая связь между тангенциальной скоростью пульсаров и их магнитным моментом, по которой пульсары с большей скоростью имеют большой магнитный момент. Авторы работы [9] на основе анализа результатов вышеуказанных работ пришли к заключению, что, возможно, пульсары образуют две группы, в первой из которых пульсары имеют высокие скорости и сильные магнитные поля, а во второй — малые скорости и слабые магнитные поля.

Дискретность скоростей пульсаров, полученная нами для объектов с $z \geq 0$, указывает, что, возможно, вышеописанная эмпирическая связь верна для всех пульсаров. Исследованию этой задачи будет посвящена отдельная работа.

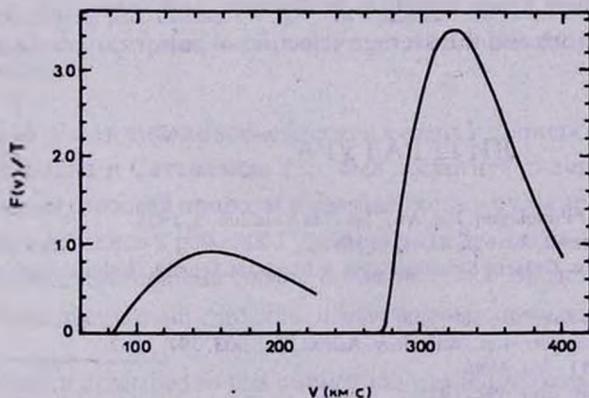


Рис.3. Распределение пространственных скоростей пульсаров, нормированное на величину среднего времени жизни $T \sim 2.5 \cdot 10^6$ лет.

В заключение отметим, что от величины среднего времени жизни пульсаров зависят граничные значения скоростей группы, но не зависит вид (дискретность) функции распределения пространственных скоростей (см. (12)).

Перечислим основные результаты, полученные в работе:

1. Получена формула, позволяющая восстановить функцию распределения пространственных скоростей пульсаров, используя при этом наблюдаемую функцию распределения высот пульсаров.

2. Оценен диапазон скоростей пульсаров (50–400) км/с и выявлена двухкомпонентная структура пространственных скоростей (средняя скорость в группах 150 км/с и 320 км/с, соответственно).

3. Дана оценка среднего времени жизни пульсаров, равная $2.5 \cdot 10^6$ лет.

Автор благодарен Р.Р.Андреасяну за внимание, проявленное к работе и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

ON THE DISTRIBUTION OF SPACE VELOCITIES OF PULSARS

T.G.ARSHAKIAN

Using the natural assumptions and the distribution of the pulsar's heights over the galactic plane, the problem on the derivation of the distribution function of their space velocities is solved. For the 137 pulsars of the Northern galactic hemisphere it's found that the distribution of their space velocities is discrete, and forms two separate groups. The limits of velocities and the average velocities of pulsars are evaluated for two groups.

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.J.K.O'Connell*, (ed). *Stellar Population*, Ric. Astr. Specola Vaticana, 5, 1958.
2. *K.Henning, H.J.Wendker*, *Astron. Astrophys.*, 44, 91, 1975.
3. *J.H.Oort*, *Stellar Dynamics*. In "Galactic Structure", ed. A.Blauw. M.Schmidt, University of Chicago Press., 455, 1965.
4. *R.N.Manchester, J.H.Taylor*, *Astron.J.*, 86, 1953, 1981.
5. *A.G.Lyne, B.Anderson, M.J.Salter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 303, 597, 1982.
6. *J.M.Cordes*, *Astrophys. J.*, 311, 183, 1986.
7. *B.Anderson, A.G.Lyne*, *Nature*, 303, 597, 1983.
8. *J.M.Cordes*, (preprint), 1985.
9. *J.M.Stolman, E.P.J. van den Heuvel*, *Astron. Astrophys.*, 162, 87, 1986.

УДК: 524. 354

К ПРОБЛЕМЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ*

Г.С.СААКЯН, Э.В.ЧУБАРЯН

Поступила 19 мая 1994

Определено взаимосогласованное электрическое поле в нейтронной звезде, в ее магнитосфере (область замкнутых магнитных силовых линий) и в радиационном канале (воронка открытых магнитных силовых линий) для случаев соосного и косоуго роторов в предположении, что звезда намагничена однородно, а вне ее до светового цилиндра магнитное поле преимущественно дипольное. При острых углах наклона магнитной оси относительно оси вращения в вопросе радиоизлучения пульсара нет принципиального отличия между моделями косоуго и соосного роторов, так как продольное электрическое поле E_B в радиационном канале примерно одинаковое и, что более важно, характерное время полного цикла процессов, приводящих к формированию радиоизлучения, меньше периода вращения звезды. Установлено, что, в принципе, существуют два разных канала образования радиоизлучения пульсара. Первый — это когерентное излучение небольших отрезков потока вторичных частиц (позитронов при $\vec{\mu} \uparrow \uparrow \vec{\Omega}$ и электронов при $\vec{\mu} \uparrow \downarrow \vec{\Omega}$, где $\vec{\mu}$ — магнитный момент звезды, $\vec{\Omega}$ — угловая скорость ее вращения) в нижней части радиационного канала ($r - R \sim R$, где R — радиус звезды). Второй канал — это когерентное излучение периодических сгустков зарядов (бунчи), которые в принципе могут образоваться в потоке электронно-позитронной плазмы на расстояниях $r \sim 10^{10}$ см в радиационном канале при прохождении через нее струи первичных электронов (ветвь плазменных колебаний, обусловленных двухпотоковой неустойчивостью).

1. *Введение.* Еще в начале восьмидесятых годов в пионерских работах Старрока [1], Рудермана и Сатерланда [2], был достигнут значительный прогресс в деле понимания сложной природы радиоизлучения пульсаров. Подобные исследования продолжались в работах Гуревича и сотрудников [3–5]. Исследования этой проблемы, проводимые нами, привели нас к представлению, что здесь ситуация пока достаточно сложная: фактически теория еще не доведена до той

* The research described in this publication was made possible in part by Grand № RY6000 from the International Science Foundation.

степени развития, чтобы могла охватить все важные особенности наблюдаемого излучения пульсаров, вообще, и радиоизлучения, в частности. В настоящее время накоплено огромное количество наблюдательных фактов и поэтому назрела необходимость создания такой теории, которая могла бы охватить наряду с проблемой радиоизлучения и другие аспекты богатой особенностями явления пульсаров.

Бесспорным в существующей теории нам кажется изгибный характер радиоизлучения пульсара, а именно то представление, что оно возникает при движении каких-то сгустков зарядов (с размерами, не превышающими длину излучаемых волн) по силовым линиям мощного магнитного поля нейтронной звезды, на определенном расстоянии от нее. Остается, однако, невыясненным ряд вопросов принципиального характера. Это прежде всего относится к электрическому полю в канале открытых магнитных силовых линий, генерируемому вращением звезды. Казалось бы, в этом вопросе каких-либо сомнений и проблем не должно быть, но, увы, ситуация не такая простая, как может показаться с первого взгляда. Далее известно, что в радиопулсарах нейтронная звезда имеет сильное магнитное поле (порядка 10^{12} Гаусс на полюсе), но неизвестен его точный характер, а именно: в пределах магнитосферы оно преимущественно дипольное, или же в некоторых областях содержит заметный вклад от мультиполей? Эти неопределенности, конечно, существенно влияют на теорию. Важнейшей частью магнитосферы нейтронной звезды является канал открытых магнитных силовых линий (ниже мы его называем радиационным каналом), где происходят бурные электромагнитные процессы, приводящие к формированию сравнительно мощного радиоизлучения пульсаров. Без уточнения наших представлений о радиационном канале и знания точной картины магнитного и электрического полей в нем, построение более или менее серьезной теории радиоизлучения, конечно, невозможно.

Предлагаемая работа посвящена исследованию электромагнитных полей и физической ситуации в радиационном канале, а также поискам возможных конкретных механизмов, ответственных за радиоизлучение.

2. *Электрическое поле в пульсарах.* В пульсарах магнитное поле является первичным, а электрическое поле, генерируемое вращением, — вторичным. Всем небесным телам присуще магнитное поле, но у нейтронных звезд оно очень сильное, что обусловлено их малым радиусом и, по-видимому, внутренними структурными особенностями. Разумно считать, что магнитное поле в ближайшей окрестности нейтронной звезды в основном дипольного характера. Токи, циркулирующие в магнитосфере, конечно, вносят некоторое искажение в исходное

поле, но оно, будучи вторичным эффектом, по-видимому, вряд ли может серьезно изменить исходную картину.

Итак, будем считать, что нейтронная звезда намагничена однородно с постоянным намагничением $\vec{I} = 3\vec{B}_s/8\pi$, где \vec{B}_s — магнитная индукция в звезде. Вне звезды магнитное поле дипольное

$$\vec{B} = \frac{3(\vec{\mu} \vec{r})\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{\mu}}{r^3}, \quad (1)$$

где $\vec{\mu} = 0.5 R^3 \vec{B}_s$, — магнитный момент, R — радиус нейтронной звезды.

Торможение вращения нейтронной звезды и ослабление ее магнитного поля происходят весьма медленно, поэтому электрическое поле в пульсарах можно с достаточной точностью считать потенциальным. Пульсар как космогонический объект состоит из трех основных областей: нейтронная звезда, магнитосфера и радиационные каналы. Под магнитосферой мы подразумеваем часть окружения нейтронной звезды с замкнутыми магнитными силовыми линиями. Радиационные каналы — это узкие воронкообразные части пространства над полюсами, где магнитные силовые линии, не замыкаясь в объеме магнитосферы, уходят за ее пределы. Физические условия в этих частях пульсара резко отличаются друг от друга, но они сильно взаимосвязаны, особенно в вопросе электромагнитных полей.

Для определения электрического поля в звезде и магнитосфере будем исходить из выражения плотности токов:

$$\vec{j}_k = \rho_k [\vec{\Omega} \vec{r}] + \sigma_k \left\{ -\nabla \varphi_k + \frac{1}{c} [[\vec{\Omega} \vec{r}] \vec{B}] \right\}, \quad (2)$$

где ρ_k — плотность зарядов, σ_k — электропроводность, индекс $k=1$ относится к звезде, а $k=2$ — к магнитосфере, r — расстояние точки наблюдения от центра звезды и Ω — угловая скорость вращения звезды. В (2) фактически считается, что плазма заморожена в магнитное поле и увлекается вращением звезды. Считая σ_k очень большим, из (2) получаем

$$\vec{E}_k \approx \frac{1}{c} [\vec{B} [\vec{\Omega} \vec{r}]]. \quad (3)$$

Приблизительно таково электрическое поле в звезде и в ее магнитосфере. Это признанное приближение, которое перестает быть верным лишь вблизи поверхности светового цилиндра.

Обсудим сначала случай, когда магнитный момент звезды совпадает с осью вращения (соосный ротатор). Магнитное поле внутри звезды считаем однородным:

$$\vec{B}_z = \pm B_z \hat{e}_z, \quad (4)$$

где \hat{e}_z — единичный вектор по оси z , представляющий общее направление оси вращения и магнитной оси; верхний знак относится к случаю, когда вектор магнитного момента параллелен оси вращения, а нижний — к антипараллельному случаю. Учитывая (4), из (3) для напряженности электрического поля в звезде находим

$$\vec{E}_1 \approx -\frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_z)}{c} r \left(\sin^2 \theta \cdot \hat{e}_r + \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \hat{e}_\theta \right), \quad (5)$$

где \hat{e}_r — единичный вектор по направлению радиуса, \hat{e}_θ — по меридиональной линии. Скалярное произведение векторов $\vec{\Omega}$ и \vec{B}_z написано с целью избежания ошибки в выборе знака перед скобкой при их параллельном и антипараллельном расположении. Напряженности (5) соответствует потенциал

$$\varphi_1(r, \theta) = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_z)}{2c} R^2 \left(\frac{r^2}{R^2} \sin^2 \theta + c_1 \right), \quad (6)$$

где c_1 — постоянная интегрирования.

Подставляя (1) в (3), получаем выражение

$$\vec{E}_2 \approx \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_z) R^3}{2cr^2} \left(\sin^2 \theta \cdot \hat{e}_r - \sin 2\theta \cdot \hat{e}_\theta \right) \quad (7)$$

для напряженности электрического поля в магнитосфере. Соответствующий потенциал равен

$$\varphi_2(r, \theta) = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_z) R^2}{2c} \left(\frac{R}{r} \sin^2 \theta + c_2 \right), \quad (8)$$

где c_2 — постоянная интегрирования.

Теперь обсудим вопрос электрического поля в канале открытых магнитных силовых линий. Здесь плазма не удерживается магнитным полем: частицы, двигаясь по силовым линиям, уходят за пределы магнитосферы (на самом деле они возвращаются назад обратным током у поверхности магнитосферы, по-видимому, через промежуточный слой, существующий между областями открытых и закрытых магнитных силовых линий) или падают на полюс звезды в зависимости от знака их заряда. Правда, из обоих полюсов звезды исходит поток первичных электронов (позитронов), образующий в радиационном канале движущееся облако зарядов с определенной плотностью [2], но они скорее всего играют роль пробных зарядов и вряд ли смогут иметь заметное значение в вопросе электрического поля. Непосредственным источником электрического поля здесь является вращение и оно определяется уравнением Лапласа $\Delta \varphi_3 \approx 0$:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi_3}{\partial \theta} \right) = 0 . \quad (9)$$

Общее решение этого уравнения [6]

$$\varphi_3(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(A_1 r^l + \frac{A_2}{r^{l+1}} \right) P_l(\cos \theta) , \quad (10)$$

где A_1 и A_2 — неопределенные постоянные.

Решения (6), (8) и (10) необходимо сплечь на поверхности раздела областей, требуя непрерывность потенциала:

$$\varphi_1(R, \theta) = \varphi_2(R, \theta) ; \quad \varphi_2(R, \theta) = \varphi_3(R, \theta) .$$

В результате получаем

$$A_1 = 0 , \quad l = 2 , \quad c_1 = c_2 = -\frac{2}{3} , \quad A_2 = -\frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^5}{3c}$$

Таким образом, мы имеем следующее взаимосогласованное решение:

$$\varphi_1(r, \theta) = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^2}{2c} \left(\frac{r^2}{R^2} \sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right) , \quad (11)$$

$$\varphi_2(r, \theta) = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^2}{2c} \left(\frac{R}{r} \sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right), \quad (12)$$

$$\varphi_3(r, \theta) \approx \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^5}{2cr^3} \left(\sin^2 \theta - \frac{1}{3} \right). \quad (13)$$

В соответствии с нашим предположением, что магнитное поле нейтронной звезды является дипольным, электрическое поле ее получается квадрупольным. Найденное решение относится только к расстояниям $r < c/\Omega$, вне светового цилиндра электрическое и магнитное поля совсем другие.

На границе раздела радиационного канала и магнитосферы найденное решение не обеспечивает непрерывность электрического потенциала: $\varphi_3(r, \theta_m) \neq \varphi_2(r, \theta_m)$, где $\theta_m(r)$ — угол последней силовой линии, которая не замыкается внутри магнитосферы

$$\theta_m(r) \approx \left(\frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Но нужно иметь в виду, что поверхность радиационного канала не строго определена. Разумеется, радиационный канал и магнитосфера не имеют резкой геометрической границы: на самом деле между ними должна существовать некоторая небольшая область в виде изогнутого конусообразного слоя, где электрическое поле отличается от (12) и (13). Допущение наличия такой области, конечно, обеспечивает непрерывность потенциала и по меридиональным направлениям. Для промежуточной области сделанные нами приближения не верны, поэтому мы не можем определить в ней электрическое поле. Угловой растрор этой области, по-видимому, должен быть порядка углового раствора самого радиационного канала.

Напряженность электрического поля в радиационном канале равна

$$\vec{E}_3 \approx - \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^5}{2cr^4} \left[(3 \cos^2 \theta - 1) \hat{e}_r + \sin 2\theta \cdot \hat{e}_\theta \right], \quad \theta \leq \left(\frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Для теории радиоизлучения пульсара представляет интерес только компонента этой напряженности вдоль магнитных силовых линий:

$$E_B = -\frac{2(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5}{cr^4} \frac{\cos^3\theta}{\sqrt{3\cos^2\theta+1}} \approx -\frac{(\vec{\Omega}\vec{B}_s)R^5}{cr^4}. \quad (16)$$

3. *Косой ротатор.* Пусть направление магнитной оси образует угол α с осью вращения, которая ниже принимается за координатную ось z . Магнитный момент однородно намагниченной звезды определяется формулой

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2} B_s R^3 (\sin\alpha \cdot \cos\Omega t \hat{e}_x + \sin\alpha \cdot \sin\Omega t \hat{e}_y + \cos\alpha \hat{e}_z). \quad (17)$$

При определении электрического поля в звезде и ее магнитосфере мы опять исходим из формулы (3), т.е. считаем, что плазма вморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой. Подставляя в (3)

$$\vec{r} = r (\sin\theta \cdot \cos\varphi \cdot \hat{e}_x + \sin\theta \cdot \sin\varphi \cdot \hat{e}_y + \cos\theta \cdot \hat{e}_z),$$

получаем

$$\vec{E} = \frac{\Omega r}{c} (\sin\theta \cdot \sin\varphi [\hat{e}_x \vec{B}] + \sin\theta \cdot \cos\varphi [\vec{B} \hat{e}_y]). \quad (18)$$

Рассмотрим электрическое поле в звезде. Подставляя в (18) выражение вектора магнитной индукции

$$\vec{B} = B_s (\sin\alpha \cdot \cos\Omega t \hat{e}_x + \sin\alpha \cdot \sin\Omega t \hat{e}_y + \cos\alpha \hat{e}_z) \quad (19)$$

и затем, совершая переход к сферическому базису, получаем

$$\vec{E}_1 = -\frac{\Omega r}{c} B_s \left[(\cos\alpha \cdot \sin^2\theta + \sin\alpha \cdot \cos(\Omega t - \varphi) \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta) \hat{e}_r + (\cos\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta + \sin\alpha \cdot \cos(\Omega t - \varphi) \cdot \sin^2\theta) \hat{e}_\theta \right]. \quad (20)$$

При $\alpha = 0$ это выражение напряженности электрического поля совпадает с выражением (5) для случая соосного ротатора.

Перейдем к определению электрического поля в магнитосфере. Учитывая (1) и (17), для магнитной индукции получаем

$$\vec{B} = \frac{1}{2} B_s \left(\frac{R}{r} \right)^3 \left[(3A \sin\theta \cdot \cos\varphi - \sin\alpha \cdot \cos\Omega t) \hat{e}_x + \right. \\ \left. + (3A \sin\theta \cdot \sin\varphi - \sin\alpha \cdot \sin\Omega t) \hat{e}_y + (3A \cos\theta - \cos\alpha) \hat{e}_z \right], \quad (21)$$

где

$$A = \cos\alpha \cdot \cos\theta + \sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi).$$

Подставляя (21) в (18) и затем совершая переход от декартового базиса к сферическому, приходим к результату

$$\vec{E}_2 = \frac{\Omega B_s R^3}{2cr^2} \left[(\cos\alpha \cdot \sin^2\theta - \sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_r - \right. \\ \left. - (\cos\alpha \cdot \sin 2\theta + 2\sin\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_\theta \right]. \quad (22)$$

Подставляя здесь $\alpha = 0$, получаем формулу (7) для случая соосного ротатора.

Наконец, попытаемся определить электрическое поле в радиационном канале косоугольного ротатора. В случае соосного ротатора тангенциальная компонента напряженности электрического поля на поверхности нейтронной звезды не испытывает скачка, что является свидетельством отсутствия поверхностного тока на магнитной шапке. Это обстоятельство может служить основанием для предположения, что и в случае косоугольного ротатора на поверхности звезды — у основания радиационного канала не должен существовать поверхностный ток, т.е.

$$E_{3r}(R, \theta, \varphi) = E_{1r}(R, \theta, \varphi). \quad (23)$$

Условие (23) позволяет нам написать следующее выражение для напряженности электрического поля в радиационном канале:

$$\vec{E}_3 = -\frac{\Omega B_s}{c} f(r) \left[\psi(\alpha, \theta, \varphi) \hat{e}_r + \right. \\ \left. + (\cos\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta + \sin\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_\theta \right],$$

где $f(r)$ и $\psi(\alpha, \theta, \varphi)$ — неизвестные функции. Аналогично случаю соосного ротатора будем исходить из уравнения

$$\text{div} \vec{E}_3 = 0, \quad (24)$$

т.с. мы считаем, что протекающие по радиационному каналу какие-то заряды являются пробными зарядами и поэтому не могут оказывать заметное влияние на существующее электрическое поле, непосредственно создаваемое вращением. Таким образом, мы имеем следующее уравнение для электрического поля в радиационном канале:

$$\frac{\psi}{r^2} \frac{d}{dr}(r^2 f) + \frac{f}{r} [3\cos\alpha \cdot \cos^2\theta - \cos\alpha + 3\sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] = 0.$$

Произведем разделение переменных:

$$\frac{1}{rf} \frac{d(r^2 f)}{dr} = \frac{\cos\alpha (3\cos^2\theta - 1) + 3\sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)}{\psi(\alpha, \theta, \varphi)} = -n(\alpha),$$

где n — постоянная, которая может зависеть от угла α . Отсюда следует

$$f = \frac{N}{r^{n+2}}; \quad \psi = \frac{\cos\alpha (3\cos^2\theta - 1) + 3\sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)}{n},$$

N — постоянная интегрирования. Таким образом

$$\vec{E}_3 = -N \frac{\Omega B_s}{cn} r^{-n-2} \left[[3\cos^2\theta - 1 + 3\operatorname{tg}\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_r + n [\sin\theta \cdot \cos\theta + \operatorname{tg}\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \right].$$

При $\alpha = 0$ это выражение должно совпадать с (15). Из этого требования получаем $n(0) = 2$, $N(0) = R^5$ а зависимость этих параметров от угла α остается неопределенной. Ниже мы считаем, что n и N вообще не зависят от α , и, соответственно, приходим к результату

$$\vec{E}_3 = -\frac{\Omega B_s R^5}{2cr^4} \cos\alpha \left[[3\cos^2\theta - 1 + 3\operatorname{tg}\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_r + [\sin 2\theta + 2\operatorname{tg}\alpha \cdot \sin^2\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)] \hat{e}_\theta \right]. \quad (25)$$

Это выражение напряженности электрического поля применимо лишь в области углов

$$\alpha - \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2} \leq \theta \leq \alpha + \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2}; \quad \alpha \geq 2 \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^{1/2},$$

а для углов $\alpha \leq 2(\Omega r/c)^{1/2}$ мы по сути имеем дело со случаем соосного ротатора.

В теории радиоизлучения пульсара важная роль отводится только продольной компоненте напряженности электрического поля в радиационном канале. Учитывая, что в сферическом базисе магнитная индукция (21) равна

$$\vec{B} = \frac{B_z R^3}{2 r^3} \left[2(\cos\alpha \cos\theta + \sin\alpha \cdot \sin\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_r + \right. \\ \left. + (\cos\alpha \cdot \sin\theta - \sin\alpha \cdot \cos\theta \cdot \cos(\Omega t - \varphi)) \hat{e}_\theta - \sin\alpha \cdot \sin(\Omega t - \varphi) \hat{e}_\varphi \right],$$

Нетрудно вычислить проекцию напряженности вдоль вектора магнитной индукции:

$$E_B = -\frac{\Omega B_z R^5}{c r^4} f(\alpha, \theta), \quad (26)$$

где

$$f(\alpha, \theta) = \frac{2\cos^2\alpha \cos^3\theta + 2\sin 2\alpha \sin\theta \cos^2\theta \cos(\Omega t - \varphi) + 2\sin^2\alpha \cos\theta \sin^2\theta \cos^2(\Omega t - \varphi)}{[1 + 3\cos^2\alpha \cos^2\theta + 1.5\sin 2\alpha \sin 2\theta \cos(\Omega t - \varphi) + 3\sin^2\alpha \sin^2\theta \cos^2(\Omega t - \varphi)]^{1/2}}.$$

Появление в (26) множителя $f(\alpha, \theta)$ не имеет существенного значения для теории, так как при любом угле отклонения α он по величине порядка единицы.

4. *Феноменологический анализ явления радиоизлучения пульсара.* Исходя из общего представления, что радиоизлучение пульсара это изгибное излучение зарядов с ультрарелятивистскими энергиями, попытаемся получить некоторые общие соотношения, при этом используя также общезвестные факты. В радиационном канале заряды движутся по силовым линиям магнитного поля с ультрарелятивистскими энергиями и поэтому их радиоизлучение испускается по направлению касательной к этим линиям, в пределах весьма малого угла $1/\gamma$, где γ — лоренцов фактор электрона. Пусть r_1 , θ_1 — характерные координаты

места, где генерируется радиоизлучение. Угловой раcтвор пучка испускаемого излучения порядка 2α , где α — угол, образованный касательной к силовой линии с магнитной осью; 2α — угол между касательными крайних силовых линий, ответственных за радиоизлучение вблизи точки r_1, θ_1 . Угол 2α можно отождествить с шириной субимпульсов по долготѣ, которая порядка от 3° до 10° (по длительности от 1 до 3% от периода) [7]. Имея в виду, что для дипольного магнитного поля силовая линия описывается уравнением $\frac{\sin^2\theta}{r} = \text{const}$ и то обстоятельство, что в радиационном канале $\theta \ll 1$, легко получить соотношение $2\alpha \approx 3\theta_1$. Считая среднюю ширину субимпульса приблизительно равной 3% от периода пульсара: $2\alpha \approx 0.03 \cdot 2\pi$, получаем первую важную информацию о радиоизлучении пульсара:

$$\theta_1 \approx 0.02\pi. \quad (27)$$

Радиус кривизны силовой линии дипольного магнитного поля определяется формулой

$$\rho_c = K \frac{\sin\theta (1 + 3\cos^2\theta)^{3/2}}{3(1 + \cos^2\theta)},$$

где K — постоянная. Для открытых магнитных силовых линий $\theta \ll 1$, поэтому $\rho_c \approx 4K \sin\theta/3 \approx 4r/3\theta$. Таким образом, в точке с координатами r_1, θ_1 радиус кривизны магнитной силовой линии равен

$$\rho_1 \approx \frac{4r_1}{3\theta_1} \approx 21.2r_1 \quad (28)$$

Это второе важное соотношение, которое ниже используется нами.

Движущийся по магнитной силовой линии заряд вблизи рассматриваемой точки испускает изгибное радиоизлучение с характерной частотой

$$\omega_1 = \frac{3}{2} \frac{c}{\rho_1} \gamma_1^3 \approx \frac{9c\theta_1}{8r_1} \gamma_1^3 \approx 2.12 \cdot 10^9 \frac{\gamma_1^3}{r_1}. \quad (29)$$

Это третье важное соотношение, которое понадобится нам. Здесь γ_1 релятивистский множитель частиц, входящих в состав этого заряда, т.е. электрона или позитрона, $\gamma_1 m_e c^2$ — энергия электронов в этом потоке.

Угловой растров пучка радиоизлучения, очевидно, не должен превышать угол канала открытых магнитных силовых линий

$$\theta_1 \leq (\Omega r_1 / c)^{1/2}.$$

Отсюда получаем некоторую информацию о месте формирования радиоизлучения пульсара

$$r_1 \geq \frac{c\theta_1^2}{\Omega} \approx \frac{1.2 \cdot 10^8}{\Omega}.$$

Для заданного r полярный угол открытых магнитных силовых линий изменяется в пределах

$$0 \leq \theta(r) \leq (\Omega r / c)^{1/2},$$

их радиусы кривизны варьируются в широком диапазоне

$$\frac{4}{3} \left(\frac{cr}{\Omega} \right)^{1/2} \leq \rho_c < \infty.$$

Тогда из (29) видно, что при заданной энергии частиц частота изгибного радиоизлучения приходится в радиодиапазон только для ρ_c со значениями в определенном интервале и, следовательно, при определенных значениях угла θ . Таким образом, для заданного γ_1 и r_1 радиоизлучение испускается только при движении зарядов внутри определенного "пучка" магнитных силовых линий, с углом раствора $\Delta \theta \sim \theta_1 < (\Omega r_1 / c)^{1/2}$. Для теоретических поисков практическое значение имеет обратное утверждение: поскольку угловая ширина пучка радиоизлучения приблизительно известна, то можно утверждать, что при заданном угле θ_1 радиоизлучение генерируется на определенных расстояниях r_1 и при определенном значении параметра γ_1 . Таким образом, одна из наших основных задач состоит в том, чтобы определить допустимые значения расстояния r_1 и параметра γ_1 . Фактически эти параметры радиоизлучения не вполне независимы друг от друга: между ними существует приблизительная зависимость. Так, ширина средних профилей пульсарного импульса обычно определяется на частоте

$\nu \approx 400$ МГц, чему соответствует циклическая частота $\omega \approx 3 \cdot 10^9$. Из (29) для этого значения частоты находим

$$\gamma_1 \approx \left(\frac{2\omega_1}{3c} \rho_1 \right)^{1/3} \approx \left(\frac{8\omega_1 r_1}{9c\theta_1} \right)^{1/3} \approx 1.12 r_1^{1/3}. \quad (30)$$

Ниже эта оценка между параметрами r_1 и γ_1 для нас служит путеводителем при исследовании возможных каналов радиоизлучения пульсаров.

Наконец нужно учесть, что когерентный механизм излучения работает только тогда, когда размеры излучаемого сгустка заряда не превышают длину испускаемых волн.

5. *Движение частиц в радиационном канале.* Для умеренных углов отклонения вектора магнитного момента относительно оси вращения звезды ($\alpha \leq \pi/4$, $\alpha \geq 3\pi/4$) в радиационном канале практически мы имеем дело с примерно одинаковым продольным электрическим полем E_B , поэтому при исследовании проблемы радиоизлучения пульсаров не имеет значения, какая модель ротатора — соосная или косая принимается за основу. В соответствии с этим замечанием ниже, при исследовании движения частиц в радиационном канале, мы используем формулу (16) для продольного электрического поля E_B .

Так, учитывая (16), из уравнения движения электрона для релятивистского множителя γ получаем

$$\frac{d\gamma}{dr} = \frac{e \Omega B_s R^5}{m_e c^3 r^4} - \frac{2e^2 \gamma^4}{3m_e c^2 \rho_c^2}. \quad (31)$$

Здесь, справа, первый член представляет электрическую силу, второй — силу радиационного трения, обусловленную изгибным излучением. Мы опускаем совершенно несущественный член, соответствующий реакции излучения, обусловленный ускорением электрического поля. Обоснование этого уравнения можно найти в работе [8]. Согласно (28) в радиационном канале для радиуса кривизны магнитной силовой линии имеем

$$\rho_c \approx \frac{4r}{3\theta}. \quad (32)$$

В условиях очень сильного магнитного поля движение заряженных частиц совершается только вдоль магнитных силовых линий, так как любое отклонение

от них мгновенно гасится весьма эффективным синхротронным излучением. Это существенная особенность, которая уже учтена при написании уравнения (31). Мы считаем, что магнитное поле нейтронной звезды является дипольным. Для силовых линий такого поля

$$\frac{\sin^2 \theta}{r} \approx \frac{\theta^2}{r} = \text{const}.$$

При интегрировании уравнения (31) мы должны учесть этот интеграл движения.

Введем параметр

$$\frac{c\theta^2}{\Omega r} \equiv \alpha = \text{const}, \quad 0 \leq \alpha \leq 1 \quad (33)$$

и учитывая (32), уравнение движения перепишем в виде

$$\frac{dy}{dr} \approx \frac{e \Omega B_s R}{m_e c^3} \left(\frac{R^4}{r^4} - \frac{3\alpha e \gamma^4}{8 R B_s r} \right). \quad (34)$$

Введем следующие безразмерные переменные:

$$x = \frac{r}{R}, \quad y(x) = \frac{\gamma}{\gamma_m}; \quad 1 < x < \infty, \quad 0 < y \leq 1,$$

где

$$\gamma_m = \left(\frac{8 B_s R^2}{3 e \alpha} \right)^{1/4} = 2.73 \cdot 10^8 \left(\frac{R_6^2 B_{12}}{\alpha} \right)^{1/4}$$

есть максимальное значение функции $\gamma(r)$, которое достигается при движении электрона по заданной силовой линии в радиационном канале. Максимум кривой $\gamma(r)$ расположен недалеко от магнитной шапки ($r_m - R \ll R$) и в соответствии с этим приведенное значение γ_m получается из условия обращения в нуль правой части уравнения (34).

В новых обозначениях получается следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dy}{dx} = a \left(\frac{1}{x^4} - \frac{y^4}{x} \right), \quad y(1) \approx 0, \quad (35)$$

где

$$a = \frac{e \Omega B_s R^2}{m_e c^3 \gamma_m} = 71.5 \alpha^{1/4} R_6^{3/2} B_{12}^{3/4} \Omega .$$

Это уравнение было интегрировано численно для значений произведения $\Omega \alpha^{1/4} = 5, 25, 50, 200, 1000$. Варьируя Ω и α в разумных пределах при $\Omega \alpha^{1/4} = \text{const}$ из этих данных можно получить соответствующий результат для любого значения параметров Ω и α .

Для результатов численного интегрирования были получены следующие аппроксимации:

$$\begin{aligned} y &\approx a(x-1) \text{ при } x-1 < 0.02\Omega^{-1}, \\ y &\approx x^{-3/4} \text{ при } 1 + 0.02\Omega^{-1} < x < 7\sqrt{\Omega}, \\ y &\approx [200 \Omega \ln(x/7\sqrt{\Omega})]^{-1/3} \text{ при } x > 7\sqrt{\Omega}. \end{aligned} \quad (36)$$

Сшивка этих аппроксимаций обеспечена с точностью примерно 30%. На рис. 1 приведен график функции $\gamma(x)$ в зависимости от $\ln(x-1)$ для $\Omega \alpha^{1/4} = 50$. Сходные кривые получаются и для других значений параметра $\Omega \alpha^{1/4}$.

Аппроксимация (36) становится некорректной, когда $\alpha \rightarrow 0$. Это видно хотя бы из того, что при $\alpha = 0$ постоянная $a = 0$ и, следовательно, $\gamma(x) = \text{const}$. Поэтому чувствуется необходимость выяснить, до каких значений параметра α можно пользоваться этими аппроксимациями. Для случая $\alpha = 0$ из уравнения (34) получаем решение

$$\gamma_0(r) = \frac{e \Omega B_s R^2}{3m_e c^3} \left(1 - \frac{R^3}{r^3}\right). \quad (37)$$

Как видим, в этом предельном случае (магнитная силовая линия совпадает с осью вращения) уже при $x \approx 2$ энергия частицы практически достигает насыщения:

$$\gamma_0(\infty) = \frac{e \Omega B_s R^2}{3m_e c^3} = 6.5 \cdot 10^9 \Omega B_{12} R_6^2 .$$

Для относительно малых высот $z = r - R < R$ над магнитной шапкой из (37) получаем

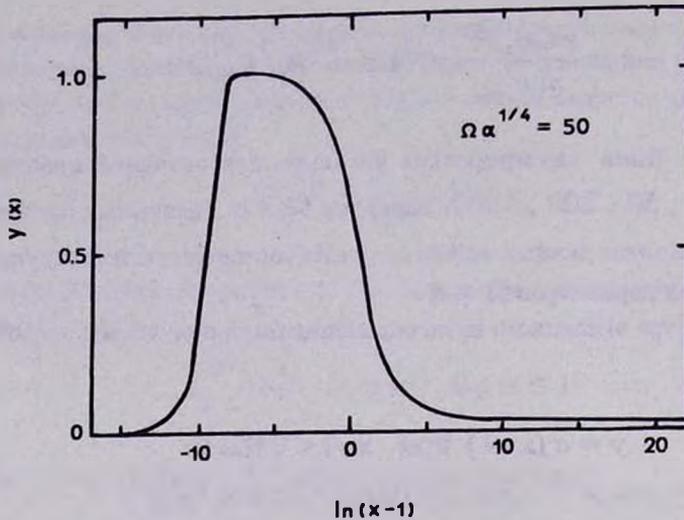


Рис.1. График определяет зависимость энергии $\gamma m_e c^2$ первичной частицы (электрона) в радиационном канале от расстояния r до центра звезды. По оси абсцисс отложен $\ln(x-1)$, где $x=r/R$ (R — радиус нейтронной звезды). По оси ординат отложен релятивистский множитель частицы γ в единицах γ_m , определение которого приведено после формулы (34). Энергия частицы достигает своего наибольшего значения на расстоянии $r-R = 2 \cdot 10^4 \Omega^{-1}$ см от магнитной шапки звезды, прекращение дальнейшего роста и медленного спада энергии частицы обусловлено ее изгибным излучением.

$$\gamma(r) = \frac{e \Omega B_s R}{m_e c^3} z. \quad (38)$$

Очевидно, этой формулой приблизительно определяется и $\gamma_\alpha(r)$ для тех расстояний z , где первый член в скобках (34) больше второго. Поэтому, приравнявая выражение (38) к γ_m , мы можем определить приближенное значение расстояния z , где $\gamma_\alpha(r)$ имеет максимум:

$$z_m \approx \frac{m_e c^3 \gamma_m}{e \Omega B_s R} = \frac{R}{a} = \frac{1.4 \cdot 10^4}{\Omega} \alpha^{-1/4} R_6^{-1/2} B_{12}^{-3/4} \text{ см.}$$

Отсюда из разумного требования $z_m < R$ получаем ограничение на значения α :

$$\alpha > \frac{4 \cdot 10^{-8}}{\Omega}$$

Используя следующие два обстоятельства, можно найти и другое приближенное решение уравнения (34), но заметно менее точное, чем (36). Первое это то, что решение (37) для $\alpha = 0$ быстро выходит на плато. Второе состоит в том, что $y(x)$ довольно слабо зависит от Ω . Это отчетливо видно из результатов численных расчетов, а также из аппроксимации $y(x) \approx x^{-3/4}$. В уравнении (34), произведя некоторые упрощения, допускаемые упомянутыми особенностями, мы находим следующее приближенное решение:

$$\gamma_\alpha(r) \approx \frac{\gamma_0(r_1)}{\left[1 + 1.25 \frac{9e^2 \dot{a}}{8m_e c^3} \gamma_0^3(r_1) \ln r/r_1\right]^{1/3}}, \quad r > r_1. \quad (39)$$

При не слишком малых α взамен этого выражения можно написать

$$\gamma_\alpha(r) \approx 0.18 (\ln r/r_1)^{-1/3}.$$

Для расстояний $8 < x < 20$ эта аппроксимация хорошо согласуется с результатами точных численных расчетов; при $x < 8$ она дает заниженный, а при $x > 20$ завышенный результат с ошибкой до 50%. Аппроксимация (39) остается в силе и при $\alpha = 0$, обеспечивая плавный переход к решению (37).

б. О процессах, разыгрывающихся в радиационном канале. Поскольку в пульсарах магнитное поле очень сильное, движение частиц в радиационном канале происходит только по силовым линиям. В поперечном направлении движение частиц исключено, так как при небольшом их отклонении от магнитной силовой линии оно мгновенно гасится весьма эффективным процессом синхротронного излучения (при $B \approx 10^{12}$ Гс ларморовская частота здесь порядка $\omega \sim 2 \cdot 10^{19} / \gamma$, а радиус ларморовской окружности порядка $c/\omega \approx 10^{-9} \gamma$ см).

Таким образом, в радиационном канале частицы движутся по искривленным магнитным силовым линиям, поэтому они испускают излучение, называемое изгибным излучением. Энергия квантов этого излучения оказывается очень высокой, поскольку они испускаются электронами высоких ультрарелятивистских энергий. Все необходимые формулы явления изгибного излучения (для характерной энергии квантов, спектра энергии и т.д.) легко получить из соот-

ветствующих формул теории синхротронного излучения [9]. Так, для характерной энергии квантов изгибного излучения имеем

$$\begin{aligned} \hbar \omega_c &= \frac{3}{2} \frac{c\hbar}{\rho_c} \gamma^3 = \frac{9\hbar}{8} \left(\frac{c\alpha \Omega}{R} \right)^{1/2} \gamma_m^3 \frac{y^3(x)}{\sqrt{x}} = \\ &= 2.61 \cdot 10^6 \frac{y^3(x)}{\sqrt{x}} \alpha^{-1/4} R_6 B_{12}^{3/4} \Omega^{1/2} \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (40)$$

Здесь мы учли (32), (33) и выражение для γ_m .

Средняя длина пробега электрона l_e для испускания кванта изгибного излучения с энергией (40) определяется уравнением

$$\frac{2e^2\gamma^4}{3\rho_c^2} l_e \approx \frac{3}{2} \frac{\hbar c}{\rho_c} \gamma^3,$$

где слева написана энергия, теряемая частицей на отрезке длиной l_e . Отсюда получаем

$$\hbar l_e = \frac{9}{4} \frac{\hbar c \rho_c}{e^2 \gamma} \approx \frac{3\hbar c}{e^2 \gamma} \left(\frac{c\tau}{\alpha \Omega} \right)^{1/2} = \frac{262}{\sqrt{\Omega}} \frac{\sqrt{x}}{y(x)} (\alpha B_{12})^{-1/4} \text{ см}. \quad (41)$$

Как видим, вблизи полюса (при $r \sim R \sim R$) этот пробег мал: $l_e \ll R$.

Квант изгибного излучения испускается по направлению движения частицы (энергия электрона ультрарелятивистская), т.е. в касательном к силовой линии направлении. Он, пройдя некоторое расстояние, когда угол пересечения его направления распространения с соседними магнитными силовыми линиями становится заметным, аннигилируется в e^+e^- - пару. В этом процессе роль третьего тела, обеспечивающего закон сохранения импульса, играет магнитное поле. Свободный пробег кванта для явления аннигиляции в магнитном поле определяется формулой [2,10].

$$l_y = \frac{10^6}{B_1} \exp \left(\frac{1.17 \cdot 10^{14} m_e c^2}{B_1 \hbar \omega} \right). \quad (42)$$

Здесь $B_{\perp} = B \sin\psi$, где ψ — угол между направлением распространения кванта и магнитной силовой линии в точке их пересечения, где происходит акт аннигиляции.

Пусть θ_1 и θ_2 — полярные углы точек рождения и аннигиляции кванта изгибного излучения. Тогда, учитывая, что в канале открытых магнитных силовых линий $\theta \ll 1$ (разумеется только внутри светового цилиндра), легко убедиться в справедливости следующих оценок:

$$l_{\gamma} \approx 2r \frac{\Delta\theta}{\theta}, \quad \psi \approx \frac{3}{2} \Delta\theta, \quad \Delta\theta = \theta_2 - \theta_1.$$

Отсюда получаем

$$l_{\gamma} \approx \frac{4r}{3\theta} \psi = \rho_c \psi, \quad \psi = \frac{l_{\gamma}}{\rho_c}.$$

Очевиден результат, который можно было написать без всякого обоснования. Таким образом,

$$\begin{aligned} B_{\perp} &= B \sin\psi \approx B \frac{l_{\gamma}}{\rho_c} \approx B_s \left(\frac{R}{r}\right)^3 \frac{3\theta}{4r} l_{\gamma} = \\ &= \frac{4.33 \cdot 10^3}{x^{3.5}} l_{\gamma} (\Omega\alpha)^{1/2} B_{12} R_6^{-1/2}. \end{aligned} \quad (43)$$

Здесь мы учли формулу (32) для радиуса кривизны и обозначение (33). Разумеется, B_{\perp} не зависит от угловой скорости, но оно так и есть, ибо параметр $\alpha \sim 1/\Omega$. Просто нам кажется, что запись B_{\perp} в виде (43) является более удобной.

Подставим выражение энергии кванта (40) и выражение (43) для B_{\perp} в (42):

$$l_{\gamma} \approx 15.2 \frac{R_6^{1/4} x^{7/4}}{B_{12}^{1/2} (\alpha\Omega)^{1/4}} \exp\left(\frac{2.64 \cdot 10^3 x^4}{l_{\gamma} y^3(x) \Omega \alpha^{1/4} R_6^{-1/2} B_{12}^{-7/4}}\right). \quad (44)$$

Процессы испускания квантов изгибного излучения высоких энергий и аннигиляций квантов на электрон-позитронные пары особенно бурно происходят в области $1 < x < 7\sqrt{\Omega}$, где справедливо приближение $y \approx x^{-3/4}$. Для этой области из (44) находим

$$l_\gamma \approx \frac{500}{\Omega} \frac{x^4}{y^3} (\alpha R_6^2 B_{12}^7)^{-1/4} \approx \frac{500}{\Omega} x^{25/4} (\alpha R_6^2 B_{12}^7)^{-1/4} \quad (45)$$

Таким образом, радиационные процессы в канале открытых магнитных силовых линий характеризуются тремя пробегами: расстояние от магнитной шапки z_m , на котором энергия электрона достигает наибольшего значения, пробег l_e для испускания электроном кванта изгибного излучения с характерной энергией (40) и пробег для процесса аннигиляции этого кванта. В представляющей наибольший интерес области значений x и при умеренных значениях угловой скорости $l_\gamma > z_m$, $l_\gamma > l_e$, так что общая длина пути от полюса, откуда инжектируется первичный электрон, до места рождения электрон-позитронной пары изгибным квантом равна $l = z_m + l_e + l_\gamma \approx l_\gamma$.

Итак, аннигиляция кванта изгибного излучения на электрон-позитронную пару происходит на расстоянии $r \approx R + z_m + l_e + l_\gamma \approx r_\gamma + l_\gamma$ от центра звезды. Релятивистский параметр частиц в паре равен

$$\begin{aligned} \gamma_\pm(r_\gamma + l_\gamma) &\approx \frac{\hbar \omega_c}{2m_e c^2} \approx 2.55 \cdot 10^6 \frac{y^3(x)}{\sqrt{x}} \sqrt{\Omega} \alpha^{-1/4} R_6 B_{12}^{3/4} \approx \\ &\approx 2.55 \cdot 10^6 \frac{\sqrt{\Omega}}{x^{1/4}} \alpha^{-1/4} R_6 B_{12}^{3/4}. \end{aligned} \quad (46)$$

7. *Возможные источники радиоизлучения пульсара.* После рождения e^+e^- пары, за расстоянием $r \approx r_\gamma + l_\gamma$ электроны ускоряются электрическим полем, а позитроны тормозятся, при этом дальнейшее значение релятивистского множителя частиц определяется формулой

$$\gamma_\pm(r) \approx \gamma_\pm(r_\gamma + l_\gamma) \pm \frac{e}{m_e c^2} \int_{r_\gamma + l_\gamma}^r E_B dr,$$

где верхний знак относится к позитрону, нижний — к электрону (случай $\vec{\mu} \parallel \vec{\Omega}$). В случае соосного ротатора поле E_B определяется формулой (16) и

$$\gamma_\pm(r) \approx \gamma_\pm(r_\gamma + l_\gamma) \mp \frac{e \Omega B_s R^5}{3m_e c^3 (r_\gamma + l_\gamma)^3} \left[1 - \left(\frac{r_\gamma + l_\gamma}{r} \right)^3 \right]. \quad (47)$$

Обсудим это уравнение сначала для расстояний, близких к магнитной шапке. На расстояниях $x_\gamma = r_\gamma/R < 5$ продольное электрическое поле в радиационном канале достаточно сильное, так что позитрон после своего рождения, на сравнительно коротком отрезке расстояния, тормозится до полной остановки, а затем с ускорением движется к магнитному полюсу, по пути набирая достаточную энергию для совершения процессов $e^+ \rightarrow e^+ + \hbar \omega_c$, $\hbar \omega_c \rightarrow e^+ + e^-$. Электрон же, продолжая свое движение наружу, очень скоро приобретает энергию, сравнимую с энергией первичного электрона, и принимает участие в процессах каскадного размножения квантов и частиц.

Теперь обратим внимание на особенность движения позитрона после его рождения. Она состоит в том, что при торможении позитрона, а затем после изменения направления его движения, дважды, на определенных небольших отрезках пути характерная частота его изгибного излучения оказывается в радиодиапазоне. В связи с этим напрашивается мысль о том, что радиоизлучение, может быть, является изгибным излучением соответствующих отрезков потока этих вторичных позитронов. Разумеется, при этой толщине отрезка поток частиц не должен превышать длину излучаемых волн, чтобы излучение было когерентным, и, очевидно, число частиц в отрезке должно быть достаточно большим для того, чтобы обеспечить необходимые радиосветимости. Идея о том, что в качестве когерентного источника радиоволн могут служить, в определенных условиях, отрезки интенсивного потока первичных или вторичных частиц, была выдвинута и апробирована в работе [11] для версий со сравнительно слабыми продольными электрическими полями в радиационном канале, используемыми в работах [1,2]. Теперь требуется исследовать возможность реализации этой идеи для версии с сильным (в $R/h \approx 100$ раз, где h — высота магнитного зазора) продольным электрическим полем E_p , найденным в этой статье.

В (47), пренебрегая $\gamma_+(r)$, находим, на каком расстоянии от места аннигиляции кванта позитрон, теряя кинетическую энергию, изменяет направление своего движения

$$\gamma_+(r_\gamma + l_\gamma) = \frac{e \Omega B_s R^5}{3m_e c^3} \frac{1}{(r_\gamma + l_\gamma)^3} \left[1 - \left(\frac{r_\gamma + l_\gamma}{r_+} \right)^3 \right], \quad (48)$$

где r_+ определяется условием $\gamma_+(r_+) = 1$. Для обсуждаемого вопроса мы имеем дело с расстояниями вблизи магнитной шапки, где $r - R \leq R$. В этой части радиационного канала электрическое поле достаточно сильное и торможение движения позитрона происходит на сравнительно небольшом

отрезке пути после его рождения: $\Delta r_+ = r_+ - (r_\gamma + l_\gamma) \ll r_\gamma + l_\gamma$, поэтому $r_+ \approx r_\gamma + l_\gamma$. Учитывая это обстоятельство, из (48) получаем

$$\Delta r_+ \approx \frac{131}{\sqrt{\Omega}} x_\gamma^{-11/4} \left(x_\gamma + \frac{5 \cdot 10^{-4} x_\gamma^{25/4}}{\Omega \alpha^{1/4} R_6^{1/2} B_{12}^{1/4}} \right)^4 (\alpha B_{12})^{-1/4}. \quad (49)$$

Релятивистский множитель γ_+ позитрона в зависимости от расстояния до места его остановки $\Delta r = r_+ - r$ определяется формулой

$$\gamma_+(r) = \gamma_+(r_+ - \Delta r) \approx \frac{e \Omega B_0 R^5}{m_e c^3 r^4} \Delta r. \quad (50)$$

Таблица 1

ВЕЛИЧИНА Δr_+ (в см) ДЛЯ ТРЕХ ХАРАКТЕРНЫХ ЗНАЧЕНИЙ Ω

x_γ	1	2	3	4	5
Δr_+ (10)	41.4	99.2	174	309	717
Δr_+ (100)	13.1	31.2	52.1	76.3	107
Δr_+ (1000)	4.14	9.86	16.4	23.5	31.2

Подставим это выражение γ_+ в формулу (29) для частоты изгибного радиоизлучения и затем, разрешая полученное уравнение относительно Δr , находим

$$\Delta r \approx \frac{4 \cdot 10^{-3} x^5}{\Omega} \cdot \frac{\omega_0^{1/3}}{B_{12} R_6^{2/3}}, \quad (51)$$

где $\omega_0 \approx 2.5$ соответствует типичной частоте диапазона радиоизлучения, регистрируемого в пульсарах. Следовательно, на расстояниях $r \approx r_+ - \Delta r$, на отрезке пути длиной порядка Δr , позитроны испускают изгибное излучение с частотой, принадлежащей радиодиапазону. Но нужно иметь в виду, что на этих расстояниях мы имеем дело не с отдельными вторичными частицами, а с интен-

сивным потоком позитронов. Протекающий по трубке магнитных силовых линий отрезок Δr этого потока позитронов с релятивистским множителем (50), очевидно, является когерентным источником изгибного радиоизлучения, так как при $x \approx 1$ его длина $\Delta r \leq 2\pi c/\omega$.

Согласно (29) характерная длина волны изгибного излучения частиц

$$\lambda = \frac{16\pi r}{9\gamma^3 \theta} \quad (52)$$

изменяется не только вдоль силовых линий, но и в поперечном направлении при заданном r . Поэтому при выборе когерентно излучающего элемента потока частиц следует накладывать ограничение и на его толщину, т.е. в качестве такого элемента мы должны брать кольцеобразный отрезок потока не только с длиной, не превышающей λ , но и с толщиной колец, не превышающей λ . Число позитронов в таком элементе порядка

$$N \approx 2\pi r \sin \theta \Delta r n(r) \approx 2\pi r \theta \Delta r n(r),$$

где $n(r)$ — плотность позитронов в потоке, а $\theta(r)$ порядка половины угла раствора канала открытых магнитных силовых линий

$$\theta \approx \left(\frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}.$$

С первого взгляда этот угол, кажется, чуть превышает угол $\theta_1 \approx 0.02\pi$ приведенный в (27), однако в качественном отношении можно все-таки согласовать эти соотношения, если учесть их приближенный характер и взять сравнительно большие значения x , например, $x \approx 5$.

Естественно считать, что в условиях наличия мощного продольного электрического поля в радиационный канал из полюса звезды поступает поток первичных электронов (случай $\vec{\mu} \parallel \vec{\Omega}$). Уже вблизи самой магнитной шапки первичный электрон ускоряется до таких высоких ультрарелятивистских энергий, что вызывает радиационные процессы $e \rightarrow e' + \hbar \omega_c$, $\hbar \omega_c \rightarrow e^+ + e^-$ и т.д. Благодаря непрерывной инжекции от полюса электронов, в радиационном канале образуется облако первичных частиц, которое движется вверх с гидродинамической скоростью, близкой к скорости света. Из условия сохранения потока частиц следует, что плотность первичных электронов в облаке равна [1,2]

$$n_o(r) \approx \frac{\Omega B_z}{2\pi e c} \left(\frac{R}{r} \right)^3. \quad (53)$$

Плотность же вторичных частиц (позитронов)

$$n(r) = \eta n_o(r) \approx \eta \frac{\Omega B_z}{2\pi e c} \left(\frac{R}{r} \right)^3,$$

где коэффициент η определяет среднее число позитронов, приходящееся на один первичный электрон. Благодаря бурному каскадному размножению электрон-позитронных пар в нижней части радиационного канала (здесь $l_y \ll R$), очевидно, что $\eta \gg 1$.

Итак, учитывая (51), (52) и (53), для числа позитронов в когерентно излучающем элементе $2\pi r \lambda \theta \Delta r$ потока позитронов, получаем

$$N \approx \eta \frac{1.55 \cdot 10^{21}}{\gamma_+^3} R_6^{4/3} \omega_9^{1/3} x^4. \quad (54)$$

Напомним, что здесь речь идет о расстояниях вблизи магнитной шапки $1 < x \leq 5$. Согласно (50) и (51), релятивистский множитель γ_+ частиц в когерентно излучающем отрезке потока позитронов, генерирующий изгибное радиоизлучение, приблизительно равен

$$\gamma_+ \approx 78 x \omega_9^{1/3} R_6^{1/3}. \quad (55)$$

При $x \approx 3$ имеем $\gamma_+ \approx 234 \omega_9^{1/3}$ и $N \approx 10^{16} \eta \omega_9^{-2/3}$. Как видим, $N > 10^{16}$, поэтому обсуждаемый механизм когерентного изгибного излучения потока вторичных частиц на расстояниях от полюсов $r - R \approx R$ в самом деле реально существует.

Перейдем к обсуждению второго механизма когерентной генерации радиоизлучения. Он обусловлен явлением бунчировки электронно-позитронной плазмы и подробно исследован в работе [2] для варианта сравнительно слабого продольного электрического поля в магнитном зазоре. Эта уникальная ветвь плазменных колебаний возникает тогда, когда через нейтральную плазму проходит быстрый поток заряженных частиц. В случае пульсара предполагается,

что в потоке e^+e^- — плазмы периодические сгущения зарядов могут появляться на частотах, близких к частотам изгибного радиоизлучения частиц на соответствующих расстояниях в радиационном канале.

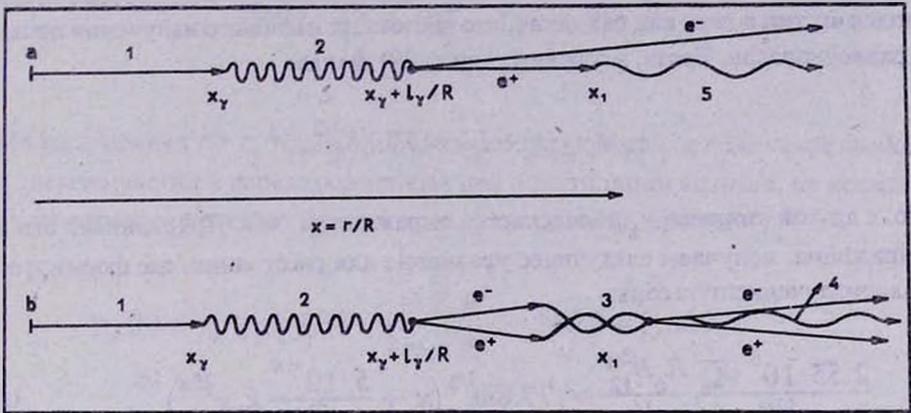


Рис. 2. Схема цепочки процессов, происходящих в радиационном канале, приводящая к образованию радиоизлучения пульсара.

2а. Случай малых расстояний от магнитной шапки: $1 \leq x \leq 5$, где $x = r/R$, а r — расстояние от центра звезды. На расстоянии r_γ первичный электрон 1 испускает квант изгибного излучения 2, который, пройдя путь l_γ , в точке $x_\gamma + l_\gamma/R$, аннигилирует, рождая e^+e^- -пару частиц. Электрон с возрастающей энергией уходит наружу, движение же позитрона тормозится продольным электрическим полем E_D . Точка x_1 — место, в окрестности которой частота изгибного излучения позитрона попадает в радиодиапазон. На этих расстояниях отрезки (с размерами, не превышающими длин радиоволн) потока позитронов содержат очень много частиц, поэтому испускают радиоизлучение когерентным образом. После точки $x = x_\gamma$ линия, изображающая путь первичного электрона, пропущена.

2в. Случай больших расстояний от магнитной шапки: $x_1 \approx 15$. Квант изгибного излучения 2, испущенный первичной частицей 1 в точке $x = x_\gamma$, пройдя расстояние l_γ , аннигилирует, рождая e^+e^- -пару. На этих расстояниях электрическое поле достаточно слабое, поэтому обе частицы в паре по радиационному каналу движутся наружу почти с одинаковой энергией $\hbar \omega \simeq 2$.

Предполагается, что на расстояниях в окрестности точки $x = x_1$, где частота изгибного излучения вторичных частиц попадает в радиодиапазон, происходит бунчировка в потоке электронно-позитронной плазмы (образуются периодические сгущения зарядов, с размерами сгустка порядка радиоволн), благодаря взаимодействию с проходящей через нее менее плотной струей первичных электронов со значительно высокой энергией: $3 \cdot 10^6 < \gamma_{перв} < 2 \cdot 10^7$ (релятивистский множитель частиц плазмы $\gamma_{\pm} \approx 1600$). Бунчи 3 на расстояниях $x = x_1$ когерентно генерируют изгибное радиоизлучение 4. Отдавая всю энергию на формирование радиоизлучения, бунчи распадаются, образуя значительный медленный поток электронно-позитронной плазмы. После точки $x = x_\gamma$ линия, изображающая первичный электрон, пропущена.

Этот механизм формирования радиоизлучения пульсара действует на расстояниях $r \gg R$ от звезды, где энергия вторичных частиц после их рождения не испытывает заметного изменения. Так, рассмотрим ситуацию, когда $r_1 \geq r_\gamma + l_\gamma$ (в соответствии с ранее принятым обозначением r_1 — характерное расстояние области, где происходит формирование радиоизлучения пульсара), т.е. мы ищем такую ситуацию, когда после аннигиляции кванта энергии появившихся частиц в паре как раз такая, что частота их изгибного излучения попадет в радиодиапазон. Тогда, в соответствии с (29), имеем

$$\gamma_1 \equiv \gamma_{\pm}(r_\gamma + l_\gamma) \approx 77.8 \omega_9^{1/3} x_1^{1/3}. \quad (56)$$

Но, с другой стороны, γ_{\pm} определяется выражением (46). Приравнявая эти два выражения, получаем следующее уравнение для расстояния, где формируется радиоизлучение пульсара:

$$\frac{2.55 \cdot 10^6 \sqrt{\Omega} R_6 B_{12}^{3/4}}{x_\gamma^{1/4} \alpha^{1/4}} \approx 77.8 \omega_9^{1/3} \left(x_\gamma + \frac{5 \cdot 10^{-4}}{\Omega} k_1 x^{25/4} \right)^{1/3}. \quad (57)$$

Здесь использована формула (45) для l_γ и $k_1 \equiv (\alpha R_6^2 B_{12}^7)^{-1/4} \approx 1$.

Напомним, что в этом уравнении, в выражении слева, использовано приближение $y(x) \approx x^{-3/4}$, т.е. речь идет о расстояниях $x \leq 7\sqrt{\Omega}$. Удовлетворяющие уравнению (57) значения x_γ такие, что $l_\gamma \gg r_\gamma$, поэтому, справа, в скобках, опуская первое слагаемое, получаем

$$x_\gamma \approx 14.5 \left(\frac{\Omega^5}{\omega_9^2} \right)^{1/29} k_2, \quad (58)$$

где $k_2 = R_6^{7/29} B_{12}^{8/29} \alpha^{-2/29} \approx 1$. В соответствии с этим результатом мы имеем следующую характеристику места генерации радиоизлучения пульсара:

$$\begin{aligned} r_1 \approx l_\gamma &\approx 9.07 \cdot 10^9 \Omega^{9/116} \omega_9^{-25/58} R_6^{175/116} B_{12}^{50/29} \alpha^{-25/58} \text{ см}, \\ \gamma_1 \approx \gamma_{\pm} &\approx 1632 \Omega^{3/116} \omega_9^{1/58} \alpha^{-7/116} R_6^{39/116} B_{12}^{-1/116}, \\ r_\gamma &\approx 1.45 \cdot 10^7 \Omega^{5/29} \omega_9^{-2/29} \alpha^{-1/29} R_6^{36/29} B_{12}^{8/29}. \end{aligned} \quad (59)$$

На расстояниях $r \approx r_1 \approx 9 \cdot 10^9$ см энергия частиц в первичном потоке определяется последним выражением в (36):

$$\gamma_{перо} = \begin{cases} 1.5 \cdot 10^7, & \Omega = 5, \\ 8.4 \cdot 10^6, & \Omega = 30, \\ 5.8 \cdot 10^6, & \Omega = 100, \\ 2.9 \cdot 10^6, & \Omega = 1000. \end{cases}$$

На расстояниях $r > r_\gamma + l_\gamma \approx r_1$ продольное электрическое поле такое слабое, что энергия частиц в парах, рожденных при аннигиляции квантов, не испытывает заметного изменения. В самом деле, согласно (47), при $r \gg r_1$

$$\gamma_{\pm}(r) \approx \gamma_{\pm}(r_\gamma + l_\gamma) \mp \frac{e \Omega B_p R^5}{3 m_e c^3 r_1^3} \approx 1632 \mp 0.009 \Omega^{0.77}.$$

Итак, в радиационном канале при $r \approx 9 \cdot 10^9$ имеется поток e^+e^- -плазмы (приблизительно с одинаковой энергией электронов и позитронов) с $\gamma_{\pm} \approx 1600$, через который проходит менее плотная струя "первичных" электронов (со скоростью, близкой к скорости света относительно плазмы) со значением γ параметра в интервале $3 \cdot 10^6 \leq \gamma \leq 1.5 \cdot 10^7$. Согласно работе [2], в такой ситуации в электронно-позитронной плазме должны образоваться периодические заряженные сгустки (бунчи). В системе покоя плазмы характерный размер бунча порядка $l \sim 2\pi c/\omega_p$, где ω_p — плазменная частота, которая примерно такая же, как и частота радиоволн. В каждом бунче содержится огромное число частиц $Z \approx 10^{17}$ с одинаковым зарядом: заряд бунча $Q \approx eZ$. Поэтому в своем движении по силовым линиям магнитного поля эти заряженные сгустки испускают когерентным образом изгибное радиоизлучение. Дальнейшую детализацию мы не считаем целесообразной, поскольку этот механизм формирования радиоизлучения подробно обсужден в работе [2].

8. Заключение. В приближении допущения о вмороженности магнитного поля в плазме (в звезде и ее магнитосфере) определено взаимосогласованное электрическое поле в нейтронной звезде, в ее магнитосфере (область замкнутых магнитных силовых линий) и в радиационном канале (область открытых магнитных силовых линий). Для теории радиоизлучения пульсара особый интерес

представляет продольное электрическое поле E_B в радиационном канале. Оно примерно в 100 раз сильнее, чем то, которое предполагается в работах [1,2].

Отдельно исследованы случаи соосного и косоого ротаторов. В случае соосного ротатора продольное электрическое поле в радиационном канале определяется формулой (16), а в случае косоого ротатора — формулой (26). В вопросе радиоизлучения пульсара нет принципиального различия между этими случаями, поскольку характерное время, необходимое для развития полного цикла процессов, приводящих к формированию радиоизлучения, меньше периода пульсара (в случае первого источника радиоизлучения можно сказать, что значительно меньше). Поэтому при построении теории без ущерба для дела можно исходить из модели соосного ротатора для вращающейся нейтронной звезды.

Рассмотрены движения частиц (первичных и вторичных) и основные радиационные процессы (испускание частицей кванта изгибаемого излучения $e \rightarrow e' + \hbar \omega_c$ и аннигиляция кванта $\hbar \omega_c \rightarrow e^+ + e^-$). В радиационном канале зависимость энергии первичной частицы от расстояния до центра звезды определяется формулами, приведенными в (36).

Исследованы возможные источники радиоизлучения пульсара. Показано, что в качестве когерентного источника радиоизлучения пульсара могут служить отдельные отрезки (с размерами меньше или порядка длины излучаемых волн) потока позитронов (в случае, когда магнитная ось параллельна оси вращения) в радиационном канале на сравнительно близких расстояниях от полюса $R \leq r \leq 5R$: где R — радиус звезды.

Другим возможным когерентным источником радиоизлучения пульсара является изгибаемое излучение сгустка зарядов (бунчи), которые в принципе могут образоваться в потоке электронно-позитронной плазмы при прохождении через него струи первичных частиц значительно высокой энергии (релятивистский множитель частиц плазмы $\gamma_{\pm} \approx 1630$, а для первичных электронов $\gamma \approx 3 \cdot 10^6 + 2 \cdot 10^7$) на расстояниях $r \sim 10^{10}$ см. Здесь речь идет об известном эффекте бунчировки, возникающем при двухпоточковой неустойчивости в нейтральной холодной плазме.

ON THE PROBLEM OF RADIORADIATION OF PULSARS

G.S.SAHAKIAN, E.V.CHUBARIAN

The mutual consistent electrical field in neutron star, in its magnetosphere (the region of closed magnetic field lines) and in the radiation channel (channel of the open magnetic field lines) is defined for the aligned and skewed rotators in suggestion, that the star is homogeneously magnetized, and out of it up to the light cylinder the magnetic field has dipole character. At acute angles of inclination of magnetic axis respect to the axis of rotation in the question of radoradiation of pulsar there is no principle difference between the models of aligned and skewed rotators, because longitudinal electrical field E_B in the radiation channel in both cases is approximately the same and the characteristic time of the full circle of the processes, which bring to the formation of the radoradiation less than the star's rotation period. It is established, that, in principle, there exist two different channels formation of radoradiation of pulsars. First — it is a coherent radiation of small length of secondary particles flux, (positrons, when $\vec{\mu} \uparrow \uparrow \vec{\Omega}$ and electrons, when $\vec{\mu} \uparrow \downarrow \vec{\Omega}$, where $\vec{\mu}$ is the magnetic moment of the star, $\vec{\Omega}$ — its angular velocity) in the bottom part of the radiation channel ($r-R \sim R$, where R — radius of the star). Second — it is the coherent radiation of a periodical clusters of charges (bunches), which in principle, can be formed in the flux electron-positron plasma at the distance of $r \sim 10^{10}$ cm in the radiation channel by passing the streams of primary electrons through it.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.A. Sturrock, *Astrophys. J.*, 164, 529, 1971.
2. M.A. Ruderman, P.G. Sutherland, *Astrophys. J.*, 196, 51, 1975.
3. В.С. Бескин, А.В. Гуревич, Я.Н. Истомин, *Ж. Эксперим. и теор. физ.*, 58, 401, 1983.
4. V.S. Beskin, A.V. Gurevich, Ya.N. Istomin, *Astrophys. Space Sci.*, 102, 301, 1984.
5. V.S. Beskin, A.V. Gurevich, Ya.N. Istomin, *Astrophys. Space Sci.*, 146, 205, 1988.
6. Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике*, Наука, М., 1970.
7. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
8. Г.С. Саакян, *Астрофизика*, 36, 87, 1993.
9. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М., 1967.
10. T. Erber, *Rev. Mod. Phys.*, 38, 626, 1966.
11. Г.С. Саакян, *Астрофизика*, 36, 516, 1993.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 37

МАЙ, 1994

ВЫПУСК 2

УДК: 520.82

B, V — ФОТОМЕТРИЯ Mrk 421 (B2 1101+38) В 1982—1991гг.

В.А.ГАГЕН-ТОРН, Н.Н.ДРОЗДОВА, В.А.ЯКОВЛЕВА

Поступила 15 февраля 1994

Принята к печати 25 февраля 1994

Приводятся результаты фотоэлектрических B, V — наблюдений Mrk 421 в 1982—1991гг. Найдено, что зависимость средних за сезон показателей цвета $B-V$ от величин B можно объяснить в рамках двухкомпонентной модели (подстилающая галактика + переменный точечный источник). Установлено, что показатель цвета $(B-V)_{var}$ переменного источника не изменяется, а наблюдаемая переменность показателя цвета обусловлена изменением вклада переменного источника в суммарный поток.

1. *Введение.* Радиоисточник B2 1101+38 (Mrk 421), отождествленный с эллиптической галактикой с $z = 0.0308$, был включен в выполнявшуюся в Астрономической обсерватории Ленинградского университета программу поляризационных и фотометрических наблюдений компактных внегалактических объектов в 1974г., когда было установлено, что в оптической области спектр его чисто непрерывный [1], а излучение поляризовано и переменное [2]. На основании этих данных Mrk 421 был отнесен к объектам типа BL Lac.

Результаты наблюдений BL Lac за 1974—1982гг. опубликованы в работе [3], в которой было показано, что объект становится более голубым при возрастании блеска, а наблюдаемую среднюю зависимость показателя цвета $B-V$ от блеска B можно объяснить в рамках двухкомпонентной модели (галактика + переменный точечный источник), если считать, что $B_{gal} \approx 15.5$, ее показатель цвета $(B-V)_{gal} \approx 1.0$, а показатель цвета переменного компонента $(B-V)_{var} \approx 0.3$. Было отмечено, что существуют небольшие изменения цвета переменного компонента от сезона к сезону, поскольку в разные сезоны при

одном и том же блеске наблюдаемый показатель цвета $B-V$ уклоняется от среднего значения в разные стороны.

Фотометрические наблюдения Мгк 421 были продолжены и их результаты за 1982—1991 гг. публикуются в настоящей статье.

2. Результаты наблюдений. Аппаратура, методика наблюдений и обработки не претерпели изменений по сравнению с описанными в [3]. Наша фотометрическая система близка к системе B, V Джонсона (поправки при переходе к стандартной системе не превышают $0^m.01 - 0^m.02$). Наблюдения выполнялись дифференциально относительно звезды сравнения BD +39° 2407, для которой принято $B = 10^m.51$, $B-V = +0^m.09$. Большая часть наблюдений выполнена с диафрагмой диаметром 26'' 7.

Результаты наблюдений приведены в третьем и четвертом столбцах табл. 1. Точность этих данных $0^m.02 - 0^m.04$.

3. Анализ наблюдательных данных. а) Общйй характер переменности. Кривая блеска Мгк 421 в полосе B и изменения показателя цвета $B-V$ представлены на рис. 1. Его рассмотрение показывает, что в изменениях блеска в 1982—1991 гг. присутствует волна с характерным временем переменности около 8 лет и амплитудой $\approx 1^m$. Ранее наличие такой волны для этого же интервала времени было отмечено С. Кикучи [4] (детальное сопоставление фотометрических данных затруднено из-за различий в диафрагмах, с которыми велись наблюдения). Используя данные нашей работы [3], С. Кикучи указал также, что аналогичная волна наблюдалась и в 1974—1982 гг. Является ли такое совпадение случайным или свидетельствует о периодичности изменений блеска, пока сказать невозможно — нужны дальнейшие наблюдения.

Рис. 1 определенно подтверждает сделанное нами в [3] заключение о связи между изменениями блеска и цвета объекта. На цветовой кривой также видна волна, свидетельствующая о том, что при уменьшении блеска объект становится более красным.

Поскольку ошибки индивидуальных наблюдений и возможные изменения на малых характерных временах несколько маскируют эти изменения, нами были сопоставлены средние за сезон значения блеска и цвета. При усреднении мы сначала переходили к потокам, затем находили средние значения потоков в полосах B и V , а затем возвращались к звездным величинам. При этих переходах использовалась абсолютная калибровка B, V величин из работы [5], которую мы считаем наиболее надежной (обсуждение см. в [6]). Из [5] следует, что связь между потоками в мЯн и величинами дается формулами:

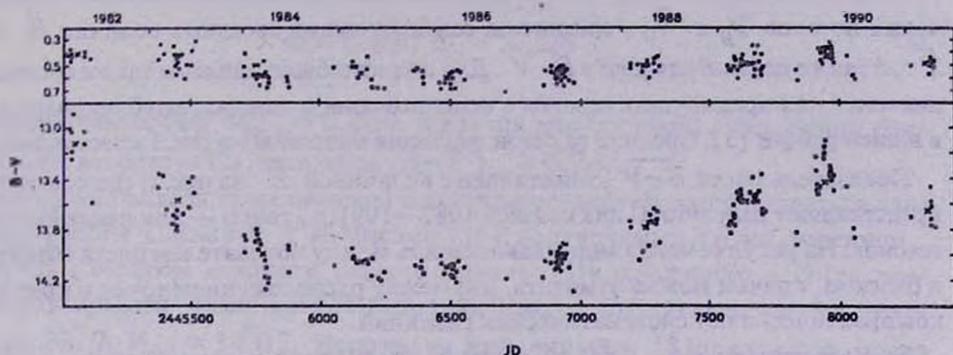


Рис.1. Изменения блеска и цвета Mrk 421 в 1982—1991 гг. Крестики — средние за сезон значения.

$$\lg \Phi_B = 6.591 - 0.4B \quad (1)$$

$$\lg \Phi_V = 6.561 - 0.4V$$

Для связи между отношением потоков и показателем цвета из (1) получаем:

$$\lg \Phi_B / \Phi_V = 0.030 - 0.4 (B - V). \quad (2)$$

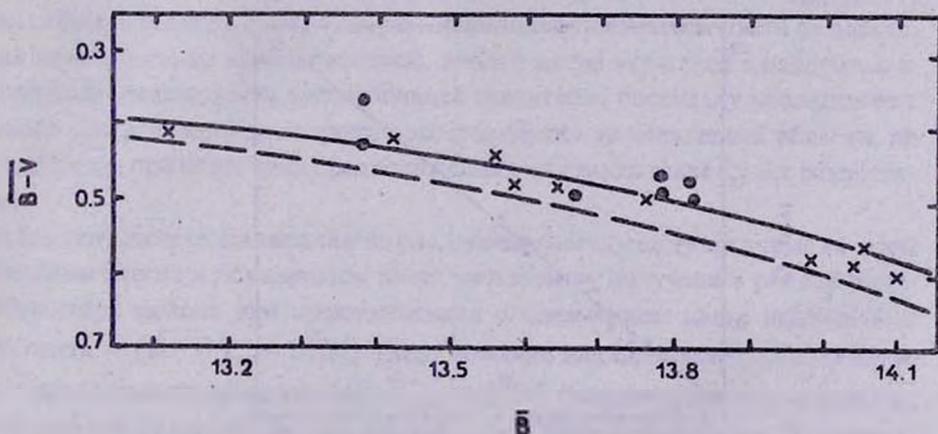


Рис.2. Связь между средними за сезон значениями блеска и цвета. Крестики — величины, найденные по результатам этой работы, точки — величины для предыдущих сезонов, найденные по данным работы [3]. Штриховая кривая — представление при $B_{gal} = 15.12$, сплошная — при $B_{gal} = 15.30$; в обоих случаях показатель цвета переменного компонента $(B - V)_{var} = 0.24$.

Результаты представлены в табл.2, дающей для каждого сезона средние значения потоков $\bar{\Phi}_B$ и $\bar{\Phi}_V$, средние за сезон значения звездных величин \bar{B} и \bar{V} , а также показателя цвета $B-\bar{V}$. Для полноты были найдены также средние значения для предыдущих сезонов с использованием данных, опубликованных в нашей работе [3]. Средние за сезон значения нанесены на рис.1 крестиками.

Показатель цвета $B-\bar{V}$ сопоставлен с величиной \bar{B} на рис.2, где крестики представляют результаты для сезонов 1982—1991гг., точки — для предыдущих сезонов. На рисунке четко видна зависимость между показателем цвета объекта и блеском, причем можно отметить, что между расположением точек и крестиков практически нет систематических различий.

б) *Интерпретация.* Для объяснения полученной в предыдущем разделе зависимости в рамках двухкомпонентной модели, сопоставим приведенные в табл.2 значения потоков $\bar{\Phi}_B$, найденные для разных сезонов, с соответствующими значениями потоков $\bar{\Phi}_V$. Рис.3 дает графическое представление зависимости между этими потоками. Видно, что и точки, и крестики (обозначения такие же, как на рис.2) располагаются на графике вдоль одной и той же прямой линии. Согласно Я.Холоневскому [7] это означает, что цвет переменного компонента остается неизменным, причем угловой коэффициент прямой дает отношение потоков переменного источника $(\bar{\Phi}_B/\bar{\Phi}_V)_{var}$, по которому с помощью формулы (2) можно найти его показатель цвета $(B-\bar{V})_{var}$.

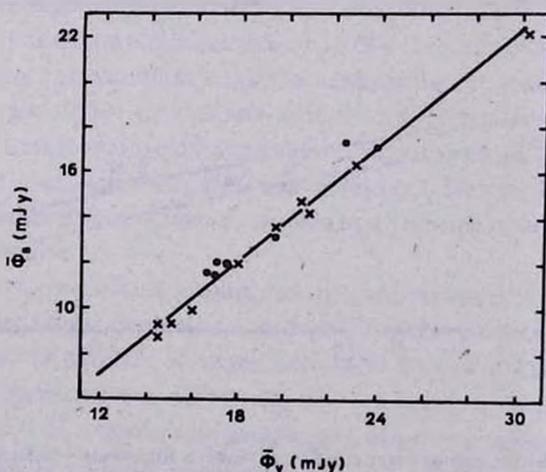


Рис.3. Сопоставление средних за сезон значений потоков в полосах В и V. Обозначения те же, что на рис.2. Прямая проведена методом ортогональной регрессии.

Проведение прямой методом ортогональной регрессии дает следующее уравнение:

$$\bar{\Phi}_B = 0.860 \bar{\Phi}_V - 3.226 \quad (3)$$

Следовательно, $(\bar{\Phi}_B / \bar{\Phi}_V)_{var} = 0.860$, и для показателя цвета переменного компонента, используя (2), получаем $(B - V)_{var} = 0^m.24$.

Для учета вклада галактической попошки попробуем воспользоваться данными работы С.Киучи и Й.Миками [8], полученными по наблюдениям Mrk 421 с набором диафрагм разного диаметра. Из найденного в [8] распределения яркости подстилающей галактики (рис.1 в [8]) следует, что для диафрагмы $26''.7$, $V_{gal} = 14^m.07$. Используя найденный в [8] показатель цвета галактики $(B - V)_{gal} = 1^m.05$, получим $B_{gal} = 15^m.12$. Имея эти данные о галактике и показателе цвета переменного компонента, легко рассчитать ожидаемую при наблюдениях зависимость показателя цвета $B - V$ от величины \bar{B} . Результаты даются штриховой кривой на рис.2.

Видно, что эта кривая плохо представляет наблюдаемые точки. Сплошная кривая дает расчетную зависимость для тех же значений показателей цвета, но при величине $B_{gal} = 15^m.30$. Она достаточно хорошо представляет наблюдаемую зависимость между средними за сезон значениями показателей цвета $B - V$ и величин \bar{B} .

Мы видим, что сравнительно небольшое различие в величине B_{gal} ($0^m.18$) очень сильно влияет на вычисленную зависимость показателя цвета от блеска. Такая неточность, по нашему мнению, вполне могла вкратиться в найденное в [8] распределение яркости подстилающей галактики, поскольку наблюдения с разными диафрагмами дают форму распределения во внеядерной области, по которой потом при некоторых предположениях восстанавливается все распределение.

Итак, соответствующая волнам на рис.1 зависимость между средними за сезон значениями блеска и показателем цвета может быть получена в рамках двухкомпонентной модели при предположении о неизменном цвете переменного компонента — $(B - V)_{var} = 0^m.24$, блеск которого накладывается на излучение галактики с показателем цвета $(B - V)_{gal} = 1^m.05$ (характерным для гигантских эллиптических галактик) и величиной $B_{gal} = 15^m.30$ (в диафрагме диаметром $26''.7$).

При постоянной Хаббла 50 км/с/Мпк и использовании для нахождения апертурной поправки кривой нарастания блеска для ярчайших галактик скоплений, опубликованной А.Сандейджем [9], для абсолютной величины галактики по

изофоте $26^m/\text{кв.}''$ получаем $M_V^{26} = -22^m.8$, что, действительно, соответствует гигантской эллиптической галактике.

4. *Заключение.* Резюмируем основные результаты работы.

а) Выполнены фотометрические B , V — наблюдения блазара Mrk 421 (B2 1101+38), охватывающие период времени с 1982г. по 1991г.

б) Подтверждено существование связи между наблюдаемыми изменениями блеска и цвета объекта, найденной в предыдущей работе авторов [3]. При уменьшении блеска объект краснеет.

в) Показано, что цвет переменного компонента в среднем остается неизменным: $(\overline{B-V})_{\text{вар}} = 0^m.24$.

г) Наблюдаемая зависимость между средними за сезон показателями цвета $\overline{B-V}$ и величинами \overline{B} объяснена в рамках двухкомпонентной модели (подстилающая галактика с $B = 15^m.30$ в диафрагме диаметром $26''.7$ и переменный по потоку точечный источник с $(\overline{B-V})_{\text{вар}} = 0^m.24$).

д) Наблюденный в [8] цвет и полученная нами оценка абсолютной величины подстилающей галактики ($M_V^{26} = -22^m.8$) свидетельствуют о том, что это гигантская эллиптическая галактика.

Детальный анализ фотометрического поведения объекта в разные сезоны будет дан в отдельной статье.

В.А.Гаген-Торн и В.А.Яковлева благодарны Американскому астрономическому обществу за финансовую поддержку в 1993г.

Санкт-Петербургский государственный университет

B, V PHOTOMETRY OF Mrk 421 (B2 1101+38) DURING 1982—1991

V.A.HAGEN-THORN, N.N.DROZDOVA, V.A.YAKOVLEVA

The results are given of the photoelectric B , V observations of Mrk 421 during 1982—1991. It is found that the observed dependence between averaged within a year color indexes $B-V$ and brightnesses B may be explained in the frame of two-component model (host galaxy + variable point source). The color index $B-V$ of

the variable source is found to be unchanged, the observed variability of color index being due to variations of the source contribution to the total flux.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.-H. Ulrich*, *Astrophys. J., Lett.*, **14**, 89, 1973.
2. *В.А. Гаген-Торн, Е.В. Семенова*, *Астрон. циркуляр*, №838, 1, 1974.
3. *В.А. Гаген-Торн, С.Г. Марченко, Р.И. Смахачева, В.А. Яковлева*, *Астрофизика*, **19**, 199, 1983.
4. *S. Kikuchi*, In "Variability in Blazars", E. Valtaoja, M. Valtonen eds., Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1992, P. 289.
5. *S.L.O'Dell, J.J. Pushell, W.A. Stein et al.*, *Astrophys. J.*, **224**, 22, 1978.
6. *В.А. Гаген-Торн, С.Г. Марченко, О.В. Михайчук*, *Астрофизика*, **32**, 429, 1990.
7. *J. Choloniewski*, *Acta Astron.*, **31**, 293, 1981.
8. *S. Kikuchi, Y. Mikami*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **39**, 237, 1987.
9. *A.R. Sandage*, *Astrophys. J.*, **173**, 485, 1972.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

ДАТА	J,D 2440000 +	B	B - V
1	2	3	4
1982			
24-25.2	5025.44	13.00	+0.37
25-26.2	5026.35	13.02	+0.41
26-27.2	5027.37	12.87	+0.41
04-05.3	5033.52	13.23	+0.46
05-06.3	5034.57	13.18	+0.40
22-23.4	5082.35	13.11	+0.43
25-26.4	5085.42	13.01	+0.38
20-21.5	5110.28	13.57	+0.44
1983			
05-06.2	5371.15	13.15	+0.44
07-08.2	5373.50	13.35	+0.33
21-22.2	5387.51	13.34	+0.43
21-22.2	5387.58	13.38	+0.39
07-08.3	5401.38	13.63:	+0.55:
05-06.4	5430.40	13.68	+0.35
07-08.4	5432.46	13.76	+0.42
12-13.4	5437.38	13.70	+0.50
13-14.4	5438.33	13.76	+0.58
15-16.4	5440.36	13.79	+0.52
18-19.4	5443.38	13.64	+0.47
09-10.5	5464.30	13.67	+0.42
03-04.6	5489.30	13.62	+0.49
08-09.6	5494.31	13.14	+0.49

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4
15-16.6	5501.22	13.38	+0.37
28-29.6	5514.26	13.51	+0.31
1984			
03-04.1	5703.51	13.97	+0.59
05-06.1	5705.59	13.81	+0.51
09-10.1	5709.59	13.87	+0.42
20-21.2	5751.28	13.79	+0.50
21-22.2	5752.31	13.84	+0.57
23-24.2	5754.39	13.87	+0.57
24-25.2	5755.42	13.86	+0.49
25-26.2	5756.40	13.94	+0.61
05-06.3	5765.46	13.90	+0.65
22-23.3	5782.39	14.03	+0.47
29-30.3	5789.40	14.10	+0.56
30-31.3	5790.40	14.17	+0.59
31.3-1.4	5791.41	14.27	+0.68
03-04.4	5794.35	14.20	+0.64
04-05.4	5795.40	14.17	+0.60
22-23.6	5874.30	13.91	+0.61
23-24.6	5875.27	13.92	+0.63
24-25.6	5876.26	14.13	+0.67
15-16.12	6050.53	14.07	+0.51
1985			
23-24.2	6120.44	13.94	+0.46
01-02.3	6126.55	13.99	+0.50
02-03.3	6127.57	14.01	+0.50
14-15.3	6139.45	14.06	+0.60
17-18.4	6173.34	14.03	+0.43

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4
18-19.4	6174.36	14.04	+0.53
09-10.5	6195.30	14.02	+0.62
10-11.5	6196.24	14.15	+0.67
11-12.6	6228.28	14.18	+0.68
23-24.6	6240.30	14.13	+0.68
22-23.10	6361.58	14.27	+0.53
23-24.10	6362.56	14.08	+0.52
14-15.11	6384.56	14.03	+0.54
15-16.11	6385.49	14.10	+0.60
21-22.11	6391.56	14.13	+0.65
1986			
07-08.2	6469.50	14.06	+0.64
08-09.2	6470.38	13.99	+0.68
18-19.2	6480.52	14.13	+0.63
10-11.3	6500.42	14.15	+0.65
11-12.3	6501.40	14.07	+0.60
13-14.3	6503.31	14.08	+0.68
14-15.3	6504.42	14.09	+0.56
16-17.3	6504.55	14.08	+0.55
18-19.3	6508.48	14.17	+0.55
29-30.3	6519.29	14.20	+0.68
07-08.4	6528.22	14.11	+0.55
12-13.4	6533.37	14.04	+0.55
05-06.5	6556.26	14.09	+0.62
14-15.10	6718.58	14.18	+0.70
1987			
28.2-01.3	6855.49	14.18	+0.66
07-08.3	6862.50	14.04	+0.54

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4
29-30.3	6884.48	13.97	+0.55
31.3-01.4	6886.47	14.06	+0.51
17-18.4	6903.34	13.99	+0.60
20-21.4	6906.37 ¹	14.27	+0.52
20-21.4	6906.42	14.05	+0.58
21-22.4	6907.29	13.97	+0.65
22-23.4	6908.30	14.10	+0.56
26-27.4	6912.30	13.94	+0.53
27-28.4	6913.32	14.07	+0.61
02-03.5	6918.35	14.10	+0.56
04-05.5	6920.40	14.12	+0.51
05-06.5	6921.42	14.05	+0.61
16-17.5	6932.33	13.90	+0.56
18-19.5	6934.35	13.99	+0.56
19-20.5	6935.34	14.02	+0.66
23-24.5	6939.34	13.90	+0.55
26-27.5	6942.32	13.98	+0.59
05-06.6	6952.27	14.10	+0.61
24-25.6	6971.30	14.28	+0.63
1988			
18-19.1	7179.44 ²	13.90	+0.46
18-19.1	7179.55	13.77	+0.51
19-20.1	7180.41	13.73	+0.50
21-22.1	7182.55	13.73	+0.49
07-08.3	7228.21	14.04	+0.49
16-17.3	7237.25	13.77	+0.55
07-08.4	7259.33	13.93	+0.60
08-09.4	7260.33	13.74	+0.45

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4
12-13.4	7264.36	13.69	+0.50
17-18.4	7269.42	13.75	+0.50
05-06.5	7287.28	13.63	+0.49
09-10.5	7291.36	13.76	+0.55
12-13.5	7294.33	13.73	+0.44
14-15.5	7296.27	13.65	+0.43
20-21.5	7302.33	13.90	+0.51
1989			
24-25.2	7582.25	13.77	+0.53
25-26.2	7583.28	13.84	+0.50
02-03.3	7588.34	13.74	+0.54
04-05.3	7590.49	13.69	+0.51
05-06.3	7591.44	13.72	+0.45
06-07.3	7592.39	13.61	+0.46
09-10.3	7615.43	13.56	+0.54
02-03.4	7619.36	13.52	+0.52
03-04.4	7620.45	13.54	+0.48
04-05.4	7621.36	13.57	+0.46
05-06.4	7622.39	13.55	+0.41
06-07.4	7623.26	13.49	+0.49
09-10.5	7656.36	13.51	+0.48
23-24.5	7670.30	13.39:	+0.35:
25-26.5	7672.34	13.59	+0.49
29-30.5	7676.34	13.55	+0.40
30-31.5	7677.34	13.52	+0.58
01-02.6	7679.27	13.53	+0.54
03-04.6	7681.34	13.50	+0.35:
05-06.6	7683.28	13.57	+0.47

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4
21-22.6	7699.27	13.35	+0.55
25-26.6	7703.29	13.69	+0.58
26-27.6	7704.28	13.65	+0.52
27-28.6	7705.27	13.66	+0.40
05-06.11	7836.56	13.82	+0.53
06-07.11	7837.53	13.92	+0.62
1990			
23-21.1	7915.46	13.23	+0.36
24-25.1	7916.45	13.33	+0.36
25-26.1	7917.41	13.50	+0.41
26-27.1	7918.43	13.45	+0.47
29-30.1	7921.51	13.52	+0.48
03-04.2	7926.59	13.47	+0.40
22-23.2	7945.37	13.20	+0.36
24-25.2	7947.46	13.16	+0.36
26-27.2	7949.33	13.24	+0.39
27-28.2	7950.45	13.10	+0.36
16-17.3	7967.34	13.32	+0.31:
17-18.3	7968.34 ¹	13.33	+0.36
19-20.3	7970.46	13.36	+0.38
20-21.3	7971.33	13.38	+0.46
21-22.3	7972.37	13.40	+0.43
21-22.3	7972.46	13.37	+0.42
25-26.3	7976.33	13.49	+0.48
30-31.3	7981.50 ¹	13.33	+0.47
18-19.5	8030.28	13.47	+0.42
26-27.5	8038.34 ¹	13.61:	+0.54:
20-21.6	8063.28	13.79	+0.58

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4
23-24.6	8066.29	13.86	+0.59
1991			
09-10.1	8266.42 ¹	13.63	+0.50
12-13.1	8269.19 ¹	13.66	+0.49
23-24.1	8280.55	13.70	+0.51
05-06.4	8352.27	13.77	+0.57
06-07.4	8353.36	13.61	+0.45
07-08.4	8354.32	13.58	+0.46
09-10.4	8356.32	13.46	+0.46
10-11.4	8357.33	13.72	+0.49
19-20.4	8366.35	13.78	+0.50

Примечание. 1 — диафрагма 19'', 2 — диафрагма 13.5.

Таблица 2

СРЕДНИЕ ЗА СЕЗОН ПОТОКИ,
ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА

СЕЗОН	$\bar{\Phi}_B$ МЯН	$\bar{\Phi}_r$ МЯН	\bar{B}	\bar{V}	$\overline{B-V}$
1974 — 75	17.48	22.54	13.38	13.02	0.36
1975 — 76	13.45	19.70	13.66	13.17	0.49
1976 — 77	11.97	17.58	13.78	13.29	0.49
1978	12.00	17.14	13.78	13.32	0.46
1979	11.46	16.87	13.83	13.33	0.50
1980	11.61	16.59	13.82	13.35	0.47
1981	17.26	23.99	13.38	12.95	0.42
1982	22.29	30.36	13.11	12.70	0.41
1983	14.75	20.61	13.56	13.12	0.44
1984	9.98	15.89	13.98	13.40	0.58
1984 — 85	9.32	14.58	14.05	13.49	0.56
1985 — 86	8.92	14.47	14.10	13.50	0.60
1986 — 87	9.41	15.08	14.04	13.46	0.58
1988	12.13	17.94	13.77	13.27	0.50
1989	14.39	20.97	13.58	13.10	0.48
1989 — 90	16.64	22.97	13.42	13.00	0.42
1991	13.46	19.72	13.65	13.17	0.48

УДК: 524.6

СЕГРЕГАЦИЯ ГАЛАКТИК РАЗНЫХ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ В ГРУППАХ

А.П.МАГТЕСЯН, В.Г.МОВСЕСЯН

Поступила 24 января 1994
Принята к печати 3 мая 1994

Изучены группы галактик для выявления сегрегаций галактик разных морфологических типов по их положениям относительно центров групп и по их пекулярным скоростям внутри групп. Получены следующие результаты: а) Средние расстояния галактик относительно центров групп постепенно увеличиваются при переходе от эллиптических к линзовидным и спиральным галактикам. Однако спиральные галактики ранних и поздних подтипов по этому параметру не отличаются. б) Эллиптические, линзовидные и спиральные галактики в группах имеют статистически не отличающиеся друг от друга пекулярные лучевые скорости. Однако по этому параметру отличаются спиральные галактики ранних и поздних подтипов. Первые имеют меньшую среднюю пекулярную скорость, чем последние.

1. Введение. В статье [1] изучена зависимость относительного количества галактик разных морфологических типов от таких глобальных характеристик окружения в группах, как количество галактик в системе, среднее попарное расстояние между галактиками, средняя пространственная плотность светящейся массы и дисперсия лучевых скоростей галактик. Обнаружено, что частота встречаемости галактик разных морфологических типов является функцией от количества галактик в системе, но она не зависит от остальных отмеченных характеристик окружения.

Интересно выяснить, отличаются ли галактики разных морфологических типов по их положениям относительно центров групп и по их пекулярным скоростям внутри групп?

Исследование зависимости относительного количества галактик разных морфологических типов от расстояния до центра в скоплениях производилось многократно (например, [2-5]). В этих работах установлено, что относительное

количество спиральных галактик увеличивается с удалением от центров скоплений. Некоторые исследователи нашли подобную сегрегацию также внутри семейства спиральных галактик как в скоплениях, так и в группах галактик (например, [6,7]).

В настоящей заметке изучены группы галактик для выявления сегрегации галактик разных морфологических типов по их положениям относительно центров групп и по их пекулярным скоростям внутри групп. Для этой цели использован список групп галактик, выявленных по новому, физически обоснованному методу [8—10], на основе выборки CfA—обзора красных смещений [11].

Как и в заметке [12] (где авторами изучены сегрегации галактик разных светимостей и масс по их положениям и по их пекулярным скоростям внутри групп), исследуются группы галактик с количеством членов от 6 до 18 и с расстоянием от нас от 3 до 80 Мпк. В каждой группе сделаны следующие преобразования физических параметров галактик:

а) Пекулярные лучевые скорости галактик внутри группы разделены на дисперсию скоростей галактик. Полученный новый параметр δV во всех группах будет иметь распределение с одинаковой единичной дисперсией.

б) Расстояния (вернее их проекции на небесную сферу) галактик до геометрического центра (в дальнейшем просто центра) группы разделены на их средние по группе значения. Полученный новый параметр δR_c во всех группах будет иметь среднее значение, равное единице.

После этих преобразований все группы собраны в единую объединенную группу, в которую каждая галактика входит своими новыми параметрами δV и δR_c . Эти безразмерные параметры в дальнейшем для простоты будем по-прежнему называть скоростями и расстояниями.

Морфологические типы галактик взяты из CfA—каталога [11], где их кодирование произведено по Вокулеру [13] с некоторыми добавлениями:

— $6 \leq T \leq -4$ — эллиптические галактики,

— $3 \leq T \leq -1$ — линзовидные галактики,

$0 \leq T \leq 9$ — спиральные галактики,

$T = 10$ — иррегулярные галактики,

$T = -7$ — неклассифицированные эллиптические галактики,

$T = 20$ — неклассифицированные спиральные галактики,

$T = 15$ — пекулярные или неклассифицированные галактики.

2. Результаты. Для изучения сегрегации морфологических типов все множество галактик объединенной группы мы разделили на четыре части

$-7 \leq T \leq -4$ (эллиптические галактики), $-3 \leq T \leq -1$ (линзовидные галактики), $0 \leq T \leq 2$ (ранние спирали), $3 \leq T \leq 10$ (поздние спирали плюс иррегулярные). Для этих множеств найдено среднее значение от модулей пекулярных лучевых скоростей δV_m и среднее значение расстояний от центра группы δR_m .

Сравнивались также множества с $T < 0$ и $T \geq 0$.

В табл.1 приведены следующие величины: числа галактик n , средние от модулей пекулярных лучевых скоростей галактик δV_m , их среднеквадратичные отклонения $s(V)$, средние расстояния (в проекции на небесную сферу) галактик относительно центра группы δR_m и их среднеквадратичные отклонения $s(R)$.

Таблица 1

СРЕДНИЕ МОДУЛИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ И РАССТОЯНИЯ ОТ ЦЕНТРА ГРУПП ГАЛАКТИК

T	n	δV_m	$s(V)$	δR_m	$s(R)$
$-7 + -4$	47	0.783	0.559	0.710	0.473
$-3 + -1$	77	0.718	0.527	0.880	0.485
$0 + 2$	58	0.658	0.520	1.104	0.645
$3 + 10$	84	0.892	0.507	1.090	0.600
$-7 + -1$	124	0.743	0.539	0.816	0.486
$0 + 10; 20$	166	0.800	0.522	1.119	0.642

Из табл.1 видно, что в среднем спиральные галактики имеют такую же пекулярную скорость, как и линзовидные и эллиптические галактики. Однако существенно, на уровне значимости $\alpha < 0.01$ (сравнение двух средних производится по t критерию Стюдента), отличаются средние пекулярные скорости спиралей ранних и поздних (плюс иррегулярных) подтипов.

Видно также, что средние расстояния галактик относительно центра групп увеличиваются при переходе от эллиптических к спиральным галактикам, что находится в соответствии с наблюдениями богатых скоплений. Средние расстояния для спиральных ($T = 0 + 10; 20$) и эллиптических плюс линзовидных галактик ($T = -7 + -1$) отличаются на уровне значимости $\alpha < 0.001$. Заметно отличаются средние расстояния линзовидных и спиральных галактик

($\alpha < 0.01$), а также эллиптических и линзовидных галактик ($\alpha < 0.06$), в то время как спирали разных подтипов находятся примерно на одинаковом среднем расстоянии от центра группы. Отметим, что последний результат противоречит полученному в [7] результату в том, что спиральные галактики ранних подтипов находятся в среднем ближе к центру, чем спиральные галактики поздних подтипов. Интересно также отметить, что согласно [14], сегрегация по морфологическим типам галактик в группах практически отсутствует.

3. Заключение. Исследование сегрегации галактик разных морфологических типов по их положениям и пекулярным скоростям в группах из списка [10] приводит к следующему заключению:

а) Эллиптические галактики в среднем находятся ближе к центру группы, а спиральные галактики — дальше. Линзовидные галактики занимают промежуточное положение. Что же касается спиральных галактик ранних и поздних подтипов, то они находятся примерно на одинаковом расстоянии относительно центров групп.

б) Сегрегация галактик разных морфологических типов по их средним пекулярным лучевым скоростям проявляется слабее. Однако по этому параметру отличаются спиральные галактики ранних и поздних подтипов: ранние спирали имеют меньшую среднюю пекулярную лучевую скорость, чем поздние.

Данная работа поддержана грантом ESO C&EE No. A-04-069.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

SEGREGATION OF GALAXIES OF DIFFERENT MORPHOLOGICAL TYPES WITHIN GROUPS OF GALAXIES

A.P. MAHTESSIAN, V.H. MOVSESSIAN

Groups of galaxies are considered to reveal segregations of galaxies of different morphological types and their positions related to groups' centers, and of peculiar radial velocities of galaxies within groups. The results are following: a) The mean distances of galaxies from the groups' centers gradually increase from ellipticals to lenticulars and further, to spirals. However, the values of that parameter are the same for early and late type spirals. b) The peculiar radial velocities of ellipticals, lenticulars and spirals within the groups are statistically the same. However, given

quantities significantly differ from each other for early and late type spirals. The formers' mean peculiar velocity is less than the latests'.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.P. Mahtessian, V.H. Movsessian, E.Ye. Khachikian, H.Tiersch*, *Astron. Nachr.*, 1993 (in press).
2. *J. Melnik, W.L.W. Sargent*, *Astrophys. J.*, **215**, 401, 1977.
3. *B. Binggell, G.A. Tamman, A. Sandage*, *Astron. J.*, **94**, 251, 1987.
4. *J.R. Lucey, M.J. Currie, R.J. Dickens*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **222**, 427, 1986.
5. *R. Giovanelli, M.P. Haynes, G.L. Chincarini*, *Astrophys. J.*, **300**, 77, 1986.
6. *W.T. Sullivan*, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **16**, 512, 1984.
7. *G. Gluzic, F. Mardirossian, M. Mezzetti, A. Pisani, M. Ramella*, *Astron. Astrophys.*, **192**, 95, 1988.
8. *А.П. Магтесян*, *Астрофизика*, **28**, 255, 1988.
9. *А.П. Магтесян*, Канд. диссертация, Ереван, 1989.
10. *А.П. Магтесян*, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, **65**, 1992 (в печати).
11. *J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **52**, 89, 1983.
12. *А.П. Магтесян, В.Г. Моисесян*, *Письма в Астрон. ж.*, 1994 (в печати).
13. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G. Corwin*, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. Texas Press, Austin, 1976.
14. *И.Д. Караченцев*, *Проблемы космической физики*, **5**, 201, 1970.

УДК: 524.6

THE HYPOTHESIS OF THE FORNAX SYSTEM AT PERIGALACTICON. ARE THE STARS AND THE UNIVERSE OLDER?

T. GRABINSKA, M. ZABIEROWSKI

Received 1 March 1994

Accepted 10 April 1994

We show that the analysis of the Fornax dwarf elliptical galaxy implies the Universe older than it is now accepted. The trouble may be removed if we reject the most widely accepted model of the Fornax system operating at perigalacticon as an explanation of the Fornax structure.

1. *Introduction.* Analysis of the dynamics of galaxies has revealed that the mass distribution in giant spiral, lenticular, and elliptical galaxies (and probably not in barred galaxies) is not limited to the region of their apparent luminosity, in diameter about 0.015–0.035 Mpc, but extends far beyond these limits up to the distance of 0.3–2 Mpc from the centre [1–4]. These results were often criticized. Assuming the classical Brandt's model of the Milky Way [5] we formulate troublesome paradox with (in terms of) the age of Universe and the age of extremely old stars. This situation (the paradox here revealed) may be resolved by the Hypergalaxy concept if we want to conserve the Friedman model with Hubble constant $H = 50.3 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [6] which gives for the age of the Universe $6.130 \cdot 10^{17} \text{ s}$. For the age of stars of halo population we have $4.73 \cdot 10^{17} \text{ s}$ [7]. The Brandt's model gives $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ for the mass of the Milky Way.

2. *The classical interpretation of the Fornax system.* As it is known, the agreement between the computed tidally limited radius r_t and the observed tidally limited (see

below) radius r_1 is very good for the nearest Sculptor and Draco galaxies under the assumption about (concerning) Brandt's mass for the Milky Way. But for the outside Fornax system (and Leo I and Leo II) there is a considerable discrepancy in the sense that if they are tidally limited by Brandt's mass at their present distances equal to 188 kpc (and 220 kpc for both Leo's systems) then we have for computed tidal radius [8] $r_t = 7.0$ kpc against limiting radius from observation $r_1 = 3.1$ kpc. For the Leo's systems $r_t = 3.3$ kpc against $r_1 = 0.9$ kpc and $r_t = 3.0$ kpc against $r_1 = 0.6$ kpc, respectively. The paradox must be resolved, of course. It is established that the tidal force is sufficiently effective to stripping the outer layers of galaxies and it can be determined by comparison of the observed density profiles with theoretical models [9]. In the case of the systems mentioned above the observed densities profiles may be explained only within the framework of the tidal stripping of all these galaxies. Hodge supposes the concept of tidal forces is valid for the Fornax (and the Leo's systems, too) but something other is disregulated.

The time taken for a system to fill out tidally allowed volume again is of the order of the relaxation time. The relaxation time of these three outside systems is equal to $(2+8) \cdot 10^{13}$ yr in the outer regions [11]. So, close encounters are sufficient to limit the radii of these dwarf galaxies (irreversibly, of course). This is the Hodge's hypothesis of the tidal action at the moment of perigalacticon position [10]. Hodge has found that the necessary eccentricity of the orbit is $e = 0.7$ for the Fornax (and that the lower limits for the Leo's are 0.5 and 0.6, respectively), [11].

Contrary to the long relaxation time, the time necessary for tidal stripping of a galaxy is only about $10^7 - 10^8$ yr. Assuming that the observed radius of the Fornax system is just the tidal radius, but imposed on the system when it was at its perigalacticon distance r_p , Hodge found [11] $r_p = 84$ kpc. This value (of r_p) is close to the distance to the inner dwarf companions. The apogalacticon distance $r_a = 490$ kpc and semi-major axis equal to $a = 280$ kpc. Thus taking a set of orbital parameters for the Fornax, the observed tidally-limited radius may be explained in the framework of classical, widely accepted mass model of giant galaxies.

3. *The value of velocity of the Fornax system and its implications.* The age of the Fornax structure (only for the Fornax system we know the value of the velocity), consequently the presently observed volume (organized at the moment τ at the perigalacticon distance), must be not larger than the age of stars of the dwarf elliptical companions of our Galaxy. If not, then the Fornax system should have relaxed to the other volume than the volume organized by tidal action at close

perigalacticon encounter. Probably, the relaxation time for the proto-Fornax built from gas clouds is very short.

If we chose the value of velocity of the Fornax system we can obtain the main characteristics of the Fornax orbit: the true anomaly $f = \Theta - \omega$, where Θ and ω are the angles in the orbital plane, Θ is the angle between the ascending node and the Fornax position, and ω is the angle between the perigalacticum and the ascending node, the eccentric anomaly

$$E = 2 \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg}(f/2)}{\sqrt{(1+e)/(1-e)}},$$

the mean anomaly m from Kepler's equation $m = E - e \sin E$, the revolution time T and the mean angular motion n (see f.e. [12,13]).

Table 1

The orbital characteristics	The values obtained from the Fornax value of velocity and Brandt's model of our Galaxy
T	$1.0 \cdot 10^{18} \text{ s} = 3.2 \cdot 10^{10} \text{ yr}$
n	$6.28 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$
f	$248^{\circ} 55' 0''$
E	$297^{\circ} 4' 12'' = 5.19 \text{ rad}$
m	5.81 rad

- The dwarf elliptical companions have the same age as the Milky Way halo population. But we should consider the stronger condition: the age of the Fornax density profiles involved by tidal forces cannot exceed the age of the stars reduced by the disruption time for stellar clusters. It is even possible that the total mass of stars which were initially in globular clusters was quite high. Now, the total mass of the all known globular clusters in the Milky Way is only 0.005 percent of the Brandt's mass, but it is well known that the total mass of stars which were initially in globular clusters was probably $10^5 - 10^4$ times greater than 0.005. Thus, the time elapsed from the moment of the organization of the Fornax density profiles must be smaller than the age of the halo population of our Galaxy.

From the above values we get

$$t - \tau = 9.2 \cdot 10^{17} \text{ s} = 2.9 \cdot 10^{10} \text{ yr} ,$$

where t is the present moment, τ is the moment at which Fornax passed across the perigalactic point and was tidally organized. The age of the density profiles and the structure of the Fornax is 94 per cent larger than $1.5 \cdot 10^{10}$ yr — the age of the oldest population [7].

There exist observational arguments consistent with a lower age for the twinning Draco dwarf spheroidal system [14]. The value of $(t - \tau)$ is 2.9 times larger than the time $(1.5 \cdot 10^{10} - t_d)$, where $t_d = 0.5 \cdot 10^{10}$ yr is the disruption time for globular clusters and 1.51 times larger than the global cosmic time of the Friedman Universe with Hubble's constant $H = 50.3 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

The relaxation time, equal to 10^{13} yr [11], is counted for presently observed stellar density in the Fornax, and not for the proto-Fornax — system.

4. *Conclusion.* The troubles with classical interpretation of the density profiles in the Fornax system will disappear if we would change the widely accepted cosmological model (i.e. Friedman model with $H = 50.3 \mp 4 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, another values of H are close to this) and the age of halo population.

The other possibility is to accept the Einasto et al's model of galaxies understood as so-called hypergalaxies [1-4], not the concept of tidal action at the perigalacticon period which reveals the Brandt's model. The "tidal action" explanation is self-limited — the mass density [15-23] in the Universe attributed to galaxies has been underestimated by a factor of order 10. We neglect the effect of dynamical friction of the Fornax system — the Fornax spirals into the center of the Mylky Way: with more complete information on the distribution of matter around Milky Way it might be possible to account this effect. This causes that the revolution time is even longer than our time T and $(t - \tau)$, too.

ГИПОТЕЗА О СИСТЕМЕ ПЕЧИ В ПЕРИГАЛАКТИКОН. ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ ЗВЕЗДЫ И ВСЕЛЕННАЯ СТАРШЕ?

Т.ГРАБИНСКА, М.ЗАБИЕРОВСКИ

Мы показываем, что анализ карликовой эллиптической галактики Печи свидетельствует, что Вселенная старше, чем в настоящее время принимается. Трудность может быть устранена, если отказаться от общепринятой модели системы Печи, находящейся в перигалактиконе как объяснения ее строения.

REFERENCES

1. *J.Einasto et al.*, *Nature*, 250, 309, 1974.
2. *J.Einasto et al.*, *Nature*, 252, 111, 1974.
3. *J.Einasto et al.*, *The Evolution of Stellar Systems*, academy of Science of Estonian SSR, Tartu, 1976.
4. *A.Chernin, J.Einasto, E.Saar*, *Astrophys. Sp. Sci.* 39, 53, 1976.
5. *J.C.Brandt*, *Astrophys. J.* 131, 553, 1960.
6. *A.Sandage*, *Communicated by Dr. Z.Klimek*, 1977.
7. *F.Hoyle*, *Proc. Roy. Soc.* 260, 201, 1961.
8. *S. von Hoerner*, *Astrophys. J.* 125, 451, 1957.
9. *I.King*, *Astron. J.* 67, 471, 1962.
10. *B.A.Vorontsov-Velyaminov*, *Extragalactic Astronomy* (in Russian), Moskva, "Nauka", 1972.
11. *P.W.Hodge*, *Astrophys. J.* 144, 869, 1966.
12. *K.F.Ogorodnikov*, *Dynamics of Stellar Systems* (in Russian), Moskva, National Publisher of Phys.-Mat.Lit., 1958.
13. *W.M.Smart*, *Celestial Mechanics*, London-N.Y.-Toronto, 1953.
14. *F.D.A.Hartwick*, *Astrophys. J.* 193, 321, 1974.
15. *M.Zabierowski*, *Mem. Soc. Astr. Ital.* 51, 233, 1980.
16. *T.Grabinska, M.Zabierowski*, in: *The Cosmic Background Radiation and Fundamental Physics*, ed. F.Melchiorri, Societa Italiana di Fisica, Bologna, 1985, p.89.
17. *T.Grabinska*, *Geodezja*, 87, No.1000, 84, 1986.
18. *T.Grabinska et al.*, *Nuovo Cim.* 8C, 368, 1985.
19. *T.Grabinska, M.Zabierowski*, *Nuovo Cim.* 82B, 235, 1984.
20. *T.Grabinska*, *Astrophys. Sp. Sci.* 115, 369, 1985.
21. *T.Grabinska et al.* in: *From Stars to Quasars*, eds. S.Grudzinska, B.Krygler, Mikolaj Kopernik University, Torun, Part I-III, 1989.
22. *T.Grabinska*, in: *COSMOS — an Educational Challenge*, ed.J.J. Hunt, ESA SP-253, Paris, 1986, p.303.
23. *T.Grabinska*, *Astrophys. Sp. Sci.* 150, 75, 1988.

УДК: 524. 3-54

A SIMPLE PROBLEM OF RADIATIVE TRANSFER BY
MULTILEVEL ATOMS

C. MAGNAN, P. DE LAVERNY

Received 10 April 1994

Accepted 25 April 1994

We consider the problem of determining the radiation fields reflected and transmitted by a slab containing multilevel hydrogen atoms and illuminated on one side by a given radiation field. We treat the extreme non-LTE situation in which the populations of the different levels are determined by the radiative processes. We take into account the population and the transfer effects in a self-consistent way by solving the transfer equations in all the lines and continua together with the equations of statistical equilibrium for all levels. We limit ourselves to the idealistic case of rectangular profiles in the lines and continua and to a model of atom with 4 levels and a continuum. Under conditions close to thermodynamic equilibrium we empirically derive a Schuster-like law for the continua with transmitted radiation fields varying as the inverse of the optical thicknesses. Turning to out-of-equilibrium conditions we emphasize the crucial role of the loss probability of the Ly α photons. Owing to the rapid decrease of the excitation/ionization degree in the medium and contrary to the conservative case the optical thicknesses of the subordinate transitions remain now finite even when the population of the fundamental level along the line-of-sight becomes infinite. As a result of this relative transparency the strong emission lines formed by recombination mechanisms can escape from the medium. Although the present problem remains largely academic because of the number of simplifications introduced we suggest some possible applications and developments.

1. *Introduction.* Although very complex transfer problems have been solved successfully the physical understanding of the results rather rests on the comprehension of idealized simpler exercises which can be discussed thoroughly and which display more basic effects. For instance the influence of the scattering in particular cases will often be clarified on the basis of Schuster's [1] model. The study of the radiative transfer problem in a two-level atom for a homogeneous medium (e.g. Avrett & Hummer [2]; Hummer [3]; Ivanov [4]) has thrown light on the non-LTE effects that may appear under other more realistic specific conditions. The model of planetary nebulae by Menzel [5] and his collaborator in the well-known limiting cases A or B still remains the basic scheme for understanding subsequent studies. Milne's

problem constitutes a powerful tool for partly explaining the radiative mechanisms within a stellar atmosphere and the characteristics of the emerging radiation field.

The present work is devoted to a generalization of Schuster's problem that is straightforward in its principle yet much more difficult to solve. Whereas Schuster was concerned by scattering at a single frequency we generalize the problem to a multifrequency radiation field and to multilevel atoms. So we consider a slab containing multilevel atoms – say hydrogen atoms – and allow all the possible corresponding radiative transitions to take place according to the usual quantum probabilities. The slab is illuminated on one side by a given radiation field at all relevant frequencies in the lines and continua. We ask for the radiation fields reflected and transmitted by such a medium. We stick to the rule of the game consisting in coupling the population and the transfer effects in a fully self-consistent way. In other words we simultaneously solve the equations of statistical equilibrium for all levels and the transfer equations at all frequencies: the equations of statistical equilibrium express the dependence of the level populations upon the radiative intensities whereas the transfer equations tell us how the radiation fields react to the level populations via the absorption and emission coefficients.

To our knowledge this archetype problem of multifrequency scattering posed in that manner has never been examined before except by Nikogosyan [6] with analytical means in a three-level atom and for a semi-infinite medium. Of course the problem is now too difficult to be solved analytically and we have to resort to numerical procedures. In spite of that fact we think that the exercise is interesting because it contains the essence of the radiative mechanisms occurring in a medium in which the LTE assumption is not valid and may thus lead to results that are general enough to elucidate more complex situations. On the other hand our schematic model can in no way supersede realistic calculations which include many more factors than the limited number of parameters used here.

The specifications of the model will be given in Sect.2. When losses of photons are ignored we arrive at the pure scattering problem for multilevel atoms, which is examined as a starting point in Sect.3. In Sect.4 we shift to non-conservative cases and show the dramatic role of the losses of $Ly\alpha$ photons. In Sect.5 we examine the influence of some parameters upon the radiation fields. In outlining the main results we conclude in Sect.6 about the relevance of the present model to astrophysical objects.

2. Description of the model. As we will later allude to the extended atmospheres of some stars illuminated by the radiation coming from the inner parts we may think of the present model as a schematic representation of a hydrogen ionization zone from

the H η region up to the adjacent H ζ region and will lead the discussion according to this terminology.

We take a hydrogen atom with 4 levels and a continuum. In principle the electronic temperature should be determined by the equation expressing thermal equilibrium. However in our idealized model the temperature does not really count because the collisions are not explicitly taken into account and the temperature only fixes the coefficients of recombination from the continuum. In practice the temperature of most H η regions as determined observationally or theoretically fall in a relatively narrow range of values around the "standard" 10 000 K figure. Therefore we may safely take a value of that order. Of course this value does not imply that the real electronic temperature in the H ζ outer region is so high. But in our model the thermal temperature of the H ζ does not play any role.

The profiles of the absorption and emission coefficients in the 6 lines (Ly α , Ly β , Ly γ , H α , H β and Pa α) are taken as rectangular with a total width corresponding to velocities in the range $(-v, +v)$, where v is given either by the thermal value $\sqrt{2kT_e/m_H}$ or by a convenient value characterizing both the thermal and the random macroscopic velocity fields. This assumption is clearly unrealistic as the random walk of the photons through the medium heavily depends upon the line profile and the presence of "Doppler wings" at the edge of the core rules out the use of a constant cross-section for scattering. However beyond the simple Schuster monochromatic problem this modeling assumption allows us to explore the effects of including the transitions between several levels without adding at the same time the redistribution mechanisms within a given line. More realistic profile with Doppler and damping wings will be considered in coming works.

Likewise we treat each continuum at a single frequency or, more exactly, as if it extended over a certain frequency interval with a constant absorption and emission coefficient. That hypothesis is also quite severe—but certainly less severe than in the case of the lines. We define the radiative coefficients of a mean equivalent continuum as follows, with the Lyman continuum taken as an example.

We start from the number of radiative recombinations per unit volume per unit time onto Level 1 written as $N_e^2 \beta_1$, where N_e is the electronic density and the coefficient β_1 is regarded as known. We introduce a would-be Einstein coefficient B_{15} defined in such a way that the number of photoionizations ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) is $N_1 B_{15} J_{15}$, where J_{15} is the mean radiative intensity at the frequency $\nu_{15} \equiv \nu_1$ of the Lyman limit. Neglecting the induced emissions, we would get for the LTE population N_1^* the equilibrium relation

$$N_1^* B_{15} J_{15} = N_e^2 \beta_1, \quad (1)$$

where

$$J_{15} = (2h \nu_1^3 / c^2) e^{-h\nu_1 / kT}, \quad (2)$$

$$(N_e^2 / N_1^*) = (2/g_1) (2\pi m_e kT / h^2)^{3/2} e^{-h\nu_1 / kT}. \quad (3)$$

We thus find B_{15} in terms of β_1 as

$$B_{15} = (2h \nu_1^3 / c^2)^{-1} (2/g_1) (2\pi m_e kT / h^2)^{3/2} \beta_1. \quad (3)$$

We now consider that the continuum is equivalent to a rectangular "line" with equivalent width $\Delta\nu = kT/h$. This value expresses that the energy $h\Delta\nu$ is given by the mean energy kT of the electrons. As in the case of a line, we derive the absorption coefficient (in cm^2).

$$a_1 = (h \nu_1 / 4\pi) (kT/h)^{-1} B_{15}. \quad (4)$$

With $T = T_e = 10000K$, $\beta_1 = 15.8 \cdot 10^{-14} cm^3 s^{-1}$, we get $a_1 = 6.1 \cdot 10^{-18} cm^2$, which is practically the value of the cross-section at the Lyman limit: this shows the consistency of our approximations.

The whole problem is solved by the method of addition of layers, which has been generalized so as to handle non-linear problems (Magnan [7]; Gros & Magnan [8]). We recall that this method is derived from Ambartsumian's principle of invariance (see e.g. Mnatsakanian & Pickichian [9]) and consists in building a medium by successive additive steps. The addition formulae that are used at each such step give the radiative properties of an ensemble of two layers when the properties of each individual layer are known. The method proved very efficient and showed no special problem of convergence. It made it possible to deal with very large optical thicknesses (up to 10^{10} in the Ly α transition) with some tens of layers. As we are not interested in the angular dependence of the radiation fields we have used only one angular quadrature point.

Finally each calculated medium is characterized by its optical thickness in the Lyman transitions, which is fixed. Actually, as explained by Magnan [7], the Ly α optical depth is chosen as the independent spatial variable of the problem. Thus the Lyman optical thicknesses of the successive layers are taken as constant during the iterative procedure.

3. *Pure conservative multifrequency scattering.* We first consider the case of *pure* radiative processes in the atom. We neglect all mechanisms capable of converting radiative energy into thermal energy and vice-versa, which amounts to ignoring all inelastic collisional processes. Likewise we neglect every absorption of photons outside the line to which they belong. For a single transition, this case reduces to the pure scattering problem in a line. Here the problem is much more complex as we take into account the interlocking of many different lines: we are now dealing with a multi-line pure scattering problem.

Nearly all classical *academic* problems of radiative transfer are *linear* problems in which the physical properties of the medium do not depend on the actual radiation fields. In particular the possible influence of the radiation upon the optical properties of the medium is not taken into account. If this effect is ignored, the internal and external radiative intensities become proportional to the sources. In the present case the populations of the levels depend upon the radiation fields and hence the opacities are not known in advance. The problem is non-linear and the response is not proportional to the incident sources of energy.

The present highly non-linear case of pure scattering for multi-level atoms does not seem to have ever been considered as such in its essence-although of course such non-linear mechanisms *are included* in any realistic multilevel non-LTE transfer calculation. Yet as recalled above the issue is very simple in its principle and in its formulation and appears as the basic model for studying the coupling between the transfer and population effects. As a noteworthy exception Nikogosyan [6] formulated the scattering problem of a semi-infinite atmosphere composed of 3-level atoms by using Ambartsumian's invariance principle. He succeeded in giving an analytical solution of the equations but since the generalization to more complex atoms and to finite media seems impossible by analytical means other results have not been produced. We extend here Nikogosian's original work but by a numerical approach.

3.1 *Near-equilibrium conditions.* In this subsection we consider a finite layer illuminated by an undiluted Planckian 10-frequency radiation field Q . If the slab were illuminated from both sides, strict thermal equilibrium would be realized. The departure from equilibrium comes only from the asymmetrical boundary conditions. We want to determine the radiation S returning towards the source and the radiation R emerging from the opposite side. In order to present the results in a non-dimensional form, which is easier to handle, we conveniently express the radiation fields in terms of the pseudo-reflection coefficients S_{ij}/Q_{ij} and pseudo-transmission coefficients R_{ij}/Q_{ij} for each transition ij in the lines or in the continua.

Of course since the problem is not linear those "coefficients" depend on the incident field Q at all the frequencies and do not deserve the names of genuine reflection or transmission coefficients.

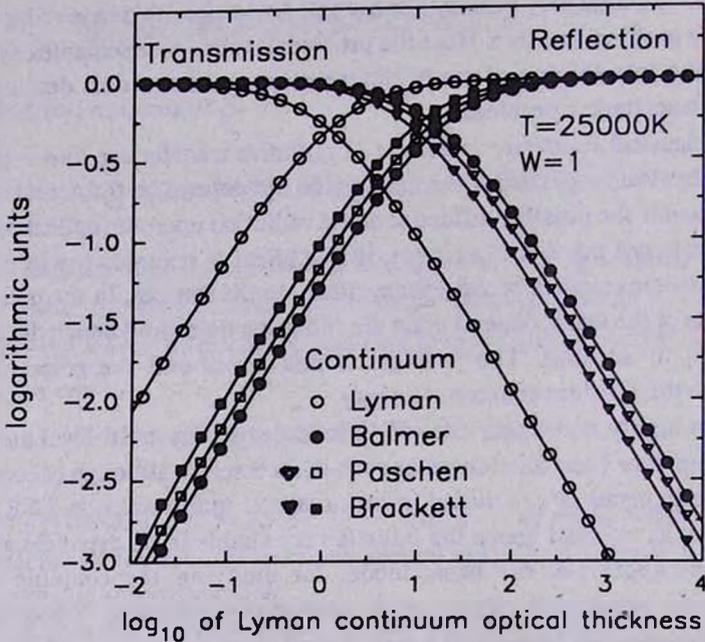


Fig. 1. Transmission and reflection in the continua. The logarithms of the emerging fluxes in the continua (scaled to the incident fluxes) are shown as a function of the optical thickness of the hydrogen layer, which is illuminated by a Planckian radiation field at 25 000 K. The symbols refer to the calculations. The full drawn lines correspond to the Schuster law for pure scattering in a single line.

Figs. 1-3 report the values of the radiation fields emerging from the atmosphere for increasing values of the optical thickness of the hydrogen layer and for a temperature of the source $T=25\ 000$ K. (We recall that the optical thickness of each medium in the Lyman transitions is fixed during the iterative numerical procedure.) Since we will use both the Ly α scale and the Lyman continuum scale in the figures it is not unuseful to say the ratio between the Ly α and LyC opacities, which depends on the line-width parameter, amounts here to $7.022 \cdot 10^3$ for a broadening velocity of 10 km/s roughly corresponding to a temperature of 10 000 K. The intensities in the continua are shown in Fig. 1 and the intensities in the lines are shown in Figs. 2-3. We see that the "reflection coefficients" of all the transitions tend

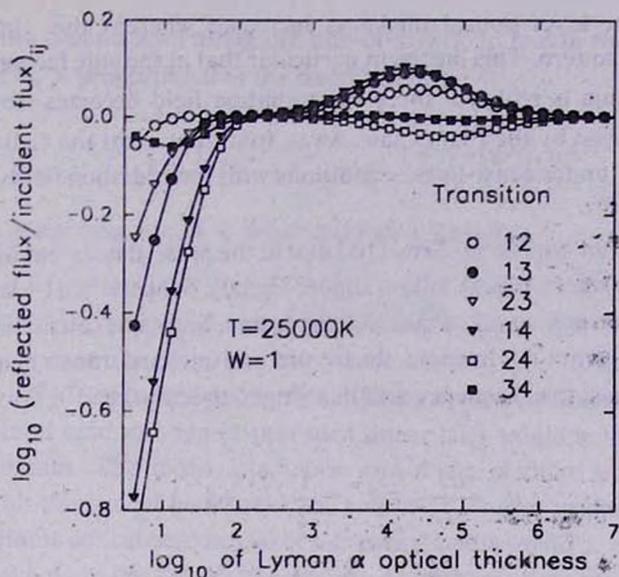


Fig. 2. Reflection in the lines. The curves give the fluxes of the radiation returning towards the illuminating source, which radiates as a black-body at 25 000 K, as a function of the optical thickness of the scattering layer.

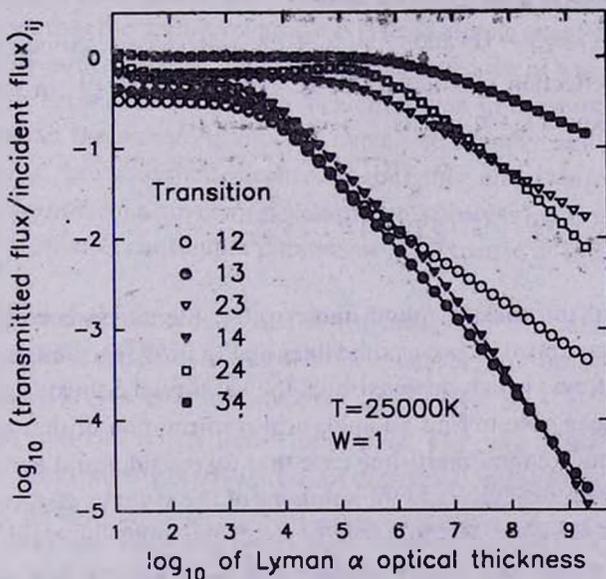


Fig. 3. Transmission in the lines. The curves give the fluxes emerging from the surface of the scattering layer as a function of its optical thickness. The layer is illuminated on the other side by a black-body spectrum at 25 000 K.

to unity when the layer optical thickness increases whereas the "transmission coefficients" tend to zero. This means in particular that at the side facing the source a certain equilibrium is realized: there the radiation field becomes isotropic with $S_{ij} = Q_{ij}$ and is given by the Planck law. Away from that point the radiation fields decrease regularly under quasi-linear conditions with the radiation fields remaining quasi-isotropic.

It has already been noticed by Gros [10] that in the present near-equilibrium case the continuum emergent fluxes follow almost exactly Schuster's [1] law for pure scattering, which we now recall to ease the discussion. Since our calculations use one Gaussian division point (μ_1) in angle, the inward and outward transfer equations for pure scattering at a single frequency and in a single direction read

$$\begin{aligned} \mu_1 \frac{dI^+}{d\tau} &= I^+ - \frac{1}{2} (I^+ + I^-) \\ -\mu_1 \frac{dI^-}{d\tau} &= I^- - \frac{1}{2} (I^+ + I^-) \end{aligned} \quad (5)$$

with obvious usual notations and $\mu_1 = 1/\sqrt{3}$. By solving Eq. (5) we immediately get the radiation fields R and S emerging from a layer with total optical thickness τ_0 illuminated by $I_{(\tau=\tau_0)}^+ = 0$ and $I_{(\tau=0)}^- = Q$ and derive the corresponding transmission and reflection coefficients $t = R/Q$ and $r = S/Q$ in terms of the effective optical thickness $\tau_1 = \tau_0/\mu_1$ as

$$t = \frac{2}{2 + \tau_1}, \quad r = \frac{\tau_1}{2 + \tau_1}. \quad (6)$$

By taking the optical thicknesses found numerically, the curves corresponding to those functions (6) have been drawn as solid lines on Fig. 1. We see that the computed points fall on those lines, which demonstrates the validity of Schuster's law in our case. We have not been able to find an analytical confirmation of that law-derived here empirically-in the general multi-line case that we consider and leave to others the task of studying the structure and the solutions of the systems of equations from a mathematical point-of-view. We only briefly recall the following result related to the two-level case, which may partly explain our more general law: for a given illumination, the number of atoms along the line-of-sight in the upper level is proportional to the optical thickness of the layer (or equivalently to the number of

atoms in the ground level along the line-of-sight). In fact in the two-level case the ratio N_2/N_1 is proportional to the mean intensity

$$J \equiv \frac{1}{2} (I^+ + I^-) = Q \frac{1 + \tau_1 - (\tau/\mu_1)}{2 + \tau_1}, \quad (7)$$

which is a linear function of τ . We immediately find that

$$\int_0^{x_0} J d\tau = Q\tau_0/2. \quad (8)$$

Therefore $\int N_2 ds$ is indeed proportional to the optical thickness of the medium. In the multi-level case we suggest that such linear laws would hold approximately for each continuum. The mean intensities within the medium would then decrease linearly with the optical distance to the source at the corresponding frequency and the subordinate optical thicknesses of successive media would be proportional to their optical thickness in the Lyman continuum. At the same time the emerging intensity of each continuum would vary in inverse proportion to the corresponding optical thickness (Schuster's law). For all those reasons we may say that in this near-equilibrium configuration quasi-linear conditions seem to be satisfied.

Figures 2-3 show that the behavior of the lines is more complex, which demonstrates that the multilevel problem is not a simple quasi-linear problem either. We especially notice that the reflection coefficients present a maximum a little larger than 1 in the resonance lines and a local minimum in the subordinate lines. Those extrema reflect the transformation of Lyman continuum photons into Lyman line photons by a recombination mechanism but the effect is not very pronounced because in the present near-equilibrium case this process tends to be counterbalanced by the production of continuum photons at the expense of line photons via reverse cycles.

In Fig. 3, which is concerned with the transmission of the radiation, the comparison of the slopes of the different curves at large optical depths indicates that the net effect of the diffusive processes is to transform $\text{Ly}\beta$, $\text{Ly}\gamma$ and $\text{H}\beta$ photons —namely the photons that can be splitted— into $\text{Ly}\alpha$, $\text{H}\alpha$ and $\text{Pa}\alpha$ photon —which are indivisible. This splitting is efficient since the optical thicknesses we consider are very large, up to 10^9 in $\text{Ly}\alpha$, which corresponds to about $4 \cdot 10^7$ in $\text{H}\beta$.

3.2. Out-of-equilibrium conditions and recombination spectrum. We assume that the medium has the same characteristics as before but now turn to a situation departing from equilibrium by letting the hydrogen layer be located at some distance

from the central source. This "geometrical" departure from equilibrium is also equivalent to a departure from a Planckian law for the illumination. If d designates the distance between the envelope and the central star with radius R , the flux per unit surface per unit time per unit frequency interval received on the layer at frequency ν is $\pi(R/d)^2 B_\nu(T)$ (the intensity leaving the star is assumed to be independent of direction). In a two-stream approximation with 2π steradians in each direction, this corresponds to an equivalent intensity $WB_\nu(T)$ in the incident direction, where $W = (R/d)^2$, and thus to a mean intensity $(1/2)WB_\nu(T)$ in 4π steradians. Note that this value differs by a factor 2 (for large distances) from the correct value of the mean radiation field, namely $(1/2) [1 - \sqrt{1 - (R/d)^2}] B_\nu(T)$ or $(1/4) (R/d)^2 B_\nu(T)$ when $d \gg R$, but it is here physically more meaningful to work with the right value of the incident flux. In what follows we will call $W = (R/d)^2$ the dilution parameter in order to distinguish it from the usual dilution factor $(1/4) (R/d)^2$. Our boundary condition at the illuminated surface is then $Q_\nu = WB_\nu(T)$. As the dilution parameter decreases the radiation field increasingly departs from equilibrium conditions and the solution to the multi-line pure diffusion problem becomes more difficult to predict. We illustrate the results in the case of a central black-body source spectrum at 25 000 K and a dilution parameter of 10^{-4} .

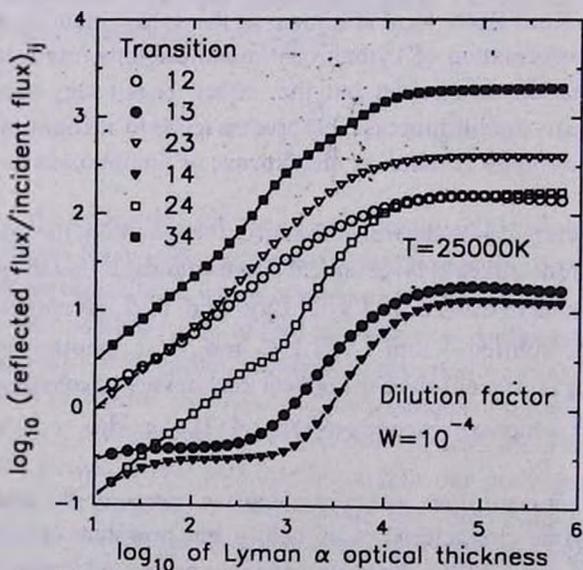


Fig. 4. Reflected line fluxes. The temperature of the illuminating central black-body is 25 000 K.

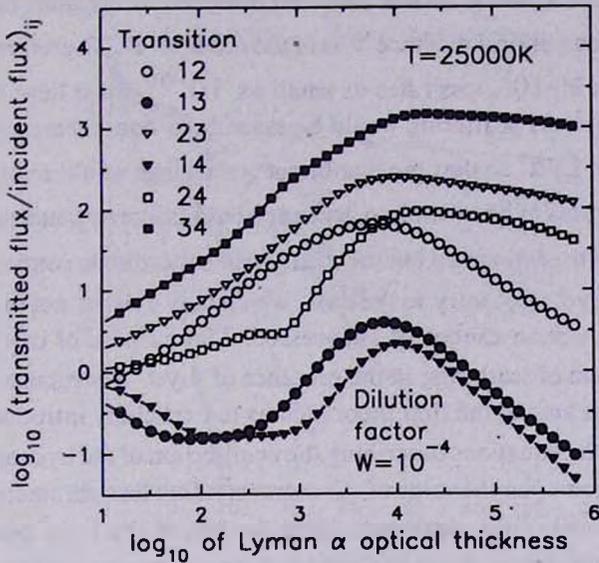


Fig. 5. Transmitted line fluxes. The temperature of the illuminating central black-body is 25 000 K.

The behavior of the continua (not shown here) does not differ significantly from the previous case as the deviations from Schuster's law for pure scattering are small. This indicates that the direct and reverse cycles still partially balance each other. Nevertheless Rosseland's theorem, according to which quanta of higher energy are transformed into quanta of lower energy under nebular conditions, now begins to manifest itself. Figures 4-5 show the high increase of the outgoing fluxes in the lines with respect to the incident ones. Since the total radiative energy is strictly conserved, the extra energy fed into the lines is obviously borrowed from the continua. The $Ly\beta$ and $Ly\gamma$ lines are the least strong as they can be degraded into photons of higher series and $Ly\alpha$ photons.

4. *Non-conservative scattering.* Although the pure scattering problem in a multilevel atom is interesting as an illustrative example of radiative effects in dilute media, the case is hardly realized in practice since photons are lost from the radiation pool of hydrogen line transitions by absorptions and collisions. The loss of the $Ly\alpha$ photons is particularly important to include in that respect because those photons cannot be destroyed by degradation into other lines, as is the case for the other Lyman and subordinate lines. Moreover since $Ly\alpha$ photons suffer a large number of scatterings before escaping from the medium, the loss mechanisms become

effective in the long run, even if their probability of occurrence *per scattering* is very small. In the present artificial case of coherent diffusion in the lines the number of scatterings to cover an optical distance τ is of the order of τ^2 . Therefore for a typical Ly α optical depth of 10^5 , loss rates as small as 10^{-10} must here be taken into account. (In practice the scattering would be essentially non-coherent up to optical thickness $\approx 10^4$ in Ly α so that the number of scatterings would scale as τ rather than τ^2 and loss rates to be taken into account would be correspondingly larger, of order τ^{-1}). Dust absorption and photoionization in subordinate continua constitute possible sinks of Ly α . Contrary to the dust, which may exist or not in practice, the latter cause of absorption cannot be suppressed. The purpose of this section is to examine the problem of scattering in the presence of Ly α destruction.

Sobolev [11] was among the first theoreticians to explicitly introduce the loss of Ly α photons into the equations describing the equilibrium of the hydrogen atom and to base his discussion upon the value of the corresponding loss parameter. Our study confirms the rightness of this approach. Here the loss of the Ly α photons will be measured by a parameter β in the following way: along an infinitesimal optical path $d\tau$ the probability for a Ly α photon to interact with the medium is written $(1+\beta)d\tau$ where the fraction $\beta d\tau$ represents the probability that the photon will be removed from the Ly α photon pool (pure absorption) and the fraction $d\tau$ represents the probability of being absorbed by an hydrogen atom in Transition 1-2.

The loss parameter β should be estimated in each specific case. To see its influence we will regard it as a free parameter in Subject. 4.1 but will specify it in Subject. 4.2 by considering the destruction of Ly α photons in the Balmer continuum.

4.1 Role of the loss probability β . The introduction of a loss factor in Ly α alters the picture dramatically in comparison to the conservative case. The emergent flux in the Lyman continuum is plotted in Fig. 6 against the optical thickness of the medium for several values of the loss parameter. The curves show that the emergent flux now decreases *exponentially* with the optical thickness whereas in the pure scattering case ($\beta = 0$) it decreased as a *power law*, namely as the inverse of the total optical distance. This means that cycles creating Lyman continuum photons cannot any longer balance the cycles destroying them. Therefore continuum photons are eventually lost. Another important consequence of introducing losses in Ly α concerns the degree of excitation of the upper levels and correlatively the optical

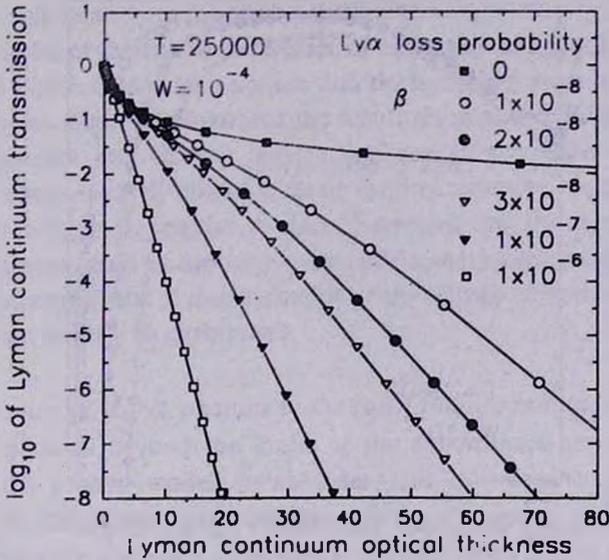


Fig. 6. Transmission of the Lyman continuum as a function of the optical thickness of the medium for different values of the loss parameter.

thicknesses of the subordinate lines and continua. In the conservative case, we have seen that the intensities and the degrees of excitation within the medium varied slowly and linearly with the optical depth. In such a case the total optical thicknesses of the medium in the subordinate transitions increased with the optical thickness in the Lyman transitions without apparent limits. In fact the number of atoms in a given excited level along the line-of-sight (i.e. the so-called column density) was proportional to the corresponding number of atoms in the ground level. On the contrary, once photons are destroyed within the medium, the degrees of excitation become exponentially decreasing functions of the Lyman optical depth. As a result for increasingly deeper points away from the source in a given medium, the optical distances in the subordinate transitions reach a maximum and then stay constant. Correlatively, for different media of growing optical thicknesses, the column density of the atoms in the subordinate levels tends to a finite value when the column density of the atoms in the ground level tends to infinity. In physical terms the passage from the HII ionized region to the HI ionized one is so sharp that it is only in the narrow HI* transition zone that atoms may be found in the upper levels in significant amounts. Beyond that point in the unionized region the degree of

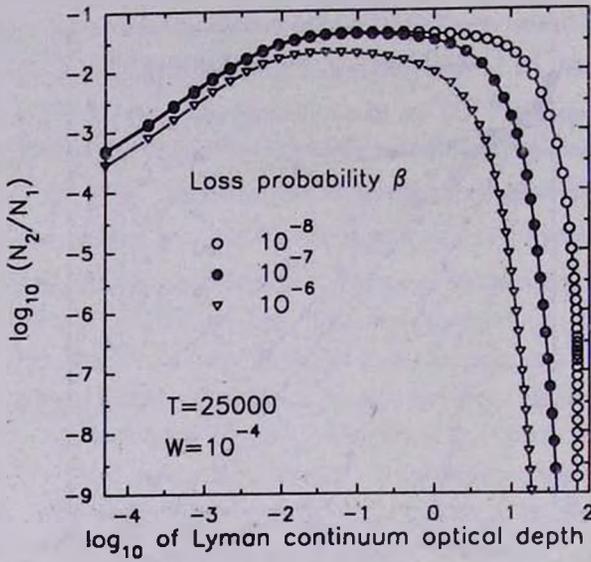


Fig. 7. Degree of excitation N_2/N_1 versus optical distance to the illuminating source for various values of the Ly α loss probability β .

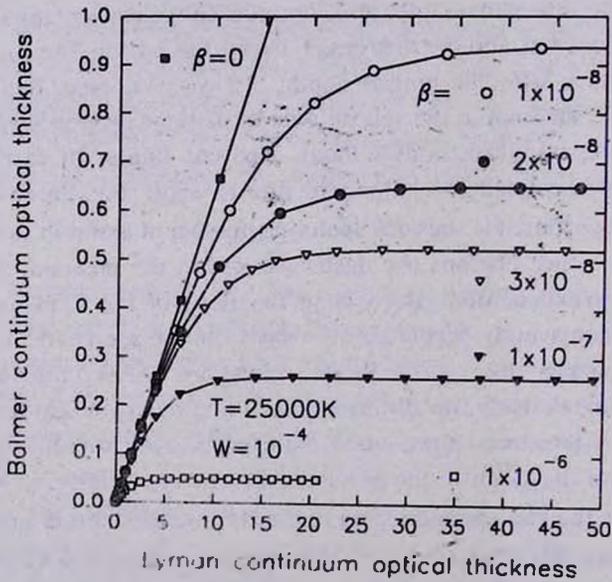


Fig. 8. Balmer optical thickness of the medium as a function of its Lyman optical thickness for various values of the Ly α loss probability β .

excitation drops so rapidly that the populations of the upper levels become too small to contribute significantly to the optical thickness.

Some examples of the run of the degree of excitation of Level 2 within a medium are shown on Fig. 7. One indeed notices that the hydrogen atom is excited only over a restricted zone. Figure 8 illustrates the result given above: for increasing Lyman optical thicknesses the Balmer optical thickness of successive media first grows and then reaches an upper bound without varying anymore beyond. Owing to our hypothesis of rectangular profiles, it must be stressed that the reported values of the optical thicknesses could be unrepresentative of actual realistic values. Nevertheless the result concerning the *finite* character of the values of the subordinate optical thicknesses can hardly be questioned.

4.2. *Absorption of Ly α photons in the subordinate continua.* The absorption of Lyman line photons beyond the limits of the subordinate series is a loss factor inherent to the atomic model we consider and therefore cannot be excluded a priori. We will particularize the discussion on the absorption of Ly α in the Balmer continuum, which is the main point for the reasons given above, but the absorption of the photons from other Lyman and subordinate lines will also be taken into account in the calculations. The non-linearity of the problem results from the fact that the

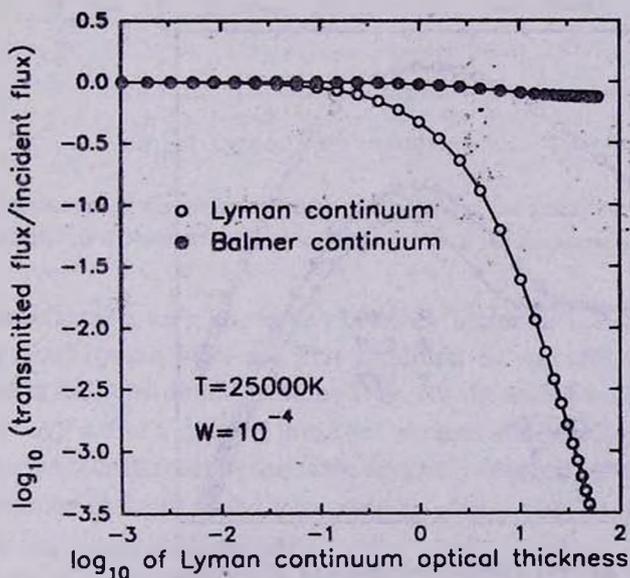


Fig. 9. Emergent Lyman and Balmer continua as a function of the optical thickness of the medium. The destruction of the Ly α photons in the subordinate continua is taken into account.

opacity due to the second level is determined by the degree of excitation, which is in turn determined by the losses and thus by the opacity itself. In the present case this interesting feedback loop is expected to act as a *regulator* of the degree of excitation. If the degree of excitation of the second level increases, the Balmer continuum will become optically thicker so that the loss probability of $\text{Ly}\alpha$ photons will also increase. But in return this will tend to decrease the degree of excitation and thus to counterbalance the initial perturbation. Conversely a decrease of the population of Level 2 will entail a lowering of the opacity and a resulting tendency to increase the radiation field and the population. According to this self-regulating mechanism, the degree of excitation of Level 2 should reach an equilibrium value such that the competing population effects balance each other.

Our calculations show that under the same illumination conditions as before ($T=25\,000\text{ K}$, $W=10^{-4}$) the optical thickness of the Balmer continuum saturates at the value $\tau_{2c} \approx 0.5$. The maximum value of N_2/N_1 within the medium was found equal to 0.0383, which corresponds to an excitation temperature of about 25 500 K, close to the temperature of the ionizing core. (The fact that this excitation temperature is a little larger than the temperature of the source is not a priori excluded in our model, which ignores the transfer between mechanical and radiative energies.

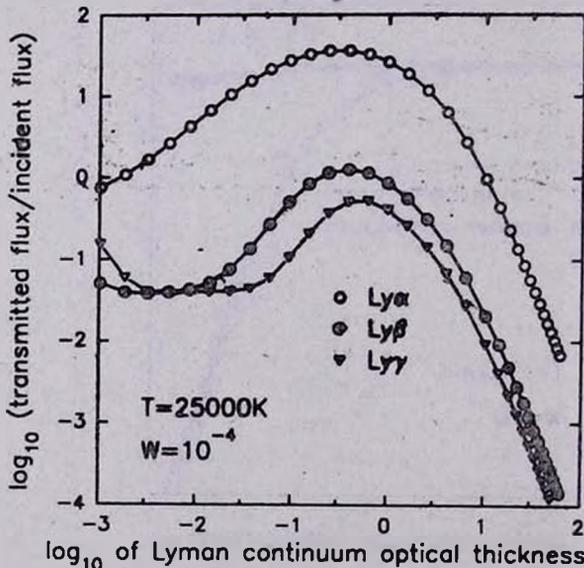


Fig. 10. Transmission of the Lyman lines as a function of the optical thickness of the medium. The destruction of the $\text{Ly}\alpha$ photons (and photons from the other lines) is taken into account.

The near equality between the maximum excitation temperature and the black-body temperature of the source seems a general law of our model as it was verified for other values of the parameters.) As shown by Fig. 9, the optical thickness of the Balmer continuum is too low to significantly affect the corresponding continuum intensity, which stays nearly constant in that specific case. On the contrary the Lyman continuum is very sensitive to the Ly α loss by the Balmer continuum absorption and decreases very rapidly beyond $\tau_{lc} \approx 1$.

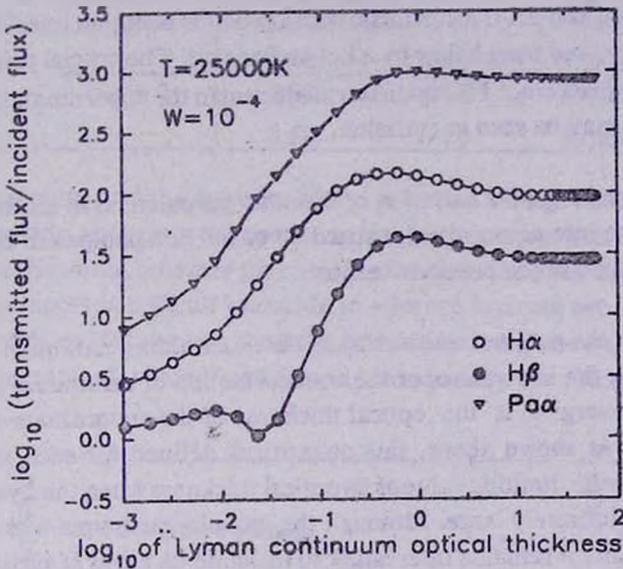


Fig. 11. Transmission of the subordinate lines as a function of the optical thickness of the medium. The destruction of the Ly α photons (and photons from other lines) is taken into account.

The lines show a very interesting behavior under such circumstances. Broadly speaking the Lyman lines are first amplified by recombination until they are destroyed in the subordinate continua (Fig. 10). In addition the upper Lyman lines Ly β and Ly γ suffer a splitting into Ly α photons and accompanying photons from the Balmer and/or Paschen series. This effect is evidenced by the fact that the factor of transmission of Ly β and Ly γ remains always smaller than the Ly α factor by nearly two orders of magnitude.

The lines of the subordinate series behave very differently (Fig. 11). As a broad rule their intensities increase by recombination with the optical thickness of the medium until all the available energy of the Lyman continuum has been transformed

into quanta of lower energy. As was the case above for the higher members of the Lyman series, $H\beta$ suffers a splitting into quanta of lower energies (namely $Pa\alpha$ and $H\alpha$) and this may explain why its intensity undergoes a momentary decline. The crucial new point with non-conservative scattering is that, once formed, the subordinate lines are able to escape from the medium without being absorbed any more and may appear as strong emission features.

More realistic transfer models will undoubtedly change the "numbers" but it is difficult to imagine that they could suppress the recombination mechanism and the subsequent line escape. We therefore confirm Sobolev's view according to which the present nebular-like non-LTE mechanism could produce emission lines in extended atmospheres illuminated from below by a hot stellar core. The crucial point is that in our model the unionized outer HI region is transparent in the subordinate lines, which explains why they may be seen in emission.

5. Effects resulting from the variation of the other parameters. In all the following calculations we take into account the destruction of the line photons in the adjacent continua, as described in the previous section.

5.1. Influence of the quality and quantity of the illuminating radiation. One of the factors determining the importance of the transformation of continuum quanta into quanta of lower energies is the optical thickness of the subordinate continua in the envelope. As was shown above, this quantity is defined for each subordinate continuum as the *finite* limiting value of its optical thickness when the Lyman optical thickness becomes infinitely large. Although the quantity computed with our model may prove unrealistic, it remains interesting to examine its trend of variation under the influence of the physical parameters.

Table 1 shows how the optical thicknesses of the Balmer and Paschen continua, designated respectively by $\tau(\text{BaC})$ and $\tau(\text{PaC})$, depend on the temperature T of the illuminating black-body spectrum and the dilution parameter W . For the lowest values of T ($\approx 25\,000$ K) and W ($\approx 10^{-4}$) the subordinate continua are marginally thick. For stronger excitation conditions the optical thicknesses reach values of order 10–15.

As they become optically thick, the subordinate continua undergo a diminution of intensity. Figure 12 gives an example of such a behavior for the Balmer continuum, which may be reduced by a factor 10 whereas it was practically unattenuated under conditions of lower excitation (compare to Fig. 9). The situation is similar for the lines, whose transmission factor decreases when both the degree of excitation and the optical thickness increase. Figure 13 refers for instance to the case of $H\alpha$.

Table 1

OPTICAL THICKNESSES τ (BAC) AND τ (PAC) OF THE BALMER AND PASCHEN CONTINUA IN OUR IDEALISTIC MODEL

τ τ	(BAC) (PAC)	Temperature			
		25 000	30 000	40 000	50 000
Dilution parameter	10^{-4}	0.50	0.80	1.70	2.80
		0.30	0.70	1.50	2.60
	10^{-3}	1.40	2.40	4.80	7.40
		1.40	2.60	5.40	8.10
	10^{-2}	2.90	4.60	8.10	11.30
		3.60	6.20	11.80	16.70

Both the quality and the quantity of the radiation change with the temperature. Broadly speaking, we expect the excitation/ionization rate to increase along with the temperature. However, whether the outgoing fluxes in the lines increase or not under such circumstances is difficult to decide in advance because two factors compete in opposite directions. On the one hand the intensification of the energy input tends to increase the rate of recombination and consequently the rate of line production.

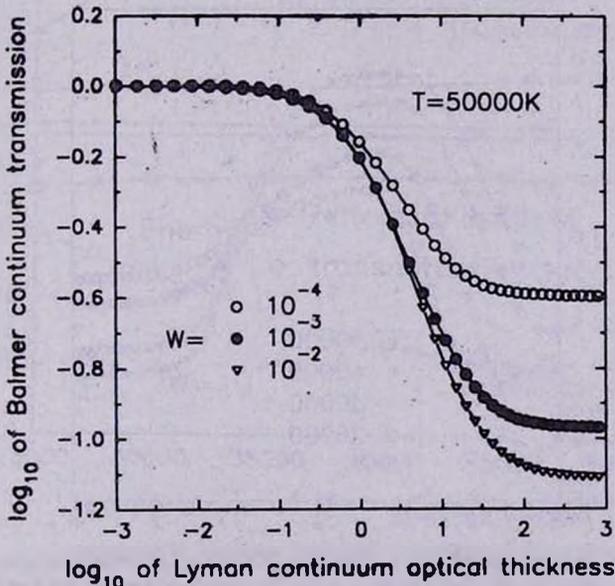


Fig. 12. The absorption of the Balmer continuum is more pronounced when the degree of excitation is higher.

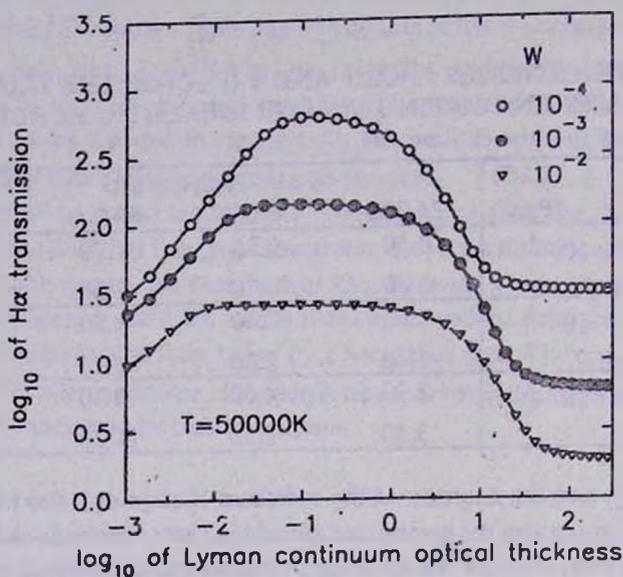


Fig. 13. The transmission in the lines is inhibited by the growth of the optical thickness resulting from an intensification of excitation.

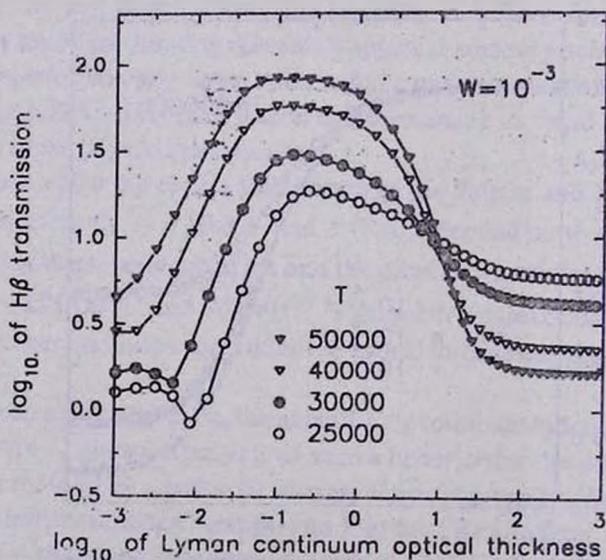


Fig. 14. Response of the H β emission to changes in the temperature of the stellar core.

On the other hand the increasing excitation rate causes a rise in the line optical thicknesses, which tends to diminish the transmission coefficient and to block the passage way outwards. Figure 16 is illuminating in this respect. It shows the transmission factors in $H\beta$ as a function of the optical thickness of the hydrogen layer for various temperatures of the ionizing core. When the temperature rises the rate of emission at moderate optical thickness increases correspondingly. But for larger optical thicknesses the opacity effect overcomes this amplification factor so that the transmission coefficient drops. Eventually the transmission factor of $H\beta$ for infinite Lyman optical thicknesses proves to be a *decreasing* function of the temperature of the source. The resulting emitted intensity is found to be smaller for higher temperatures: from 25 000 K to 50 000 K the incident flux is multiplied by ~ 2 whereas the transmission factor is divided by ~ 4 , so that the transmitted flux is finally divided by ~ 2 .

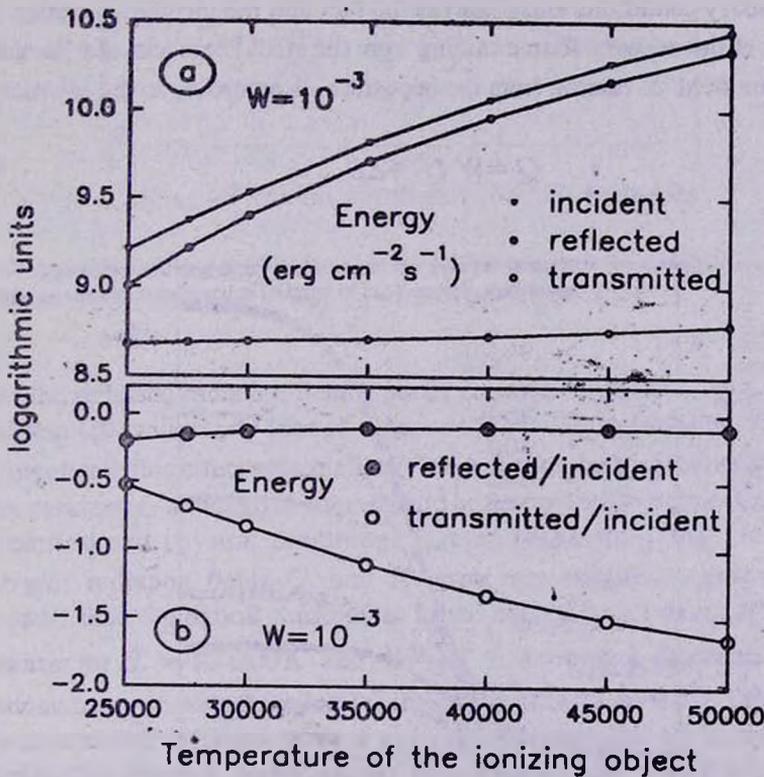


Fig. 15. Total energy transmitted or reflected. In response to a rise of the radiative flux falling onto the layer, the opacity increases and so does the amount of energy trapped below. The energies reported on the figure correspond to the emission of 1 cm^2 of the outer surface.

The same phenomenon affects the total flux, as shown by Fig. 15, which exhibits the variation of the flux emerging from the layer as a function of the incident flux. When the temperature of the ionizing core increases from 25 000 K to 50 000 K, the transmitted net flux remains almost constant, although the incident flux becomes nearly 20 times higher. This means that the opacity has also increased and that the amount of radiative energy blocked inside has grown in proportion. So it is interesting to notice that an *increase* of the luminosity from the stellar core results in *constricting* the outward flow of radiative energy. However this result should be reexamined with more realistic assumptions about the frequency redistribution in the lines.

5.2. The role of the boundary conditions. If the hydrogen layer under study is intended to model a spherical envelope located at a certain distance from a star, the radiation S leaving the internal boundary of the layer may cross the void between the star and the envelope and fall onto the opposite side. Under such circumstances the internal boundary conditions must express the fact that the incident radiation field Q is the sum of the primary source coming from the stellar core and of a fraction Z of the radiation field S coming from the opposite side according to the equation

$$Q = W Q^* + ZS, \quad (10)$$

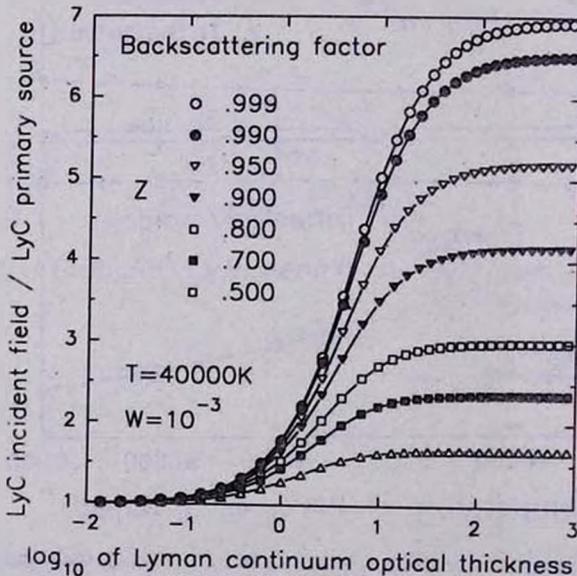


Fig. 16. Amplification of the radiation field falling onto the layer by the geometrical backscattering. The Lyman continuum is taken as an example.

where W is the dilution parameter (see Magnan [7] for the numerical treatment of such a boundary condition in the present context).

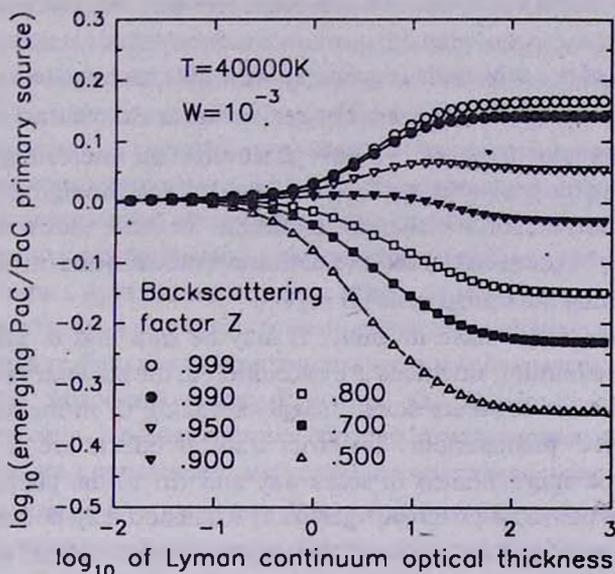


Fig. 17. The backscattering of the radiation at the internal boundary causes an increase of the emerging intensity as shown for instance in the case of the Paschen continuum.

As the reflected radiation field is partly re-injected into the layer, the boundary condition (10) will clearly tend to enhance the excitation conditions in the medium. To investigate this effect systematically we just take the backscattering factor Z as a free parameter - although its value should be determined in each case by the relevant geometrical and physical conditions. Figures 16-17 reveal that the incident and emergent radiation fields Q and R grow very roughly in proportion to Z . At the same time the optical thicknesses in the subordinate transitions increase. For instance, for $T = 40\ 000\text{K}$ and $W=10^{-3}$, the optical thickness in the Balmer continuum now reaches the value 7.7 instead of 4.8 as reported in Table 1. Although in real extended envelopes there is no "real" void between the central star and the envelope the internal backscattering effect should play a role in amplifying the radiative energy falling onto the medium. We conclude that the spherical geometry is an important factor of the problem.

6. *Conclusions and perspectives.* In the present paper we have considered a generalization of the Schuster monochromatic problem to the multifrequency case in investigating the radiative scattering mechanisms inside a medium composed of multilevel atoms and illuminated on one side by a specified radiation field. The main rule for building the model was to link in a self-consistent way the population and the transfer effects.

In the framework of our schematic exercise we were able to compute the structure of the entire medium from the ionized HII region up to the neutral HI region, including the HI° transition region. We have discovered an interesting feed-back mechanism regulating the populations of the subordinate levels through the combined effects of Lyman absorption and excitation conditions. We have shown that intense emission feature may be produced by recombination mechanisms and can escape from the medium by crossing the transparent HI region.

Which applications do we have in mind? It may be said that in astrophysical transfer problems two limiting situations are encountered: the planetary nebulae and the photospheres of main-sequence stars. Broadly speaking (i) in the nebular case non-LTE effects are predominant but strict transfer effects are of secondary importance or can be approximated in some way and (ii) in the photospheres of main-sequence stars non-LTE effects are generally small and may be considered as *departures* from a prevailing state of local thermodynamic equilibrium (though such departures may prove large in certain circumstances). However some objects, such as the extended atmospheres of certain stars, are not amenable to those limiting cases and require the treatment of extreme non-LTE effects in very opaque media. Actually the density of such envelopes is too low to insure LTE populations of the atomic levels and the medium is too thick to allow the simplified treatment of gaseous nebulae. For such cases the model presented here could prove useful.

The main limitation of our model for practical applications is the assumption of rectangular profiles in the lines. But most of the effects we have found are so prominent and so physically consistent that they could hardly disappear when turning to realistic calculations. We thus feel confident that such effects are present in the real extended envelopes of stars: calculations now under development with Voigt broadening in the lines do display the same basic mechanisms even if the spatial scales and the details of the phenomena differ.

Acknowledgements. We heartily thank Prof. V.V. Ivanov for his support and for constructive criticisms.

ПРОСТАЯ ЗАДАЧА ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ
МНОГОУРОВНЕВЫМИ АТОМАМИ

С.МАНЬЯН, П.ДЕ ЛАВЕРНИ

Рассматривается задача определения полей излучения, отраженного и пропущенного слоем, содержащим многоуровневые атомы водорода и освещенным с одной стороны заданным полем излучения. Мы имеем дело с экстремальной не-ЛТР ситуацией, в которой населенности различных уровней определяются процессом переноса излучения. Эффекты населенности и переноса учитываются путем самосогласования, решая уравнения переноса во всех линиях и континуумах совместно с уравнениями статистического равновесия для всех уровней. Мы ограничились идеальным случаем, допуская прямоугольные профили в линиях и континуумах и принимая модель атома с четырьмя уровнями и континуумом. В условиях, близких к термодинамическому равновесию, мы эмпирически вывели закон, подобный закону Шустера, для континуумов с проходящими полями излучения, изменяющимися обратно пропорционально оптической толщине. Обращаясь к неравновесным условиям, мы подчеркиваем решающую роль вероятности потери $Ly\alpha$ фотонов. Благодаря быстрому убыванию степени возбуждения и ионизации в среде и противоположно консервативному случаю, оптические толщины субординатных переходов остаются теперь конечными даже тогда, когда населенность основного уровня вдоль луча зрения становится бесконечной. В результате этой относительной прозрачности, сильные эмиссионные линии, образованные рекомбинационными механизмами, могут выйти из среды. Хотя из-за ряда принятых упрощений поставленная задача является в большой степени академической, мы предлагаем некоторые возможные применения и развития.

REFERENCES

1. A. Schuster, *Astrophys. J.*, 21, 1, 1905.
2. E. H. Avrett, D. G. Hummer, *Mon. Not. RAS*, 130, 295, 1965.
3. D. G. Hummer, *Mon. Not. RAS*, 138, 73, 1968.
4. V. V. Ivanov, *Transfer of radiation in spectral lines*, NBS Special Publication 385, 1973.
5. D. H. Menzel, *Selected papers on physical processes in ionized nebulae*, Dover, New York, 1962.
6. A. G. Nikogosyan, *Astrofisica*, 1, 285, 1965.
7. C. Magnan, *Astron. Astrophys.*, 271, 543, 1993.
8. M. Gros, C. Magnan, *Astron. Astrophys.*, 93, 150, 1981.
9. M. A. Mnatsakanian, H. V. Pickichian, *Principle of Invariance and its Applications*, Proceedings of the 1981 Symposium in Byurakan, Yerevan, 1989.
10. M. Gros, private communication, 1988.
11. V. V. Sobolev, *Moving Envelopes of Stars*, Cambridge, Mass. Harvard Univ. Press, 1960.

УДК: 52-423

ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ МАССЫ
В ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ

Г.Г. АРУТЮНЯН, В.В. ПАПОЯН

Поступила 10 апреля 1994
Подписана к печати 22 апреля 1994

Сформулирована задача определения поля тяготения статического, сферически-симметричного самогравитирующего объекта. Небольшое число точных решений уравнений теории ЙБД, имеющих физические приложения, дополнено новым, описывающим внешнее гравитационное поле рассматриваемого тела. Соответствующая калибровка позволяет переписать найденное решение в модифицированных координатах кривизны, однородных, а также других координатах. В частном случае решение совпадает с известным решением Шварцшильда.

1. *Гравитационное взаимодействие* обладает чрезвычайно малой интенсивностью, поэтому теория гравитации не имеет достаточного экспериментального обоснования. В этом смысле для теории гравитации наиболее существенными становятся ее логическая непротиворечивость и фундаментальные принципы, истинность которых не вызывает сомнений. По-видимому, этим можно объяснить факт существования целого ряда вполне жизнеспособных альтернативных теорий тяготения наряду со снискавшей широкое признание общей теорией относительности (ОТО). Одна из них — тензорно-скалярная теория Йордана-Бранса-Дикке (ЙБД), наиболее популярный в настоящее время неэйнштейновский вариант. Отсылая заинтересованных к оригинальной работе авторов теории [1—3], обратим внимание на физические предпосылки теории ЙБД. Основываясь на принципе Маха, согласно которому инерция обусловлена взаимодействием с усредненной массой Вселенной, можно заключить, что ускорение, сообщаемое пробной частицей, должно зависеть не только от гравитационного воздействия фиксированных небесных тел, но также и очень слабо от распределения вещества в непосредственной близости от этой частицы. Пусть пробная

частица находится на расстоянии r от центра некоего тела массы m , тогда, с одной стороны, в соответствии с идеей Маха, ускорение частицы из соображений размерности $a \sim \frac{mRc^2}{Mr^2}$ (M — масса, R — радиус наблюдаемой части

Вселенной), а, с другой, она должна падать с ускорением $a = \frac{Gm}{r^2}$. Сравнивая эти выражения придем вслед за Шамоу [4] к заключению

$$\frac{GM}{c^2 R} \sim 1,$$

т.е. размеры наблюдаемой части Вселенной порядка ее гравитационного радиуса. Запишем последнее выражение, несколько видоизменив его:

$$\frac{1}{G(r)} \sim \sum_i \frac{m_i}{(r-r_i) c^2},$$

откуда сразу видна необходимость введения в теорию далекодействующего скалярного поля $y(x^\mu)$, которое должно определить значение G в данной точке и формироваться распределением масс, причем для учета вклада от удаленных масс необходимо, чтобы на больших расстояниях $y \sim O\left(\frac{1}{r}\right)$.

В теории ЙБД метрику порождают не только вещество и негравитационные поля, но также, в отличие от ОТО, гравитационный скаляр y , который в свою очередь генерируется материей согласно

$$\nabla_\mu y^\mu = \frac{8\pi\Gamma}{3-2\xi}$$

(здесь ∇_μ — символ ковариантного дифференцирования, ξ — безразмерная константа связи теории ЙБД).

После того как метрика сформирована в соответствии с

$$R^\nu_\mu = \frac{8\pi}{y} \left(T^\nu_\mu - \frac{1-\xi}{3-2\xi} \delta^\nu_\mu T \right) + \frac{\nabla_\mu y^\nu}{y} + \xi \frac{y_\mu y^\nu}{y^2},$$

ее воздействие на вещество такое же, как и в ОТО. Другими словами, теория ИБД — это ОТО с дополнительным источником в виде безмассового скалярного поля.

В настоящей работе сформулирована задача определения поля тяготения внутри статического сферически-симметричного самогравитирующего тела. Показано, что уравнения теории ИБД обнаруживают существование несвойственных ОТО сингулярных условий в центре распределения масс. Получено вакуумное решение, калибровка которого позволяет переписать его в однородных, гармонических и модифицированных координатах кривизны.

2. В метрике

$$ds^2 = e^{2\nu(r)} c^2 dt^2 - e^{2\psi(r)} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \quad (1)$$

уравнения теории ИБД, определяющие гравитационное поле статического сферически-симметричного тела, имеют вид

$$\begin{aligned} \left[\frac{\chi_1}{\chi} \left(\frac{r^2 e^{\nu-\lambda}}{\chi} \right) \right]_1 &= \frac{\varepsilon - 3P}{c^2(3-2\xi)} r^2 e^{\nu+\lambda}, \\ \left[\nu_1 \left(\frac{r^2 e^{\nu-\lambda}}{\chi} \right) \right]_1 &= \frac{\varepsilon(2-\xi) + 3P(1-\xi)}{c^2(3-2\xi)} r^2 e^{\nu+\lambda}, \\ \left[\frac{1}{r} \left(\frac{r^2 e^{\nu-\lambda}}{\chi} \right) \right]_1 - \frac{e^{\nu+\lambda}}{\chi} &= \frac{\varepsilon(\xi-1) - \xi P}{c^2(3-2\xi)} r^2 e^{\nu+\lambda}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\nu_1 = -\frac{P_1}{\varepsilon + P},$$

здесь $\chi(r)$ — гравитационный скаляр, который обычно выбирают так, чтобы в пространственной бесконечности

$$\chi = \frac{8\pi}{c^2} \frac{1}{y} \rightarrow \frac{8\pi G_0(3-2\xi)}{c^2 2(2-\xi)} = \chi_0, \quad (3)$$

$(\dots)_1 = \frac{d}{dr}(\dots)$, ε — плотность энергии, P — давление вещества, которое, как обычно, предполагается идеальной жидкостью.

Введем $V(r)$ и $m(r)$ так, чтобы заменить (2) эквивалентной системой уравнений первого порядка:

$$V_1 = \frac{r^2 e^{\nu+\lambda}}{c^2(3-2\xi)} (\varepsilon - 3P), \quad (4)$$

$$\frac{\chi_1}{\chi} = V \frac{\chi e^{\lambda-\nu}}{r^2}, \quad (5)$$

$$m_1 = \frac{r^2 e^{\nu+\lambda}}{c^2(3-2\xi)} [\varepsilon(2-\xi) + 3P(1-\xi)], \quad (6)$$

$$\nu_1 = m \frac{\chi e^{\lambda-\nu}}{r^2} = -\frac{P_1}{\varepsilon + P}, \quad (7)$$

$$\lambda_1 = \frac{\chi r e^{2\lambda}}{c^2(3-2\xi)} [\varepsilon(1-\xi) + P(3-\xi)] - \frac{\chi e^{\lambda-\nu}}{r^2} (m-V) + \frac{\chi^2 e^{2(\lambda-\nu)}}{r^3} V (m - \frac{\xi}{2} V). \quad (8)$$

Полное решение задачи предусматривает задание условий в центре распределения масс ($r=0$), а также сшивку внутреннего и внешнего решений на поверхности (при $r=r_s$).

3. Легко заметить, что вне тела и на его границе ($\varepsilon = P = 0$, $r \geq r_s$)

$$V(r_s) = V_s = \text{const}, \quad m(r_s) = m_s = \text{const}. \quad (9)$$

Введем новую функцию

$$u(r) = \frac{1}{m_s} \frac{r e^{\nu-\lambda}}{\chi}, \quad (10)$$

которая, как следует из системы (4)–(8), подчиняется уравнению

$$\frac{u_1}{u} = \frac{1}{r} + \frac{2(1-a)}{ru} - \frac{a(2-\xi)}{2ru^2}, \quad (11)$$

где $a = V_s/m_s$ — константа интегрирования. Уравнение (11) легко интегрируется и дает

$$r = \eta r_0 \sqrt{\xi^2 - 1} \left(\frac{\xi + 1}{\xi - 1} \right)^{(1-a)/2\eta}, \quad (12)$$

$$\xi = \frac{u + (1-a)}{\eta}, \quad (13)$$

$$\eta^2 = (1-a)^2 + a - \frac{\zeta}{2} a^2, \quad (14)$$

после чего сразу же можно получить

$$\chi = \chi_0 \left(\frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right)^{a/2\eta},$$

$$e^{2\nu} = e^{2\nu_0} \left(\frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right)^{1/\eta}, \quad (15)$$

$$e^{2\lambda} = e^{2\lambda_0} \frac{\xi^2 - 1}{\left(\xi - \frac{1-a}{\eta} \right)^2}.$$

Условие асимптотической псевдоевклидовости вынуждает принять $e^{2\nu_0} = e^{2\lambda_0} = 1$, а также позволяет определить константу

$$r_0 = \chi_0 m_s = \frac{G_0 M}{c^2}, \quad (16)$$

где M — масса рассматриваемого тела. Интегрируя (6) в пределах от 0 до r_s , получим

$$Mc^2 = 4\pi \int_0^{r_s} r^2 e^{\nu+\lambda} \left[\varepsilon + \left(\frac{1-\zeta}{2-\zeta} \right) 3P \right] dr + \frac{4\pi(3-2\zeta)}{2-\zeta} m(0)c^2, \quad (17)$$

$$m(0) = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{r^2 e^{\nu-\lambda}}{\chi} \nu_1$$

В пределе $\zeta \rightarrow \infty$ этот результат совпадает с известной формулой Толмана для массы статического тела (см., например, [5]).

Введем, следуя Хокингу, "эффективную массу" M^* , связанную с энергией скалярного поля, в соответствии с

$$\chi|_{r \rightarrow \infty} = \chi_0 \left(1 - \frac{2G_* M^*}{c^2 r} \right). \quad (18)$$

Сравнивая это выражение с предельным ($\xi \rightarrow \infty$) видом найденного для $\chi(\xi)$ решения, получим

$$M^* c^2 = \frac{2\pi c^2 (3-2\xi)}{2-\xi} V_s = \frac{4\pi}{2(2-\xi)} \int_0^{r_s} r^2 e^{\nu+\lambda} (\varepsilon - 3P) dr + \\ + \frac{2\pi (3-2\xi)}{2-\xi} V(0) c^2, \quad (19)$$

$$V(0) = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{r^2 e^{\nu-\lambda}}{\chi} \frac{\chi_1}{\chi}.$$

Замечание 1. Вакуумное решение можно переписать в координатах (t, x, θ, φ) , где

$$x = x_0 (\xi + 1)$$

а x_0 — постоянная, причем

$$x_0 = \eta r_0$$

Координату x назовем модифицированной координатой кривизны, поскольку

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2x_0}{x} \right)^{4\eta} dt^2 - \left(1 - \frac{2x_0}{x} \right)^{(a-1)\eta} \left[dx^2 + x^2 \left(1 - \frac{2x_0}{x} \right) d\Omega^2 \right],$$

что в пределе ОТО ($a \rightarrow 0$, $\eta \rightarrow 0$) дает известное решение Шварцшильда.

4. *Внутри распределения масс* задачу удобно решать в следующих обозначениях:

$$x = r/r_c; \quad y_1 = V/V_c; \quad y_2 = \chi/\chi_c; \\ y_3 = m/m_c; \quad y_4 = e^\nu/N_c; \quad y_5 = e^\lambda/L_c, \quad (20)$$

что позволяет переписать систему (4)–(8) в виде

$$y_1' = \frac{\varepsilon - 3P}{c^2 (3 - 2\xi)} x^2 y_4 y_5,$$

$$\begin{aligned}
 \frac{y_2'}{y_2} &= y_1 \frac{y_2 y_5}{x^2 y_4}, \\
 y_3' &= \frac{\varepsilon(2-\zeta) + 3P(1-\zeta)}{c^2(3-2\zeta)} x^2 y_4 y_5, \\
 \frac{y_4'}{y_4} &= y_3 \frac{y_2 y_5}{x^2 y_4} = -\frac{P'}{\varepsilon + P}, \\
 \frac{y_5'}{y_5} &= \frac{\varepsilon(1-\zeta) + P(3-\zeta)}{c^2(3-2\zeta)} x y_2 y_5^2 - \\
 &- (y_3 - y_1) \frac{y_2 y_5}{x^2 y_4} + x y_1 (y_3 - \frac{\zeta}{2} y_1) \left(\frac{y_2 y_5}{x^2 y_4} \right)^2.
 \end{aligned} \tag{21}$$

Вблизи центра ($r \rightarrow 0$, $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_c$, $P \rightarrow P_c$) система уравнений (21) допускает два возможных типа поведения искомых функций:

а) "сингулярные" условия в центре

$$\begin{aligned}
 y_1(x) &\approx p + \frac{\varepsilon_c - 3P_c}{c^2(3-2\zeta)} \frac{x^{4-p}}{4-p}, \\
 y_2(x) &\approx x^p, \\
 y_3(x) &= \frac{\varepsilon_c(2-\zeta) + 3P_c(1-\zeta)}{c^2(3-2\zeta)} \frac{x^{4-p}}{4-p}, \\
 y_4(x) &\approx 1 + \frac{\varepsilon_c(2-\zeta) + 3P_c(1-\zeta)}{c^2(3-2\zeta)} \frac{x^{4-p}}{(4-p)^2}, \\
 y_5(x) &\approx x^{1-p},
 \end{aligned} \tag{22}$$

здесь

$$p = \frac{2}{\zeta} \left(1 - \sqrt{1 - \zeta/2} \right); \tag{23}$$

б) "несингулярные" условия в центре

$$\begin{aligned}
 y_1(x) &= \frac{\varepsilon_c - 3P_c}{c^2(3-2\zeta)} \frac{x^3}{3}, \\
 y_2(x) &\approx 1 + \frac{\varepsilon_c - 3P_c}{c^2(3-2\zeta)} \frac{x^2}{6}, \\
 y_3(x) &\approx \frac{\varepsilon_c(2-\zeta) + 3P_c(1-\zeta)}{c^2(3-2\zeta)} \frac{x^3}{3},
 \end{aligned} \tag{24}$$

$$y_4(x) \approx 1 + \frac{\varepsilon_c(2-\zeta) + 3P_c(1-\zeta)}{c^2(3-2\zeta)} \frac{x^2}{6},$$

$$y_5(x) \approx 1 + \frac{2\varepsilon_c(1-\zeta) + 3P_c}{c^2(3-2\zeta)} \frac{x^2}{6}.$$

Заметим, что поведение (24) аналогично поведению соответствующих функций при решении задачи в ОТО, в то время, как условия (22) не свойственны уравнениям ОТО, а возможны только в рамках теории ЙБД.

При заданных ζ и уравнений состояния $P = P(\varepsilon)$ интегрирование системы (21) следует вести от $x = 0$ до границы $x = x_s$, значение x_s определяется условием $P(x_s) = 0$. Практически удобнее определить x_s как аргумент следующего отношения, когда для данного ζ

$$\frac{y_3'}{y_1'} = \left(\frac{[(2-\zeta) + 3P/\varepsilon(1-\zeta)]}{1 - 3P/\varepsilon} \right)_{P=0} = 2 - \zeta \quad (25)$$

В результате интегрирования определяется все $y(x)$ и их производные. Знание этих величин дает возможность найти a , η и ξ_s (ξ — аргумент внешнего решения) согласно

$$\xi_s = \frac{\eta^2 f_s + (1-a)}{\eta(1 + (1-a)f_s)}; \quad f_s = \left(\frac{y_4 y_5'}{y_4' y_5} \right)_{x=x_s}, \quad (26)$$

после чего вычисляются χ_c , N_c , L_c , V_c , m_c и r_c , что в свою очередь позволяет найти

$$r_s = r_c x_s, \quad M = \frac{4\pi(3-2\zeta)}{2-\zeta} m_c y_s(x_s),$$

$$M^* = \frac{2\pi(3-2\zeta)}{2-\zeta} V_c y_1(x_s) \quad (27)$$

и завершить решение задачи.

5. Перейдем к обсуждению точного вакуумного решения (15). Интересно заметить, что такой же результат можно получить из уравнений

$$\Delta y = 0,$$

$$\Delta A + e^{-2B} \frac{A' y'}{y} = 0,$$

$$\Delta f + e^{-2B} \frac{f' y'}{y} - e^{-2B} / L^2 = 0, \quad (28)$$

$$\begin{aligned} & \left(A' + 2f' + \frac{y'}{y} \right) + A' \left(A' - f' + \frac{L'}{L} \right) + \\ & + 2f' \frac{L'}{L} + \frac{y'}{y} \left[(1 - \zeta) \frac{y'}{y} - f' + \frac{L'}{L} \right] = 0 \end{aligned}$$

соответствующих

$$ds^2 = e^{2A(z)} dt^2 - e^{2B(z)} \left[dz^2 + L^2(z) d\Omega^2 \right], \quad (29)$$

здесь

$$f = \ln L e^B,$$

$$\Delta = \frac{e^{-(A+3B)}}{L^2} \frac{d}{dz} \left(L^2 e^{A+B} \frac{d}{dz} \right).$$

Действительно, из первых двух уравнений имеем

$$A' = -\frac{1}{a} \frac{y'}{y}, \quad a = \text{const.} \quad (30)$$

Исключив далее вторые производные, используем (30) и разрешим результат относительно f' , что дает

$$f' = \frac{1}{L} \left[\frac{1-a}{\eta} \left(\frac{\eta y'}{a y} L \right) \pm \sqrt{\left(\frac{\eta y'}{a y} L \right)^2 + 1} \right], \quad (31)$$

где по-прежнему

$$\eta^2 = (a-1)^2 + a - \frac{\zeta}{2} a^2.$$

Введем переменную $|\xi| > 1$, согласно

$$\frac{\eta y'}{a y} = \frac{1}{\sqrt{\xi^2 - 1}},$$

что приводит к уравнению

$$\xi' = \pm \frac{\sqrt{\xi^2 - 1}}{L}. \quad (32)$$

Выбор знака в (32) не отражается на конечном результате, выбрав для определенности нижний, получим

$$y = y_0 \left(\frac{\xi+1}{\xi-1} \right)^{a/2\eta},$$

$$e^{2A} = e^{2A_0} \left(\frac{\xi-1}{\xi+1} \right)^{1/\eta} \quad (33)$$

$$L^2 e^{2B} = L_0^2 e^{2B_0} (\xi^2 - 1) \left(\frac{\xi+1}{\xi-1} \right)^{(1-a)/\eta}$$

Если так же, как в замечании 1 перейти к $x = x_0 (\xi + 1)$, то ясно, что необходимо положить $L_0 = x_0$, а константы A_0 и D_0 равными 0. Таким образом

$$ds^2 = \left(\frac{\xi-1}{\xi+1} \right)^{1/\eta} dt^2 - L_0^2 \left(\frac{\xi+1}{\xi-1} \right)^{(1-a)/\eta} [d\xi^2 + (\xi^2 - 1) d\Omega^2], \quad (34)$$

$$y = y_0 \left(\frac{\xi+1}{\xi-1} \right)^{a/2\eta}.$$

Нетрудно видеть, что решение (34) трансформируется в параметрическое решение Гекмана (см. [1]), если ввести параметр

$$\tau = \left(\frac{\xi-1}{\xi+1} \right)^{(1-a)/\eta} \quad (35)$$

Подстановкой

$$R = R_0 (\xi + \sqrt{\xi^2 - 1}) \quad (36)$$

это решение можно переписать в однородных координатах:

$$ds^2 = \left(\frac{1 - R_0/R}{1 + R_0/R} \right)^{2/\eta} dt^2 - \left(1 + \frac{R_0}{R} \right)^4 \left(\frac{1 - R_0/R}{1 + R_0/R} \right)^{2(a-1+\eta)/\eta} (dR^2 + R^2 d\Omega^2),$$

$$y = y_0 \left(\frac{1 + R_0/R}{1 - R_0/R} \right)^{a/\eta}, \quad 2R_0 = \frac{GM}{c^2}. \quad (37)$$

В таком виде оно было известно Брансу [3]. Однако Бранс ошибочно полагал, что a является универсальной константой, а не постоянной интегрирования, связанной с параметром рассматриваемой модели (например, плотностью энергии в центре).

При желании можно перейти и к гармоническим координатам Фока [6]

$$\bar{r} = \left(\xi + \frac{a}{2\eta} \right) \left[C_1 + C_2 \int \left(\frac{\xi+1}{\xi-1} \right)^{a/2\eta} \frac{d\xi}{(\xi^2 - 1)(\xi + a/2\eta)^2} \right]. \quad (38)$$

Разумеется, все выражения этого раздела можно перевести в ОТО, положив $a = 0, \eta = 1$.

Замечание 2. В свое время в решении статических уравнений ОТО Фок (см. [6]) допустил неточность, положив равной 0 одну из констант интегрирования, на что обратили внимание Асанов [7] и, независимо от него, Авакян [8]. Наличие этой константы (C_2 в (38)) обуславливает разницу между координатой ξ и гармонической координатой r , что хорошо проявляется в случае ОТО:

$$\bar{r} = \xi \left[C_1 + \frac{1}{2} C_2 \ln \left(\frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right) \right].$$

С точки зрения практических приложений наиболее приемлемым представляется вакуумное решение в том виде, который оно имеет в модифицированных координатах кривизны (см. замечание 1).

Авторы благодарны участникам семинаров кафедры теоретической физики Ереванского государственного университета и "Пространство, время и гравитация" ЛТФ ОИЯИ за обсуждения.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта фонда Майера, присужденного Американским Физическим Обществом.

Ереванский государственный университет

GRAVITATIONAL FIELD OF THE ISOLATED MASS IN YORDAN-BRANS-DICKE THEORY

G. HAROUTYUNIAN, V. PAPOYAN

The problem of determination of the gravitational field inside the static, spherically symmetric self-gravitating object is formulated. A number of exact solutions of the YBD equation are supplemented by the new solution describing object considered. This solution can be rewritten in the form of modified curvature, uniform and other type coordinates. In the special case, the obtained solution coincides with well-known Schwarzschild solution.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Jordan*, *Schwerkraft und Weltall*, Vieweg and Sohn, Braunschweig, 1955.
2. *C. Branc, R. Dicke*, *Phys. Rev.*, 124, 925, 1961.
3. *C. Branc*, *Phys. Rev.*, 125, 2194, 1962.
4. *D. Sciama*, *Mon. Notic Roy Astron. Soc.*, 113, 34, 1953.
5. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Теория поля*, Наука, М., 1988.
6. *В. А. Фок*, *Теория пространства, времени и тяготения*, ГИИТЛ, М., 1955.
7. *Р. А. Асанов*, *Prepr. JINR E2-87-612*, Dubna, 1987.
8. *Р. М. Авакян*, В сб. "Точные решения уравнений гравитационного поля и их физическая интерпретация", изд-во Тартуского ун-та, Тарту, 1988, с.22.

УДК: 52: 531.51

ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ПЛОСКОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ БСТТ

А.А.СААРЯН

Поступила 10 мая 1994

Принята к печати 17 мая 1994

Решены космологические уравнения биметрической скалярно-тензорной теории гравитации (БСТТ) для плоской модели фридмановского типа с уравнением состояния $p = a\varepsilon$. В начальной стадии расширения плотность энергии скалярного поля доминирует над плотностью энергии материи. В результате, поведение решения в этом пределе не зависит от a . Для поздних этапов расширения Вселенной полученное решение переходит в частное решение, имеющее вид степенной функции от времени. При этом относительное изменение гравитационного скалара пропорционально параметру Хаббла. В пределе больших значений параметра теории лишь простое решение с нулевым значением постоянной интегрирования переходит в соответствующее фридмановское решение ОТО.

1. *Введение.* В предыдущих работах [1,2] нами было получено общее решение космологических уравнений БСТТ в случае пылевидной материи, а также частное решение для уравнения состояния

$$p = a\varepsilon, \quad (1)$$

где p — давление, ε — плотность энергии материи, имеющей вид степенной функции от времени (см. ниже). Был найден также класс решений, соответствующий пустому пространству ($p = \varepsilon = 0$). В данной работе получены точные решения для плоской модели в случае произвольного a , $-1 \leq a \leq 1$. Рассмотрение отрицательных давлений связано с важностью инфляционных моделей ($a = -1$) для современной космологии (см., например, [3]). В частности, отметим модель растянутой инфляции предложенной в рамках скалярно-тензорных теорий гравитации [4-6].

Найденные решения представлены в параметрической форме для функции времени $t(v)$, плотности энергии $\varepsilon(v)$, параметра расширения $R(v)$ и скаляр-

ного поля $\varphi(v)$. В ранних стадиях расширения плотность энергии скалярного поля доминирует над плотностью энергии материи и поведение решений не зависит от a . В обратном предельном случае $t \rightarrow \infty$ решение асимптотически стремится к ранее полученному решению, соответствующему нулевому значению постоянной интегрирования. Показано, что при больших значениях параметра теории только это решение переходит в соответствующее решение ОТО.

2. Точные решения уравнений поля. Рассмотрим модель однородной и изотропной Вселенной с плоским пространством, когда метрика искривленного пространства-времени имеет вид

$$g_{ik} = \text{diag} (1, -R^2, -R^2, -R^2) , \quad R=R(t) . \quad (2)$$

Как показано в работе [7] плоскую фоновую метрику БСТТ здесь можно выбрать в виде Минковского: $\gamma_{ik} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$. Уравнения БСТТ [8,9] в случае постоянной функции связи ξ , дополненные уравнением непрерывности для тензора энергии-импульса материи, сводятся к системе

$$\begin{aligned} \dot{X}^2 - \xi \dot{Y}^2 / 6 &= \varepsilon / 3\varphi \\ \ddot{X} + \dot{X} (3\dot{X} + \dot{Y}) &= (\varepsilon - p) / 2\varphi \\ \ddot{Y} + \dot{Y} (3\dot{X} + \dot{Y}) &= -\varepsilon / \xi\varphi \\ \dot{\varepsilon} + 3\dot{X} (\varepsilon + p) &= 0 , \end{aligned} \quad (3)$$

где $\varphi = \varphi(t)$ — гравитационный скаляр,

$$X = \ln R , \quad Y = \ln \varphi , \quad (4)$$

а точка над буквой означает производную по времени. Можно показать, что любое из последних трех уравнений системы (3) является следствием остальных. В случае уравнения состояния (1) последнее уравнение имеет решение

$$\varepsilon = B/R^{3(a+1)} \quad (5)$$

с постоянной интегрирования B . Из второго и третьего уравнений (3) имеем

$$\ddot{X} + \xi (1-a)\ddot{Y} / 2 + [\dot{X} + \xi (1-a)\dot{Y} / 2] (3\dot{X} - \dot{Y}) = 0 ,$$

первый интеграл которого

$$\dot{X} + b\dot{Y}/3 = A \exp(-3X - Y), \quad (6)$$

где A — новая постоянная интегрирования и введено обозначение

$$b = \alpha(1 - \alpha), \quad \alpha = 3\zeta/2. \quad (7)$$

В дальнейшем удобно ввести новую функцию

$$z = 3X + Y = \ln(\varphi R^3). \quad (8)$$

Из (6) и (8) при $b \neq 1$ находим следующие выражения производных по времени через эту функцию

$$\begin{aligned} \dot{X} &= (bz/3 - A e^{-z})/(b-1) \\ \dot{Y} &= (-z + 3A e^{-z})/(b-1). \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнение для z можно получить, комбинируя второе и третье уравнения системы (3)

$$\ddot{z} + \dot{z}^2 = \varepsilon(b-1)/\zeta\rho \quad (10)$$

и подставляя ε/φ из первого уравнения:

$$\ddot{z} + a_1 \dot{z}^2 + a_2 \dot{z} e^{-z} + a_3 e^{-2z} = 0. \quad (11)$$

Здесь для коэффициентов введены обозначения

$$a_1 = \frac{1}{2(b-1)\beta}, \quad a_2 = -\frac{3aA}{b-1}, \quad a_3 = \frac{9A^2(\alpha-1)}{2\alpha(b-1)}, \quad \beta = \frac{1}{\alpha(1-\alpha^2)-1}. \quad (12)$$

Прежде всего заметим, чем уравнение (11) имеет класс решений с $A = 0$, имеющий вид

$$\begin{aligned} X &= bY/3 = b/[3(b-1)(a_1 t + c_1)], \\ R &= \text{const} (a_1 t + c_1)^{\zeta(1-\alpha)\beta}, \quad \varphi = \text{const} (a_1 t + c_1)^{-2\beta}, \end{aligned} \quad (13)$$

c_1 — постоянная, определяющая начало отсчета времени. Эти решения ранее были найдены в [1,2]. В пределе $\zeta \rightarrow \infty$, при $\alpha \neq -1$ из (13) получим

$$\varphi = \text{const}, R \sim t^{\frac{2}{3(1+a)}}. \quad (14a)$$

Когда же $a = -1$, имеем

$$\dot{X} \equiv H = 1/3c_1, \varphi = \text{const}, R = R_0 e^{Ht}, \quad (14b)$$

представляющий собой известное решение де-Ситтера. Оба выражения (14) совпадают с соответствующими решениями ОТО.

Для решения уравнения (11) при $A \neq 0$ сделаем замену переменной

$$\dot{z} = u(z) e^{-z}, \quad \ddot{z} + \dot{z}^2 = u e^{-2z} \frac{du}{dz} = \frac{b-1}{\xi} \frac{\varepsilon}{\varphi}, \quad (15)$$

после чего уравнение примет вид

$$u \frac{du}{dz} + (a_1 - 1)u^2 + a_2 u + a_3 = 0,$$

или в предположении, что $a > 0$

$$u \frac{du}{dz} = (1 - a_1)(u - u_+)(u - u_-), \quad (16)$$

где

$$u_{\pm} = \frac{3A(1 \pm \alpha_1)}{\alpha(1 - a) \pm \alpha_1}, \quad \alpha_1 = \sqrt{\alpha} \operatorname{sgn} A. \quad (17)$$

Введем новую функцию v , согласно

$$u = b_1 v + b_2, \quad b_{1,2} = (u_+ \mp u_-)/2 \quad (18)$$

и подставим в уравнение (16), получим

$$(b_1 v + b_2) \frac{dv}{dz} = (1 - a_1) b_1 (v^2 - 1). \quad (19)$$

Сначала рассмотрим класс решений уравнения (16) с постоянным u , когда $u = u_{\pm}$. Они имеют вид [1,2]

$$R = \text{const} \left| u_{\pm} t + c_2 \right|^{\frac{\pm \sqrt{\alpha}}{3(1 \pm \sqrt{\alpha})}}, \quad \varphi = \text{const} \left| u_{\pm} t + c_2 \right|^{\frac{1}{1 \pm \sqrt{\alpha}}}. \quad (20)$$

Как следует из (15) для этих решений $\varepsilon = 0$, т.е. они представляют собой вакуумные решения с $\varepsilon = p = 0$.

Теперь вернемся к уравнению (19). Из (15) и (19) следует, что

$$\frac{\varepsilon}{\varphi} = \frac{3A^2 e^{-2x}}{\alpha(1-a)^2 - 1} (v^2 - 1). \quad (21)$$

При условии $\varepsilon/\varphi \geq 0$ и $\alpha(1-a)^2 > 1$ получим $v^2 \geq 1$. Далее из первого уравнения системы (3) следует, что

$$|\dot{X}| \geq \sqrt{\alpha} |\dot{Y}|/3.$$

Для моделей расширения отсюда при $\sqrt{\alpha} > 1$ получим

$$\dot{z} \geq \sqrt{\alpha} |\dot{Y}| + \dot{Y} \geq 0.$$

Так как \dot{z} и u имеют одинаковый знак и

$$\dot{b}_1 = \frac{3A}{\alpha_1} \frac{\alpha(1-a)-1}{\alpha(1-a)^2-1} > 0,$$

то v также неотрицательно. Таким образом, для моделей расширения $\dot{v} \geq 1$. С учетом этого обстоятельства интегрирование уравнения (19) приводит к следующему результату:

$$e^x = c_3(v-1)^{(\alpha_1 + 1)\beta_+} (v+1)^{(\alpha_1 - 1)\beta_-}, \quad \beta_{\pm} = \frac{1}{\alpha_1(1-a) \pm 1}. \quad (22)$$

Для нахождения функции $t=t(v)$ имеем

$$\dot{v} = \dot{z} \frac{dv}{dz} = (1-a_1) b_1 (v^2-1) e^{-x}, \quad (23)$$

где мы воспользовались уравнением (19). С учетом (22) интеграл последнего уравнения есть

$$t/t_1 = \int (v-1)^{\alpha_1 a \beta_+} (v+1)^{\alpha_1 a \beta_-} dv, \quad t_1 = c_3/b_1(1-a_1). \quad (24)$$

Для полного решения задачи осталось найти функции $X = X(v)$, $Y = Y(v)$. Заметим, что

$$\dot{X} = \dot{v} \frac{dx}{dv} = \frac{1}{(b-1)} \left(\frac{b}{3} \dot{z} - A e^{-z} \right),$$

или, используя (15), (22) и (23),

$$\frac{dX}{dv} = \frac{2}{3} \frac{bv - \alpha_1 \beta_+ \beta_-}{v^2 - 1}.$$

Решением этого уравнения является функция

$$R = R_1 (v-1)^{\alpha \beta_+ / 3} (v+1)^{\alpha \beta_- / 3} \quad (25)$$

с постоянной интегрирования R_1 . Гравитационный скаляр теперь можно найти из (8), (22) и (25):

$$\varphi = \varphi_1 (v-1)^{\beta_+} (v+1)^{\beta_-}. \quad (26)$$

Отметим следующую связь между постоянными интегрирования

$$c_3 = \varphi_1 R_1^3. \quad (27)$$

Выпишем также выражения для логарифмических производных параметра расширения и скалярного поля

$$\begin{aligned} \dot{R}/R &= [\alpha_1(1-a)v - 1] \beta_+ \beta_- A e^{-z}, \\ \dot{\varphi}/\varphi &= 3 [\alpha_1(1-a) - v] \beta_+ \beta_- A e^{-z} / \alpha_1, \end{aligned} \quad (28)$$

где функция $z(v)$ определена формулой (22).

Таким образом, решения системы (3) с уравнениями состояния (1) определяются выражениями (24) — (26). В них содержатся четыре произвольные постоянные: R_1 , φ_1 , A и одна постоянная (см. (24)), соответствующая произволу в

выборе начала отсчета времени. Коэффициент B в формуле (5) можно выразить через эти постоянные. Для этого, подставив (22) в (21), находим

$$\varepsilon = \frac{3A^2}{\varphi_1 R_1^6} \beta_+ \beta_- (\nu - 1)^{-\alpha_1(1+a)\beta_+} (\nu + 1)^{-\alpha_1(1+a)\beta_-} . \quad (29)$$

Сравнение с (5) приводит к следующему выражению для B :

$$B = \frac{3A^2}{\varphi_1} \bar{R}_1^{3(a-1)} \beta_+ \beta_- . \quad (30)$$

Как это видно из (28) при условии $\alpha(1-a)^2 > 1$ поведение φ существенным образом зависит от знака постоянной A . Когда $A < 0$ гравитационный скаляр является монотонно убывающей функцией времени. Для положительных значений α функция возрастает при $\nu < \sqrt{\alpha}(1-a)$ и убывает при $\nu > \sqrt{\alpha}(1-a)$. Заметим также, что из первого уравнения системы (3) и выражений (28) следует следующая формула:

$$1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_k} = \left[\frac{\alpha_1(1-a)\nu}{\alpha_1(1-a)\nu - 1} \right]^2 , \quad \varepsilon_k = 3\varphi H^2 , \quad (31)$$

где $H = \dot{R}/R$ — параметр Хаббла в момент времени $t(\nu)$. Для нынешней стадии эволюции Вселенной $\varepsilon_k \approx 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$. Таким образом, отличие плотности энергии материи в данный момент эволюции от значения ε_k показывает, насколько близка Вселенная к той эпохе, когда гравитационный скаляр почти постоянен.

Если в качестве начала отсчета времени взять момент, когда $R=0$, то из (24) получим

$$t/t_1 = \int_1^{\nu} (\nu - 1)^{\alpha_1 a \beta_+} (\nu + 1)^{\alpha_1 a \beta_-} d\nu , \quad (32)$$

где t_1 выражается через прежние постоянные:

$$t_1 = 2\alpha_1 \varphi_1 R_1^2 / 3A . \quad (33)$$

Если слагаемое $\zeta \dot{\varphi}^2 / \varphi$ в левой части первого уравнения (3) интерпретировать как плотность энергии ε_φ скалярного поля, то отношение плотности энергии материи к ε_φ равно

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_\varphi} = \frac{\alpha(1-a)^2 - 1}{[\alpha_1(1-a) - \nu]^2} (\nu^2 - 1) \quad (34)$$

и стремится к нулю при приближении к начальной сингулярности $\nu = 1$ ($t = 0$), т.е. динамика модели в ранних этапах расширения определяется скалярным полем.

3. Предельные случаи. В этом разделе мы рассмотрим поведение полученного решения в различных пределах. Начнем со случая $\nu \rightarrow \infty$. В этом пределе подынтегральная функция в формуле (32) ведет себя как ν в степени $2\alpha(1-a)\beta_+\beta_-$, вследствие чего интеграл расходится при $\alpha(1-a^2) \geq 1$ и сходится в обратном случае. В первом случае $t \rightarrow \infty$ при $\nu \rightarrow \infty$ и в (32) для поздних этапов расширения основной вклад дают большие ν , для которых

$$\nu = (t/t_2)^{\beta/\beta_+\beta_-}, \quad t_2 = t_1 \beta/\beta_+\beta_- \quad (35)$$

и поэтому

$$R = R_1 (t/t_2)^{2\alpha\beta(1-a)/3}, \quad \varphi = \varphi_1 (t/t_2)^{-2\beta},$$

$$\varepsilon = B R_1^{-3(1+a)} (t/t_2)^{-2\alpha\beta(1-a^2)}, \quad (36)$$

справедливые при $t \gg t_2$. Пусть $R_0, \varphi_0, \varepsilon_0$ значения соответствующих величин в момент космического времени t_0 , удовлетворяющий условию $t_0 \gg t_2$. Из (36) находим следующую связь между постоянными интегрирования и этими параметрами

$$R_1 = R_0 (t_2/t_0)^{2\alpha\beta(1-a)/3}, \quad \varphi_1 = \varphi_0 (t_2/t_0)^{-2\beta},$$

$$B = \varepsilon_0 R_0^{3(1+a)}. \quad (37)$$

Сравнивая (36) с решениями (13) заключаем, что решения (24) — (26) для поздних этапов расширения ($t \gg t_2$) переходят в частное решение, соответствующее нулевому значению постоянной интегрирования A . При этом относительное изменение скалярного поля связано с параметром Хаббла соотношением

$$\frac{\dot{\varphi}}{\varphi} = -\frac{3}{\alpha(1-a)} \frac{\dot{R}}{R} = -\frac{2\beta}{t} \quad (38)$$

Вклад правой части (6) в этом пределе пренебрежимо мал. Из (28) следует, что для выполнения (39) помимо $\nu \gg 1$ нужно потребовать также выполнения условия $\nu \gg \sqrt{\alpha}(1-a)$. Из (26) получим следующую связь между величинами, характеризующими поздние этапы расширения Вселенной:

$$t^2 \cdot \frac{\varepsilon}{\varphi} = \frac{4\alpha\beta^2}{3\beta_+\beta_-} \quad (39)$$

С учетом (38) это равенство можно записать также в виде

$$\varepsilon/\varepsilon_k = 1 - 1/\alpha(1-a)^2, \quad (40)$$

которое непосредственно следует из (31). Аналогичным образом, из второго уравнения (3) с учетом (1), (38), (40) для параметра замедления $q = -R\ddot{R}/\dot{R}^2$ получим следующее значение:

$$2q = 1 + 3a - \frac{3}{\alpha(1-a)}. \quad (41)$$

Заметим, что ответ на вопрос о том, удовлетворяет ли настоящая эпоха условию $t \gg t_2$, зависит от того, насколько близко нынешнее значение плотности материи к значению $\varepsilon_k \approx 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ (см. (31)).

Для инфляционных космологических моделей интеграл в формуле (32) сходится при $\nu \rightarrow \infty$. Следовательно, время t меняется в конечных пределах $0 \leq t \leq t_m$, где

$$t_m = t_1 \int_1^{\infty} (\nu - 1)^{-\alpha_1/(2\alpha_1 - 1)} (\nu + 1)^{-\alpha_1/(2\alpha_1 + 1)} d\nu.$$

Когда $t \rightarrow t_m$ ($\nu \rightarrow \infty$), из (24)–(26) имеем

$$(t_m - t)/t_1 = (4\alpha - 1) \nu^{-1/(4\alpha - 1)},$$

$$R = R_1 \left[\frac{t_m - t}{(4\alpha - 1) t_1} \right]^{-4\alpha/3}, \quad \varphi = \varphi_1 \left[\frac{t_m - t}{(4\alpha - 1) t_1} \right]^2,$$

что совпадает с решением (13) при $\alpha = -1$.

Перейдем теперь к ранним стадиям расширения $t \rightarrow 0$ ($\nu \rightarrow 1$). В этом пределе полученное решение имеет следующее поведение:

$$R \sim t^{\alpha/3(\alpha_1 + 1)}, \quad \varphi \sim t^{1/(\alpha_1 + 1)}, \quad \epsilon/\epsilon_\varphi \sim t^{1/(\alpha_1 + 1)\beta_+} \quad (42)$$

и динамика модели не зависит от α . Это является следствием доминантности плотности энергии скалярного поля над плотностью энергии материи (см. (42)).

И, наконец, рассмотрим $\xi \rightarrow \infty$ предел решений (24)–(26). В этом пределе

$$R = R_1 (\nu^2 - 1)^{1/3(1 - \alpha)}, \quad \varphi = \varphi_1 = \text{const}, \quad (43)$$

где параметр ν связан со временем согласно

$$t/t_1 = \int_1^\nu (\nu^2 - 1)^{\alpha/(1 - \alpha)} d\nu, \quad t_1 = \frac{2}{1 - \alpha} (\varphi_1 R_1^{3(1 + \alpha)}/3B)^{1/2}. \quad (44)$$

Для пылевидной материи ($\alpha = 0$) отсюда получим

$$t/t_1 = \nu - 1, \quad R = R_1 [(t/t_1 + 2)t/t_1]^{1/3},$$

а для вакуумной модели $\alpha = -1$

$$\nu = ch(t/t_1), \quad R = R_1 sh^{1/3}(t/t_1).$$

Решение (43), (44) только при $t \gg t_1$ переходит в решение ОТО. Это обусловлено тем, что при конечных t и $\xi \rightarrow \infty$, как видно из (28), $\dot{Y} \sim 1/\sqrt{\xi}$ (при

фиксированных B , φ , R_1 постоянная $A \sim \sqrt{\xi}$ (см. (30)). Поэтому второе слагаемое в левой части первого уравнения дает конечный вклад, и это уравнение отличается от соответствующего уравнения ОТО. Аналогичная ситуация имеет место в теории Йордана–Бранса–Дикке [10]. Только те решения БСТТ, для которых $\dot{\varphi}/\varphi = 0(1/\sqrt{\xi})$, переходят в решения ОТО.

4. *Заключение.* Полученные в данной работе результаты заключаются в следующем:

1) Для плоской модели решены космологические уравнения БСТТ для варианта теории с постоянным $\xi > 0$ и уравнения состояния $p = a\varepsilon$. Решение представлено в параметрическом виде формулами (24)–(26).

2) В поздних стадиях расширения решение переходит в ранее полученное решение (13), соответствующее нулевому значению постоянной A . Характерные значения параметров Вселенной для этой эпохи задаются соотношениями (38)–(41).

3) Отдельно рассмотрена инфляционная модель ($a = -1$), которая за конечное космологическое время расширяется до бесконечных размеров. Однако следует ожидать, как обычно это происходит в различных сценариях инфляции, в некоторый момент времени $t < t_m$ происходит фазовый переход в обычные режимы расширения, для которых расширение до бесконечного значения R происходит за бесконечное время.

4) Для ранних этапов расширения основной становится плотность энергии скалярного поля, и динамика модели не зависит от a . Поведение решения определяется формулами (42).

5) В пределе больших значений параметра ξ только простое решение с нулевым значением постоянной A переходит в соответствующее решение ОТО. Для общего решения такой переход имеет место лишь для поздних этапов расширения. В конечные моменты времени предел решения дается формулами (43), (44).

Автор благодарен Л.Ш.Григоряну за ценные обсуждения и поддержку.

EXACT SOLUTION OF THE FLAT COSMOLOGICAL MODEL IN BSTT

A.A.SAHARIAN

The cosmological equations of the Bimetric Scalar-Tensor Theory of Gravitation are solved for flat Friedmann-type expanding model with the equation of state $p = a\varepsilon$. The solution is given in parametric form for time $t(\nu)$, energy density $\varepsilon(\nu)$, expansion parameter $R(\nu)$, and scalar field $\Phi(\nu)$. In $t \rightarrow 0$ limit the scalar field energy density dominates the matter energy density. As a result, the behavior of the solutions is independent of the form of the equation of state. For the late epoch it is found that the solution tends toward the power-law solution, corresponding to the zero value of integration constant A . In this limit the relation between the Hubble parameter and fractional change in the gravitational scalar is: $\dot{R}/R = (\dot{\Phi}/\Phi) \cdot \zeta \cdot (1-a)/2$ where ζ is the dimensionless parameter of the theory. In the limit of large ζ only the simple solution with $A = 0$ reduces to the GR result for the corresponding Friedmann solution. The case of the vacuum solutions ($a = -1$) is considered in detail in connection with the recently proposed extended inflation scenario in the scalar-tensor theories of gravitation.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, В сб.: "Гравитационная энергия и гравитационные волны", Дубна, 1992, с.193.
2. L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian, *Astrophys. and Space Sci.*, 207, 1, 1993.
3. А.Д.Линде, Физика элементарных частиц и инфляционная космология, Наука, М., 1990.
4. D.La, P.J.Steinhardt, *Phys. Rev. D.*, 62, 376, 1989.
5. E.J.Weinberg, *Phys. Rev. D.*, 40, 3950, 1989.
6. А.Ви, *Phys. Rev. D.*, 45, 2653, 1992.
7. М.Р.Авакян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, *Астрофизика*, 32, 189, 1990.
8. Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, *Астрофизика*, 31, 359, 1989.
9. L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian, *Astrophys. and Space Sci.*, 167, 271, 1990.
10. С.Вейнберг, Гравитация и космология, Мир, М., 1973.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 37

МАЙ, 1994

ВЫПУСК 2

УДК: 524.8

THE NEEDNES OF THE HIGH PRECISION MEASUREMENTS IN THE FUNDAMENTAL CONSTANTS BRANCH

M.ZABIEROWSKI

Received 1 March 1994

Accepted 10 April 1994

The possibility of the variation of the gravitational constant with the space coordinates is considered.

It was suggested by Sinha et al. [1, 2] that in Nature there is not one value of the gravitational constant. It is consistent with the idea of the variation of Newtonian gravitational constant G_N proposed in this paper.

Now we suggest that the gravitational constant can be changed throughout the space (not in time). Recently such changes were "reported" with respect to the nuclear matter. Inside nuclear matter, instead of Newtonian G_N we have

$$G_f \gg G_N .$$

It is found by Ikaunieks [3] and others that red giant variables have slightly longer period in the hemisphere centred on $l = 325^\circ$ than in the hemisphere centred on $l = 325^\circ + 180^\circ$ (see Table 1 in [2]).

Table 1

The type of red giant variables	Average period	
	$l = 60^\circ - 240^\circ$	$l = 240^\circ - 60^\circ$
Ce	400 ^d	396 ^d
Se	378	365

This law was known as very mysterious since the second decade of our century, and was confirmed in 1957 by Hoffleit and 1963 by Plaut.

If the gravitational constant changes delicately with the distance from the centre of the Milky Way, i.e. *increases toward the centre*, then the red giant variables of the *same chronological age* should be expected more advanced in the evolution as we are going from peripheral regions toward the centre of the Milky Way. Really, the luminosity L changes as

$$L \sim G^7 \text{ or } G^8.$$

The effect can be easily seen if we have statistically *significant* sample — the local perturbations of the potential mask the effect. According to theoretical considerations the variables which are more advanced in their *evolution* will have shorter periods [4]. Then, since a variation of G play an important role in stellar evolution it may lead to a serious discrepancies (as reported in the Table 1) in the age of stars at different directions (centre and anti-centre of the Milky Way) if we allow the variation of fundamental constant G with space coordinates (not with time as Dirac have done in his papers written between 1937 — 1980).

Permitting the extremely small *increasing* of the Planetary System orbit around the centre of the Milky Way another interesting effect can be associated with the concept of decreasing value of G as we go from central to peripheral regions. With

$$\delta G/G \approx 10^{-11} / \text{year} ,$$

the Earth would be expected to expand — as the gravitational force gets weaker with scale — by approximately 100 km in 10^9 years. Similar considerations imply the Moon's expansion at the rate not greater than 1 km per 10^9 years. The small increasing of the Planetary System orbit around the core of the Milky Way can be an effect of the neutrino decay process

$$v_{\text{heavy}} \rightarrow v_{\text{light}} + X .$$

Note that the expansion of the Milky Way was reported by Tifft in a whole chain of his papers. Moreover it is quite possible that the Solar System is going toward his apogalacticum; the circular orbit of the Sun seems to be only an idealization, of course.

Is our hypothesis ad hoc or not? Ad-hocness can be defined as a relation between two theories T_1 and T_2 . Essentially our theory, T_2 , with the variation of the fundamental constants [$G \neq \text{const}, G = G(r)$] is formulated within the same astronomical research programme as the theory T_1 with $G = \text{const}$. In this

programme we can define, after Lakatos [5], a hard core and a heuristic, where the hard core contains unfalsifiable statements. Our theory T_2 , as well as the standard theory T_1 , is a conjunction of the standard hard core and of the different auxiliary hypotheses. If anomalies appear we can use the modus tollens to the auxiliary hypotheses, *only*. This tactic is *forbidden* with respect of the *hard core*.

Now, some comments on the hard core. Hard core of T_1 and T_2 consists of equations of stellar interior, i.e.

$$dP/dr = -\rho G M_r / r^2, \text{ (eqs. of structure)} \tag{S}$$

etc.;

associated with the eqs. of structure theories such as: radioactive energy transport or convective energy transport theories, hydrostatic and thermal theories, theory of atomic absorption, theory of nuclear reaction, theory of homologous contraction etc.

The *heuristic* of this programme is given by the principle of the Kantian mode of the evolution of stars. Applications of this heuristic generate the sequence of theories T_1, T_2, \dots . So T_1 and T_2 belong to classical (so-called standard approach) programme [4] on the origin and evolution of celestial bodies. We claim that the shift from T_1 to T_2 is not *ad hoc*.

A theory is not *ad hoc*, if it has novel consequences as compared with its predecessor and it accords with the spirit of the heuristic. But T_2 seems to be able to explain Earth's expansion.

Let's consider the sequence of theories — T_1, T_2 , where T_1 faces two anomalies — a_1 and a_2 and T_2 arises in order to explain for a_1 . If T_2 explains also a_2 then a_2 can be taken as a novel fact in contradiction to a_1 . Anomaly a_1 is showed in Table 1. Anomaly a_2 is a long standing problem of the Earth's expansion. (It was suggested by Lakatos [5, 6] that novelty in the methodology is not simply temporal novelty).

At the first look it might be not clear that the assumption of variation of G does not change the hard core defined above. We should stress however, that the parameter G in the eqs. of structure (S) plays only the role of a proportionality factor and its numerical value is not fixed theoretically. The meaning of the above equation is very limited — it informs only about the equality between the pressure and gravitational force and is completely independent is $G = \text{const}$ or not. So our assumption about the variation of G does not contradict the concept of the classical hard core.

Our assumption that $G = G(r)$ bases on the classical (standard) approach to the evolution of stars, so it does not contradict the heuristic of the programme that stars originated and evolved due to the Kantian mode.

It is noted that in the Kantian mode [7] there is no specific relation between the part and the whole, the star and the Universe. In the Hegelian-like mode of the origin

of stars — which is possible only in the evolving Universe — the cosmological level would not be separated from the local astrophysical phenomena [8, 9]. In the Kantian (and pre-Hegelian-like) approach the cosmological laws have been defined irrespective of whether astrophysical granularity of matter exists, or not [10, 11].

Wroclaw Technological Institute, Poland

НЕОБХОДИМОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТИ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПОСТОЯННЫХ

М. ЗАБИЕРОВСКИЙ

Обсуждается возможность изменения гравитационной постоянной с пространственными координатами.

REFERENCES

1. C. Sivaram, K.P. Sinha, E.A. Lord, *Nature*, 249, 640, 1974.
2. C. Sivaram, K.P. Sinha, *Lett. Nuovo Cimento*, 9, 704, 1974.
3. J. Ikaunieks, *Long Period Variable Stars*, Riga, 1971.
4. M. Zablerowski, *Astrophys. Sp. Sci.*, 74, 487, 1981.
5. I. Lakatos, *Proc. Astron. Society*, 69, 149, 1968.
6. I. Lakatos, in: *Boston Studies in the Philosophy of Science*, eds. R.C. Buck and R.S. Cohen, 8, 91, 1971.
7. M. Zablerowski, in: *COSMOS — an Educational Challenge*, ESA, Paris, 333, 1993, *Astrophys. Sp. Sci.*, 201, 125; 202, 173, 1986.
8. T. Grabinska, in: *From Stars to Quasars*, eds., S. Grudzinska, B. Krygier, Mikolaj Kopernik University, Torun, 1989, p.125.
9. T. Grabinska, M. Zablerowski, *Nuovo Cimento*, 82B, 235, 1984; *Acta Cosmologica*, 5, 29, 1976.
10. M. Zablerowski, *Astrophys. Sp. Sci.*, 141, 333, 1988.
11. T. Grabinska, in: *COSMOS — an Educational Challenge*, ESA, Sp-253, Paris, 1986, p.303.

УДК: 52-56

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О ПЕРЕМЕННОСТИ TZ ОРИОНА

Характер изменения блеска объекта TZ Ori давно привлекает внимание исследователей. Сначала его с определенной уверенностью классифицировали как орионовую переменную звезду [1]. Затем статус этого объекта изменился и его отнесли к группе вспыхивающих звезд [2,3]. Однако последние наблюдения окончательно подтверждают [4], что звезда TZ Ориона является короткопериодической цефеидой типа RR Лиры.

С помощью накопленного фотографического материала, охватывающего 23-летний интервал времени и содержащего 18 478 циклов периодического изменения блеска, были определены средние фазы максимумов блеска TZ Ориона:

$$\Phi_{\max} = \text{ID } 2440561.3944 + 0.45416793 \cdot E$$

Результаты детального анализа характера TZ Ориона будут опубликованы позже.

On the Variability of TZ Orion. The belonging of TZ Ori object to RR Lyrae type shortperiod cepheids is confirmed. It's period and mean phases of the maximum brightness are given.

Р.Ш.Нацвлишвили

20 февраля 1994.
Абастуманская астрофизическая обсерватория
АН Республики Грузия

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.В. Кукаркин, П.Н. Холопов, Ю.Н. Ефремов, Н.П. Кукаркина, Н.Е. Курочкин, Г.И. Медведева, Н.Б. Перова, В.П. Федорович, М.С. Фролов, Общий каталог переменных звезд, 2, Наука, М., 1970.
2. П.Н. Холопов, Н.Н. Самусь, В.П. Горанский, Н.А. Горыня, Е.В. Казаровец, Н.Н. Киреева, Н.П. Кукаркина, Н.Е. Курочкин, Г.И. Медведева, Н.Б. Перова, А.С. Ристоргуев, М.С. Фролов, С.Ю. Шугаров, Общий каталог переменных звезд, 2, Наука, М., 1985.
3. Р.Ш. Нацелишвили, Каталог вспыхивающих звезд области Туманности Ориона, *Астрофизика*, 34, 107, 1991.
4. Э.С. Парсамян, Частное сообщение.

CONTENTS

Fabry-Perot H_{α} — Interferometric observations of some HII — regions.1. SH2-152 and SH2-153	175
<i>L.V.Mirzoyan, J.Boulesteix, V.V.Hambarian, M.Marcelin, A.L.Mirzoyan, Y.M.Georgelin, E. Le Coarer, A.Lizal</i>	
On the possible existence of magnetic fields and Iron abundances in the atmospheres of "metallic" Am- stars.	187
<i>I.S.Savanov</i>	
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. VIII. Zone $+65^{\circ} \leq \delta \leq +69^{\circ}$	197
<i>H.V.Abrahamian, A.M.Mickaelian</i>	
Determination of the effective temperatures of B, A and F-type stars of the luminosity classes III — V from the slope of spectra in the Balmer continuum	207
<i>N.A.Sokolov</i>	
New H_{α} — Emission Stars in the Cep Region	219
<i>N.D.Melikian</i>	
Spectrophotometric investigation of SU Aurigae	229
<i>N.L.Ivanova</i>	
Determination of the doublet of high luminosity red variable stars	235
<i>R.A.Vardanian</i>	
On the distribution of space velocities of pulsars	245
<i>T.G.Arshakian</i>	
On the problem of radioradiation of pulsars	255
<i>G.S.Sahakian, E.V.Chubarian</i>	
B, V photometry of Mrk 421 (B2 1101+38) during 1982—1991	285
<i>V.A.Hagen-Thorn, N.N.Drozdova, V.A.Yakovleva</i>	
Segregation of galaxies of different morphological types within groups of galaxies	301
<i>A.P.Mahtessian, V.H.Movsessian</i>	
The hypothesis of the Fornax system at perigalacticon. Are the stars and the Universe older?	307
<i>T.Grabinska, M.Zabierowski</i>	
A simple problem of radiative transfer by multilevel atoms	313
<i>C.Magnan, P.de Laverny</i>	
Gravitational field of the isolated mass in Jordan-Brans-Dicke theory	339
<i>G.Haroutyunian, V.Papoyan</i>	
Exact solution of the flat cosmological model in BSTT	351
<i>A.A.Saharian</i>	
The needness of the high precision measurements in the fundamental constants Branch	363
<i>M.Zabierowski</i>	
Notes	
On the Variability of TZ Orion	367
<i>R.Sh.Natsvlishvili</i>	

[5000]

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СКОРОСТЕЙ ПУЛЬСАРОВ	<i>Т.Г.Аршакян</i>	245
К ПРОБЛЕМЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ	<i>Г.С.Саакян, Э.В.Чубарян</i>	255
В, V — ФОТОМЕТРИЯ Mgk 421 (B2 1101+38) В 1982—1991гг.	<i>В.А.Гаген-Торн, Н.Н.Дроздова, В.А.Яковлева</i>	285
СЕГРЕГАЦИЯ ГАЛАКТИК РАЗНЫХ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ В ГРУППАХ	<i>А.П.Магтесян, В.Г.Мовсисян</i>	301
ГИПОТЕЗА О СИСТЕМЕ ПЕЧИ В ПЕРИГАЛАКТИКОН. ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ ЗВЕЗДЫ И ВСЕЛЕННАЯ СТАРШЕ?	<i>Т.Грабинска, М.Забиевски</i>	307
ПРОСТАЯ ЗАДАЧА ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ МНОГОУРОВНЕВЫМИ АТОМАМИ	<i>С.Маньян, Р. де Лаверни</i>	313
ГРАВИТАЦИОННОЕ ПОЛЕ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ МАССЫ В ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ	<i>Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян</i>	339
ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ПЛОСКОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ БСТТ	<i>А.А.Саарян</i>	351
НЕОБХОДИМОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТИ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПОСТОЯННЫХ	<i>М.Забиевский</i>	363
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О ПЕРЕМЕННОСТИ TZ ОРИОНА	<i>Р.Ш.Нацалишвили</i>	367