

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31

ДЕКАБРЬ, 1989

ВЫПУСК 3

- СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ VIII  
*В. А. Аветисян, А. Н. Штернберг, Л. А. Степанян, А. К. Есаян* 425
- ВУВ-ФОТОМЕТРИЯ ДАЛЕКОГО СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А 665  
*А. Т. Келесхан, А. Навас, А. Виссари* 432
- СТРУКТУРА ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ГАЛАКТИК  
 С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ  
*Г. В. Абгарян, К. А. Саян* 447
- РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА СВЕРХБЫСТРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ  
 У РАДИООБЪЕКТОВ С КОНТИНУАЛЬНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ СПЕКТРАМИ  
*В. Ф. Шавердан, Г. М. Босак, С. А. Вурканян* 457
- ФАКТУАЦИИ ОРИЕНТАЦИИ ДИСКОВ ГАЛАКТИК  
*Б. Н. Фельд* 467
- ДИНАМИКА ОСОБОЙ СФЕРОИДАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ОДНОРОДНЫХ  
 ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ II СФЕРОИДАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ  
*Б. П. Кандрич* 477
- О ПЕРИОДИЧНОСТИ Т ТЕЛЦА ПО ФОТОМЕТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ  
*Г. В. Вайсман* 491
- С-К<sub>2</sub> Тельца — НОВЫЙ ОБЪЕКТ С ОПТИЧЕСКИМ ВЫПОЛЯРНЫМ  
 ВЫБРОСОМ  
*Т. А. Мельник, Т. Ю. Мильчик* 501
- НИЗКОДИСПЕРСИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА ДАЙ ВЫЯВЛЕНИЯ  
 СЛАБЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД IV ОБЛАСТЬ 00-1-135°  
 -5° - 6° + 5°  
*О. М. Курганова, М. Г. Никитинская* 507
- О РЕАЛЬНОСТИ НАБЛЮДАЕМЫХ ХИМИЧЕСКИХ АНОМАЛИЙ  
 А<sub>2</sub> ЗВЕЗД С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ИХ ДВОЙСТВЕННОСТИ  
*А. С. Индикова* 519
- О НАГРЕВЕ ГАЗА ПРИ ЗВЕЗДНЫХ ВСТРЯСКАХ I НАГРЕВ ПРОТО-  
 НАМИ  
*В. П. Гурьев, В. В. Соболев* 525
- ОБРЕДЕЛЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭКЗА-  
 ПЛАНТОВ ПО ЖЕЛЕЗНОЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ  
*А. В. Карамян, А. В. Давтян, Н. С. Кочарян* 535

(Продолжается на 48 странице обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորրացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիգոր, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուրսյ, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասկիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերթ, Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)։

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա. Ա. Բոյարչուկ, Ե. Կ. Խարան, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան, Լ. Վ. Միրզոյան, Վ. Վ. Սորոլն (նախագահ)։

Редакционная коллегия: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Коган, В. Г. Горбачев (зам. главного редактора), В. П. Гринин, В. В. Иванов, А. Т. Каллоган (ответ. секретарь), Н. С. Кардашев, Л. С. Луур, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (главный редактор), Г. С. Саакян, В. Ю. Терезиж.

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

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

Журнал выходит 6 раз в год, подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная лига», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանգստի է, որը հրատարակում է Հայկական ԽՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանգստի ազգային է ինֆրասպեկտրի հոգեմեծի աստղերի ֆիզիկայի, միգրացիայի և միգրացիայի միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբանության և աստղաբանական աստղաբանության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սանձանակից բնագավառների գծով: Հանգստի նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, աստղաբանների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանգստի լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանարարները 10 ա. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանարարների կարելի է «Մայրաքաղաք»-ի բարձր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծամորստանայան կենտրոն» գործակալության միջոցով, Մասկվա, 200.

УДК: 524.45—355

## СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. VIII

В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, А. И. ШАПОВАЛОВА, Дж. А. СТЕПАНЯН,  
Л. К. ЕРАСТОВАПоступила 23 декабря 1988  
Принята к печати 5 марта 1989

Приводятся результаты спектральных наблюдений 47 галактик из Первого Бюраканского обзора. У 5 объектов найдены или подтверждены сейфертовские свойства — Марк 840, 948, 1370, 1393, 1494, приведены шварцы (FWNI и FWOI) и эквивалентные шварцы ярчайших эмиссионных линий. У 26 объектов найдены эмиссионные линии, 2 объекта — Марк 514 и 1290, по-видимому, являются галактическими звездами или результатом проекции звезды на галактику.

В настоящее время завершается получение щелевых спектров всех галактик Маркаряна, входящих в Первый Бюраканский обзор (FBS) [1]. Начиная с 1985 г., наблюдения проводились с новой модификацией 1000-канального телевизионного сканера БТА [2].

Наблюдения выполнялись в фокусе Нэсмита 6-м телескопа САО АН СССР. Как правило, спектры получались в синем спектральном диапазоне  $\lambda$  3700—5400 АА. В некоторых случаях для уточнения классификации объектов использовалась дифракционная решетка, позволяющая получать более широкий спектральный диапазон  $\lambda$  3700—7000 АА. Кроме того, для ряда объектов были необходимы повторные наблюдения с большим отношением сигнал/шум.

Входная диафрагма составляла  $(1''-2'') \times 4''$ , спектр неба регистрировался на расстоянии 40'' от объекта. Первичная редукция спектров производилась стандартным пакетом программ [3], написанным на специализированном языке СИПРАН [4].

Результаты сканерных наблюдений приведены в табл. 1 и следующих за ней описаниях. В табл. 1 последовательно приведены следующие данные: 1—номер галактики, согласно [1]; 2—видимая фотографическая звездная величина по [5], в круглых скобках по [1]; 3—красное смещение, измеренное по эмиссионным и абсорбционным линиям, исправленное



за движение Солнца ( $\Delta V = 300 \cdot \cos b'' \cdot \sin l''$ , ошибки измерений красных смещений составляют  $\sim 100 - 150$  км/с, но в отдельных случаях могут доходить до 300 км/с); 4 — абсолютная фотографическая звездная величина, исправленная за поглощение в Галактике ( $\Delta m_{PV} = 0.24 \cdot \csc b''$ ); 5 — тип объекта согласно оригинальным статьям; 6 — описание спектра, где „а“ — чисто абсорбционный спектр, „е“ — эмиссионный спектр, Sy — спектр сейфертовского типа, L — спектр LINER или Sy3, \* — звезда, G — галактика. В описаниях к табл. 1 приведены некоторые спектральные и морфологические данные, а также причины, побудившие нас повторить наблюдений того или иного объекта.

На рис. 1 приводятся наблюдаемые сканы большинства галактик из табл. 1. На каждом спектре по оси абсцисс отложены длины волн, а по оси ординат — относительные интенсивности в произвольных единицах. Спектры не исправлены за спектральную чувствительность аппаратуры.

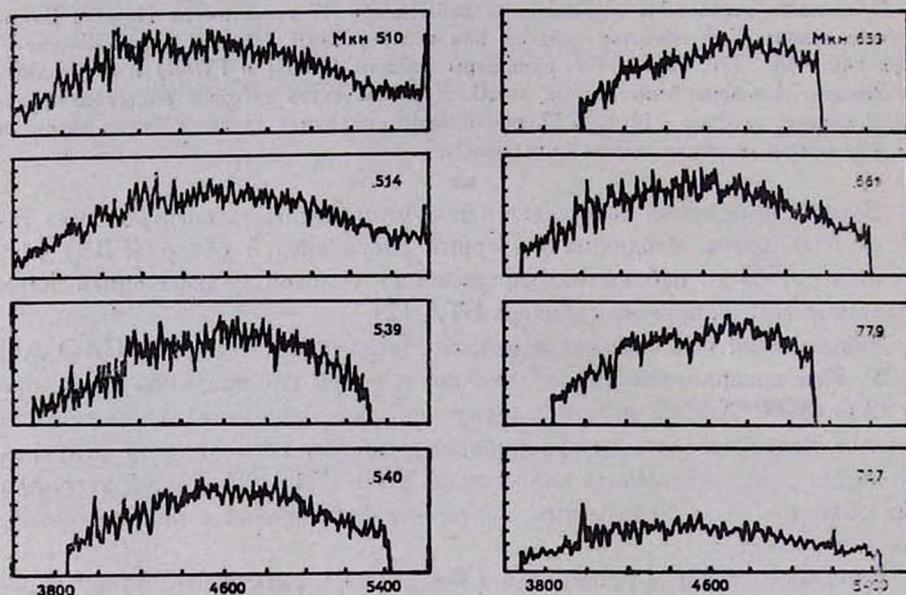
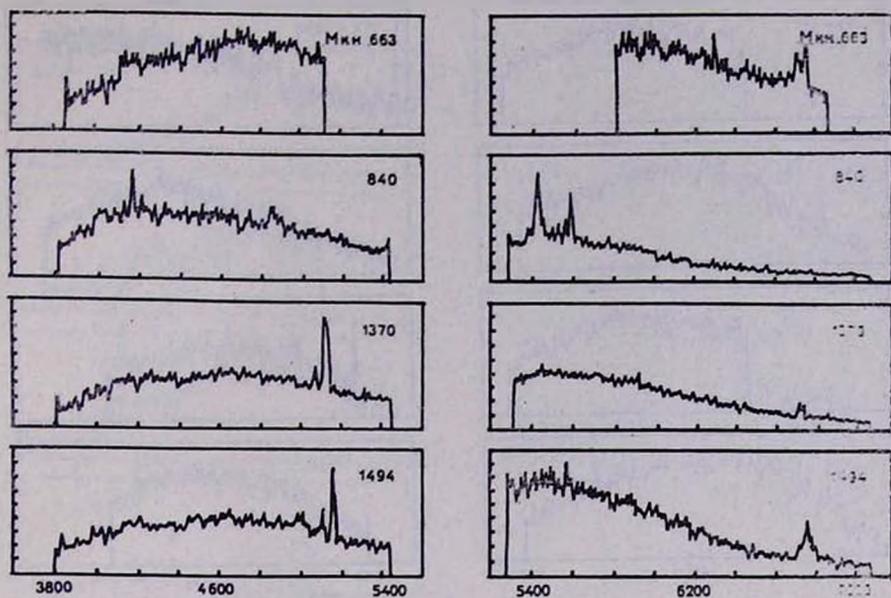


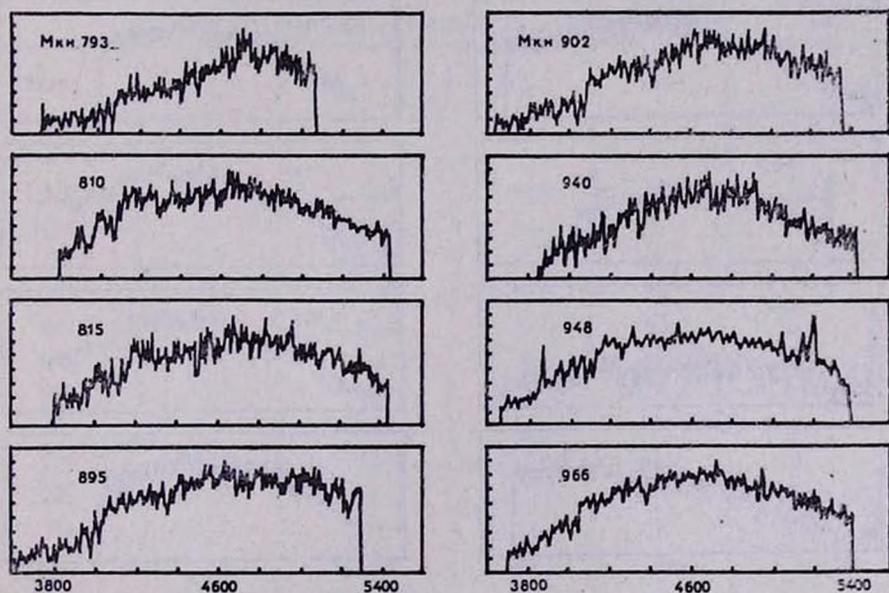
Рис. 1а

Для трех галактик — Марк 966, 971 и 998 — новые наблюдения не подтвердили наличия активного ядра [6—7], заподозренного по более ранним наблюдениям. Также не подтверждена сейфертовская природа Марк 661 [8], поскольку в синей части спектра не обнаружено эмиссионных линий.



λ

Рис. 1b



λ

Рис. 1c

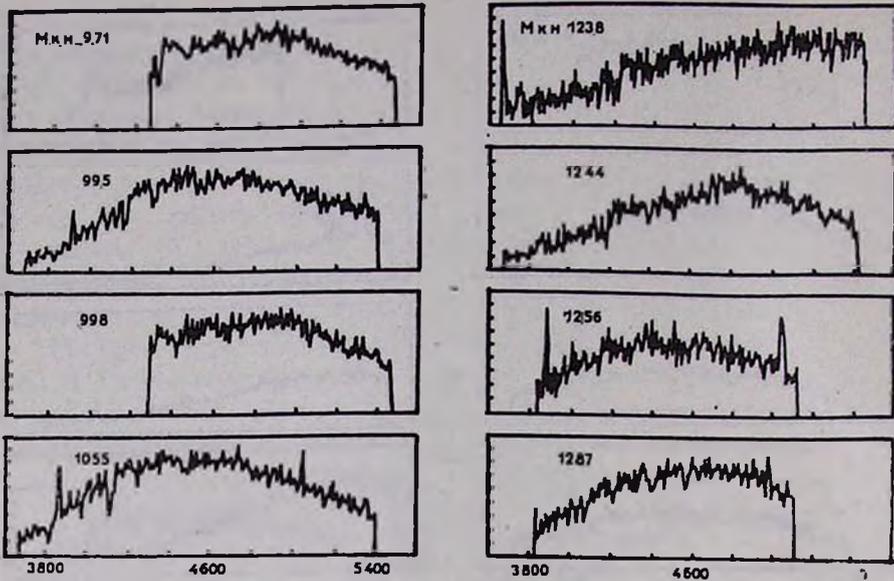


Рис. 1d

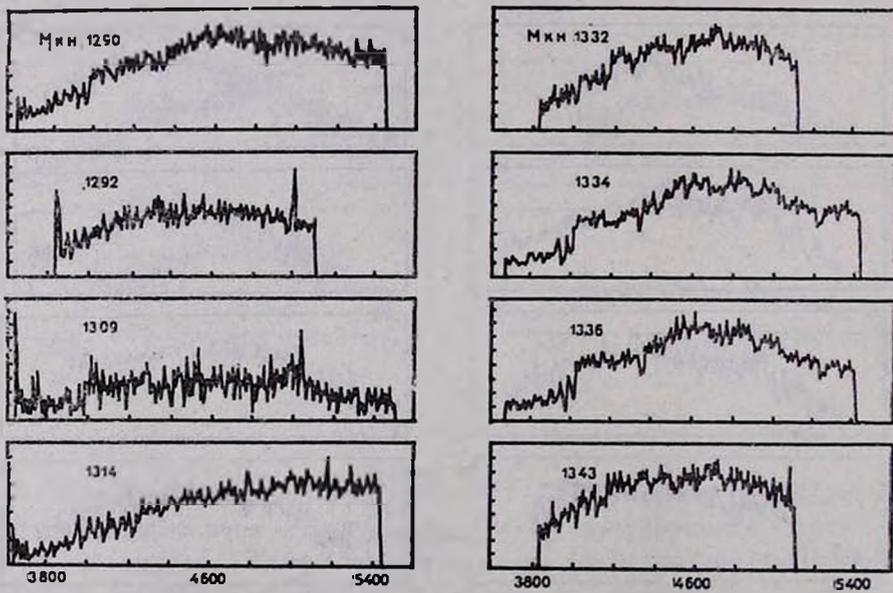


Рис. 1e

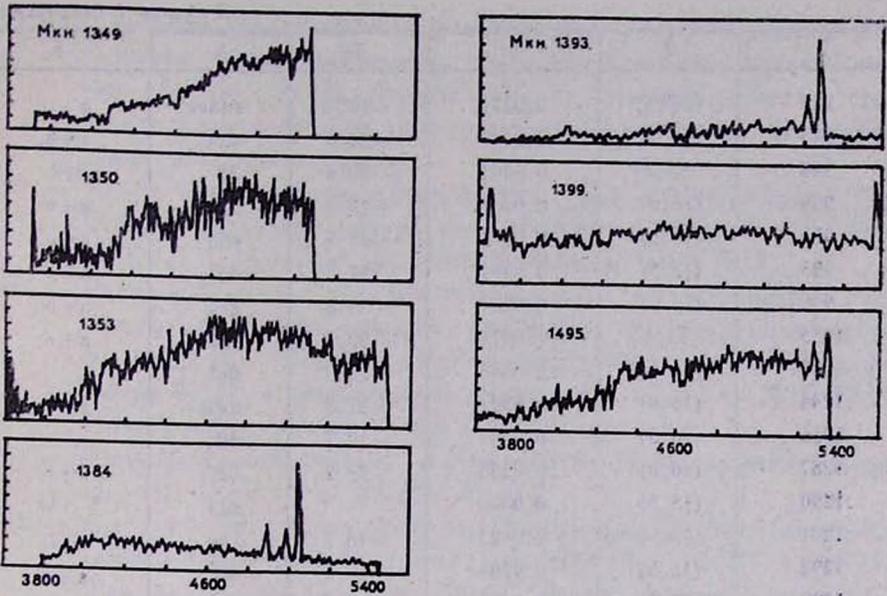
 $\lambda$ 

Рис. 1f

Таблица 1

## РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Объект	$m_{pg}$	$z_0$	$M_{pg}$	Тип	Спектр
1	2	3	4	5	6
510	15 <sup>m</sup> 4	0.0249	-20 <sup>m</sup> 1	d3	a+e
514	14.8	0.0000	—	s2	*
539	15.5	0.0384	-20.7	d3	a+e
540	15.6	0.0707	-21.9	d3	a+e
653	15.5	0.0442	-21.0	ds3e:	a
661	15.7	0.0354	-20.3	d3	a+e
663	14.8	0.0258	-20.5	ds3e	a+e
687	15.6	0.0444	-20.9	d3e:	a
779	(16.5)	0.0408	-19.8	sd3e:	a
787	(16.5)	0.0711	-21.0	s2e	a+e, L?
793	(15.5)	0.0284	-20.0	ds3	a
810	15.3	0.0290	-20.3	sd2e:	a
815	(15.5)	0.0477	-20.9	s3e:	a
840	(16.0)	0.1173	-22.6	s2	Sy1.5
895	15.3	0.0143	-19.1	s3e	a

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
902	(16.5)	0.0271	-19.0	sd3e:	a
940	(16.0)	0.0648	-21.6	d2e	a+e
948	15.7	0.0404	-20.6	d3	Sy2
966	(15.0)	0.0208	-19.9	s3e:	a+e
971	(16.5)	0.0852	-21.7	sd3	a+e
995	(15.5)	0.0494	-21.2	d3e	a+e
998	(16.0)	0.0784	-21.8	ds3	a+e
1055	13.4	0.0370	-22.7	sd2e:	a+e
1238	(16.5)	0.0589	-20.7	ds3	a
1244	(16.0)	0.0522	-21.0	ds3e:	a
1256	(16.5)	0.0363	-19.7	d2	e
1287	(16.0)	0.0238	-19.2	d2	a+e
1290	(15.5)	0.0000	—	sd3	* +G
1291	(15.5)	0.0123	-18.1	s3e	Sy2:
1292	(16.5)	0.0289	-19.1	d3	a+e
1309	(15.0)	0.0054	-17.0	ds2e	e
1314	(16.0)	0.0641	-21.3	d3	a
1332	15.3	0.0476	-21.4	d3	a
1334	(13.5)	0.0087	-19.5	sd2e	a
1336	(15.5)	0.0135	-18.5	sd2	a
1342	(15.0)	0.0051	-16.8	d3e:	a+e
1343	15.5	0.0467	-21.1	d1e	a+e
1349	14.9	0.0256	-20.4	s3e:	a
1350	(16.5)	0.0545	-20.0	ds2e:	a+e
1353	(17.0)	0.0224	-18.0	sd2e	a
1358	15.6	0.0238	-19.6	s3e:	a
1370	(16.0)	0.0244	-19.2	sd3e:	Sy2
1384	(17.0)	0.0077	-15.7	sd1e:	a+e
1393	15.7	0.0543	-21.3	sd2e	Sy1
1399	(17.0)	0.0654	-20.4	d3e:	a
1494	15.2	0.0302	-20.5	s3e	Sy1.5
1495	(16.5)	0.0790	-21.3	ds2e	a+e

## Описание спектров

510 — В спектре, полученном ранее в спектральном диапазоне  $\lambda\lambda$  4500—7000 АА [9], линии не обнаружены. На нашем спектре в синем диапазоне видны линии поглощения Н и КСа II, G — полоса, Н<sub>β</sub>—Н<sub>γ</sub>, а в эмиссии — слабая [O II]  $\lambda$ 3727.

- 514 — В красном диапазоне спектра линии ранее не обнаружены [9]. В нашем спектре наблюдаются абсорбционные несмещенные линии  $H_3 - H_4$ , H, K. По-видимому, на галактику проектируется звезда. Спектр получен с малым накоплением. Линии поглощения самой галактики не видны.
- 539 — Линии в красном диапазоне спектра ранее не наблюдались [9]. В синем диапазоне спектра хорошо видны абсорбционные линии H, K Ca II, G,  $H_3 - H_9$  и эмиссионная [O II]  $\lambda$  3727.
- 540 — Ранее наблюдалась красная часть спектра и было отмечено, что эмиссионные линии возможно уширены и галактика имеет активное ядро [6]. Спектр в синей области показывает эмиссионную линию [O II] и абсорбционные линии  $H_7 - H_9$  и G, H, K Ca II. Объект имеет спектр низкого возбуждения.
- 653 — В синей области спектра наблюдаются абсорбционные линии  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , G, H, K и Mg Ib  $\lambda$  5167.
- 661 — Согласно [8] в красной части спектра наблюдались уширенные эмиссионные линии  $H_\alpha + [N II]$   $\lambda\lambda$  6584/48 и [S II]  $\lambda\lambda$  6717/31. Там же отмечено, что этот объект можно отнести к типу Sy 2. Нами получены 2 спектра в синем диапазоне. Наблюдаются лишь абсорбционные линии  $H_\alpha - H_{11}$ , G, H, K. Эмиссионные линии не обнаружены, по-видимому, объект не обладает активным ядром.
- 663 — Получены 2 спектра в красном и синем диапазонах. В эмиссии наблюдаются [O III]  $\lambda\lambda$  4959+5007, [O I]  $\lambda$  6300,  $H_\alpha$ , [N II], [S II]. Отношения интенсивностей линий [N II]  $\lambda$  6584 / [S II]  $\sim 2$ ; [O I] / [N II]  $\lambda$  6584  $\sim 0.5$ . В поглощении наблюдаются линии  $H_\beta - H_9$ , а также G и H, K Ca II.
- 687 — Спектр, полученный в синем диапазоне, сильно зашумлен. В спектре весьма неуверенно можно попытаться отождествить абсорбционные линии H, K,  $H_8$ , G и  $H_7$ . Ошибка определения z составляет  $\sim 0.0013$ . Эмиссионные линии определенно отсутствуют.
- 779 — В спектре, полученном в синей области, наблюдаются абсорбционные линии  $H_\beta - H_9$ , а также H и K. Абсорбционная галактика раннего спектрального класса.
- 787 — В эмиссии наблюдаются  $H_\beta$  и [O II], возможно, уширенные  $H_7 - H_{11}$ , G, H и K наблюдаются в поглощении. Возможно, этот объект LINER.
- 793 — В поглощении наблюдаются  $H_3 - H_4$ , H и K Ca II и G-полоса.
- 810 — Спектр абсорбционный. Наблюдаются  $H_\beta - H_9$ , G, H, K и Mg Ib.
- 815 — В поглощении наблюдаются линии  $H_\beta - H_{10}$ , G, H и K.

- 840 — В эмиссии наблюдаются  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  с широкими крыльями, линии [O III], [O II] и широкая  $He I \lambda 5876$ . Наблюдаются также абсорбционные линии: G, H, K,  $H_\alpha - H_{12}$ . Это сейфертовская галактика типа Sy 1.5, как ранее отмечалось в [8].
- 895 — В синей части спектра наблюдаются абсорбции  $H_\delta$ ,  $H_\alpha$ , G, H и K Ca II.
- 902 — Наблюдаются H, K и G-полоса в поглощении.
- 940 — По наблюдениям в красном диапазоне спектра [6] подозревалось наличие активного ядра. В нашем спектре в синей области наблюдаются в эмиссии слабая  $H_\beta$  и [O II]. В поглощении —  $H_\delta$ ,  $H_\alpha$ , G, H, K. Наличие активного ядра у этой галактики не подтверждается.
- 948 — По более ранним наблюдениям в красной области спектра [6] подозревались уширенные эмиссионные линии. Наблюдения в синей области спектра показывают в эмиссии [O III]  $\lambda\lambda 4959 + 5007 + 4363$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и [O II]. Линии уширены. Это — сейфертовская галактика типа Sy 2. В поглощении наблюдаются  $H_\delta - H_0$ , H и K.
- 966 — В [6] указывалось на присутствие возможно уширенных эмиссионных линий  $H_\alpha$  и [N II]. В спектре наблюдаются в абсорбции H, K, G и  $H_\beta - H_\alpha$ . Предположение об активном ядре не подтвердилось.
- 971 — В [6] подозревалось наличие активного ядра, поскольку в красной части спектра наблюдались умеренной интенсивности уширенные эмиссии  $H_\alpha$  и [N II]. Однако в нашем синем спектре уверенно видны линии поглощения  $H_\beta - H_\alpha$  и H Ca II, эмиссий не наблюдается.
- 995 — В красной части щелевого спектра наблюдались эмиссионные линии  $H_\alpha$  и [N II], возможно, уширенные. Синий спектр показывает эмиссионные линии — узкую слабую  $H_\beta$ , возможно, искаженную поглощением, и [O II]. В поглощении наблюдаются  $H_\gamma - H_{10}$ , G, H, K.
- 998 — В красной части спектра отмечалось присутствие возможно уширенной эмиссии  $H_\alpha$  и [N II] и предполагалось существование активного ядра [6]. Однако в синей области спектра присутствуют только абсорбционные линии H, G,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ .
- 1055 — В [7] наблюдался спектральный диапазон  $\lambda\lambda 4500 - 7000$ . Наши наблюдения в синей области показывают эмиссионные линии  $H_\beta$  и очень слабые  $H_\gamma$ , [O II], а в поглощении  $H_\delta - H_0$ , G, H и K. Отношение  $[O II]/H_\beta > 2$ .
- 1238 — В поглощении наблюдаются  $H_\beta - H_\alpha$ , G, H, K Ca II.
- 1244 — Синий спектр показывает абсорбции  $H_\beta$ , G, H, K Ca II.

- 1256 — В эмиссии наблюдаются узкие линии  $H_{\beta}$ , [O III] и [O II], [O III]  $\lambda$  5007/ $H_{\beta}$  > 3.
- 1287 — В синей области спектра в эмиссии наблюдаются  $H_{\beta}$ , а в поглощении G, H, K Ca II.
- 1290 — В поглощении наблюдаются несмещенные линии  $H_{\beta}$  —  $H_{\gamma}$ , G, H и K. По-видимому, на галактику проектируется звезда. Линии поглощения галактики выделить уверенно не удалось. Эмиссионные линии определенно отсутствуют.
- 1291 — В эмиссии наблюдаются узкие [O III],  $H_{\beta}$ . Спектр получен с низким отношением сигнал/шум.
- 1292 — В синей части спектра наблюдаются эмиссионные линии  $H_{\beta}$ , [O III]  $\lambda$  5007,  $H_{\gamma}$ , [O III]  $\lambda$  5007  $\lesssim$   $H_{\beta}$ , а в абсорбции — H, K Ca II.
- 1309 — Наблюдаются эмиссионные линии [O III],  $H_{\beta}$ , а также намечается [O II]. Спектр сильно зашумлен.
- 1314 — В поглощении наблюдаются  $H_{\beta}$  —  $H_{10}$ , G, H K Ca II.
- 1332 — В поглощении наблюдаются  $H_{\beta}$  —  $H_{\gamma}$ , G, H, K Ca II.
- 1334 — В поглощении наблюдаются H, K, G, Mg Ib и слабые  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$ .
- 1336 — В синей части спектра наблюдаются в поглощении  $H_{\beta}$ , G, H, K.
- 1342 — Получен спектр в диапазоне  $\lambda$  3300 — 6700. В эмиссии наблюдаются  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ , [O III], [O II], [O III]  $\lambda$  5007/ $H_{\beta}$  < 3. В абсорбции видны H, K, G,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ .
- 1343 — Наблюдаются эмиссионные линии  $H_{\beta}$ , [O II]. В поглощении — H, K, G,  $H_{\delta}$ ,  $H_{\gamma}$ . Наблюдаются также абсорбционные компоненты у  $H_{\beta}$ .
- 1349 — Синий спектр показывает абсорбционные линии  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ , H, K. В эмиссии намечается [O III]  $\lambda$  5007.
- 1350 — В поглощении наблюдаются H, K, G, а также слабая  $H_{\beta}$ . В эмиссии — линия [O II]  $\lambda$  3727.
- 1353 — В поглощении видны H, K, G, Mg Ib,  $H_{\gamma}$  —  $H_{\delta}$ .
- 1358 — В синем спектре наблюдаются абсорбционные линии  $H_{\beta}$  —  $H_{11}$ , H, K, G, Mg Ib.
- 1370 — Получены два спектра в синем и красном диапазонах. В эмиссии наблюдаются уширенные линии [O III], [O II],  $H_{\alpha}$ , [N II], [O I]  $\lambda$  6300. Отношение интенсивностей  $H_{\alpha}$ /[N II]  $\lambda$  6584  $\sim$  1. Хорошо видны в поглощении широкие ( $FWHI \approx 800 - 1000$  км/с) и глубокие линии  $H_{\beta}$  —  $H_{\gamma}$ , а также H, K и G. Это, по-видимому, сейфертовская галактика Sy 2 со вспышкой звездообразования.
- 1384 — В эмиссии наблюдаются узкие линии [O III],  $H_{\beta}$ , [O III]  $\lambda$  5007/ $H_{\beta}$   $\lesssim$  3. Присутствуют абсорбции —  $H_{\gamma}$  и G.

- 1393 — Спектр получен в синем диапазоне, выделяются широкие эмиссионные линии [O III], [O II], а также асимметричные мало-контрастные  $H_{\beta}$  и He II  $\lambda$  4686. У последних практически отсутствует узкий компонент. Спектр получен с низким отношением сигнал/шум. В абсорбции намечаются  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и G. Галактику можно классифицировать как Sy 1.
- 1399 — В синем спектре наблюдаются абсорбционные линии  $H_{\beta}$  —  $H_{\delta}$ , H, K и G — полоса.
- 1494 — Получены 2 спектра в синем и красном диапазонах. Наблюдаются широкие и асимметричные эмиссионные линии  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ , [O III], а также уширенные [N II], [S II], [O I], [Ne III]  $\lambda$  3869 и [O II].  
Для узких компонентов линий [O III]  $\lambda$  5007  $H_{\beta} > 5$ . В абсорбции видны линии H, K и слабые  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ . Галактику можно классифицировать как Sy 1.5.
- 1495 — В синей части спектра наблюдается слабая эмиссия [O II] и абсорбции H, K, G,  $H_{\beta}$ .

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Объект	[O II]		$H_{\beta}$		[O III] $\lambda$ 4959		$H_{\alpha}$		[S II]	
	<i>FWHI</i>	<i>W</i> (A)	<i>FWHI</i>	<i>W</i> (A)	<i>FWHI</i>	<i>W</i> (A)	<i>FWHI</i>	<i>W</i> (A)	<i>FWHI</i>	<i>W</i> (A)
Sy тип	<i>FWOI</i>		<i>FWOI</i>		<i>FWOI</i>		<i>FWOI</i>		<i>FWOI</i>	
840	640	9.2	890	46.0	470	4.8	—	—	—	—
1.5	1800		5000		1200					
948	790	12.0	620	4.1	650	5.0	—	—	—	—
2	2320				1240					
1370	640	13.3	—	—	470	20.4*	510	45	—	—
2	2240				1350		4520			
1393	1250	—	1950	—	1140	—	—	—	—	—
1	4200		4440		2360					
1494	740	3.3	810	18.5	590	6.8	710	150	350	7.2
1.5	1140		4240		1440		5760		1040	

\* Приведены параметры линии [O III]  $\lambda$  5007.

Получены сканы пяти новых сейфертовских галактик — Марк 840, 948, 1370, 1393 и 1494. В табл. 2 приведены данные о параметрах ярких эмиссионных линий этих галактик, а также уточненный сейфертовский тип. Ширины и полуширины линий исправлены за инструментальный контур.

Отметим, что у галактики Марк 1370 параметр полуширина ( $FWHI$ ) линии  $[O III] \lambda 4959$  в 2.5 раза больше, чем у линии  $[O III] \lambda 5007$ . Это может быть вызвано, в частности, блендированием линиями железа, либо дефектом в спектре. Для выяснения этого вопроса необходимы спектры с лучшим отношением сигнал/шум.

Бюрьканская астрофизическая  
обсерватория  
Специальная астрофизическая  
обсерватория

## SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. VIII

V. A. LIPOVETSKY, A. I. SHAPOVALOVA, J. A. STEPANIAN, L. K. ERASTOVA

The results of spectral observations of 47 Markarian galaxies from FBS are presented. The Seyfert properties have been found in spectra of 5 galaxies — Mark 840, 948, 1370, 1393, 1494. The brightest emission line widths ( $FWHI$  and  $FWOI$ ) and equivalent widths are given. The presence of emission lines in spectra of 26 objects has been established. Two objects — Mark 514 and 1290 are probably galactic stars or the star projection on galaxy.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Ж. А. Степанян, Л. К. Ерастова, А. И. Шаповалова, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 1988 (в печати).
2. С. В. Драбек, М. Копылов, Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, Астрофиз. исслед. Изв. спец. астрофиз. обсерв., 22, 64, 1985.
3. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, В. П. Михайлов, Е. А. Назаров, А. И. Шаповалова, Сканер БТА. Инструкция пользователя по наблюдениям и редукации данных. Отчет CAO № 138, Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 1986.
4. Н. Н. Сомов, Астрофиз. исслед. Изв. спец. астрофиз. обсерв., 22, 75, 1985.
5. F. Zwicky et al., Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, v. I—VI, Pasadena, California. Inst. Technology, 1961—1968.
6. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 21, 419, 1984.
7. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 20, 525, 1984.
8. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, Астрофизика, 28, 1988.
9. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев, Астрофизика, 12, 189, 1986.

УДК: 524.45:520.82

BVR PHOTOMETRY OF A DISTANT CLUSTER  
OF GALAXIES A 665

A. T. KALLOGLHIAN, D. NANNI, A. VIGNATO

Received 21 August 1989

The results of BVR photometry are given for the galaxies in the region of cluster A 665. It is classified by Abell as richness class 5 and distance class 6. The cluster shows a strong subclustering with two evident subcondensations. The faint part of luminosity function is quite flat. The Butcher—Oemler parameter  $f_b$  is equal to 0.1 after correction for galactic extinction,  $K$ -dimming and field contamination. The obtained value is consistent with the Butcher and Oemler suggestion that  $f_b$  increases with increasing redshift.

1. *Introduction.* The cluster of galaxies A 665 in Abell's catalogue [1] is the only object of richness class 5. The redshift of the cluster is  $z = 0.1832$  [2]. Sargent [3] mentioned that A 665 contains two subcondensations and that two groups might not necessarily be at the same distance. According to Faber and Dressler [4] the redshifts of bright galaxies in both subcondensations are similar indicating that A 665 is probably a single cluster. It is a spiral poor cluster though the classification of cluster galaxies is uncertain because of its distance [5]. The BVR magnitudes of the brightest cluster member have been determined by Kristian et al [6]. According to Oemler [5] the luminosity function is too flat in slope at the faint end of A 665.

In this article we present the results of BVR photometry of A665. Some preliminary results were given in Kalloghlian et al [7].

2. *Observations and reduction procedures.* The plate material in BVR colour bands has been obtained on 6m telescope of Special Astrophysical Observatory of Academy of Sciences of USSR. The plate and filter combinations are the following: in B band Kodak IIa—O plates without filter, in V—Kodak IIa—D + GG 14 and in R—103a—F + OG2. The exposures respectively were 30, 60 and 60min. The seeing was 2—3 seconds of arc. In each colour one good plate has been photometered.

The instrumental colour system is close to standard BVR system.

The plates were scanned with PDS 1010 G microdensitometer of the Roma Astronomical Observatory at Monte Porzio. The aperture used was a square of  $25\ \mu\text{m}$ ;  $25\ \mu\text{m}$  were also the  $X$  and  $Y$  steps. The dimension of the aperture corresponds to about 0.2 at the telescope scale. The scanning provides a matrix of  $2025 \times 2025$  pixels corresponding to an angular dimension of approximately  $7 \times 7$  arcmin<sup>2</sup> avoiding the guiding area.

The reduction procedure has been described in Iannicola et al [8]. The calibration curves were computed by the star profile method as it is described in Agnelli et al [9].

The zero point of the photometry has been established by using the photoelectric measures taken by Kristian et al [6] in  $B$ ,  $V$  and  $R$  bands for the brightest object G1 in the cluster.

3. *Results.* For discriminating galaxies from stars we adopted as a parameter the difference  $\delta m$  between the „nuclear magnitude“ (inside a diaphragm of a 4 pixel radius) and the „total magnitude“ of the object. The parameter  $\delta m$  versus  $m$  is constant for stars if the point spread function is constant in the given region and if the calibration is correct.

The galaxies classified in this way have been inspected by eye on the plates to remove false objects. After this procedure we obtained 178 galaxies brighter than 24 mag. in  $B$  in a region  $7 \times 7$  arcmin<sup>2</sup>. The list of the identified galaxies is given in Table 1 and the map of the objects in Fig. 1.

In Fig. 2 some isodensity contours are shown. The smoothing is 150 pixels. As it is seen the cluster has a clumpy structure with two evident subcondensations. This type of structure exists in many clusters both among dense systems populated by E and S0 galaxies [10] and among clusters of low central density with high fraction of spiral galaxies [11]. A strong subclustering has been observed also in distant clusters A 777 and A 910 [8].

Accepting as a centre of the cluster A 665 the position of the galaxy G1 (No 102 in Table 1) used as standard galaxy from Kristian et al [6], the distribution of galaxies in concentric rings around this centre has been studied (Fig. 3). The densities on  $Y$ -axis of the figure are given in square minutes of arc. No correction for field galaxies has been applied. As it is seen from the histogram there is a steep gradient in the central parts of the cluster. At about 0.5 Mpc from the centre the distribution is already quite flat.

CATALOGUE OF GALAXIES IN A 665

Table 7

No	X	Y	B	B-V	V-R	No	X	Y	B	B-V	V-R
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
1	1683	37	21.96	2.00	1.62	36	1605	505	19.43	1.67	1.04
2	128	45	23.66	1.43	0.88	37	371	512	21.26	1.24	0.80
3	1434	56	20.55	1.30	1.51	38	1346	554	21.11	1.41	1.11
4	682	69	20.35	1.65	1.35	39	1224	583	21.15	1.67	1.40
5	136	128	21.22	2.17	0.79	40	1825	592	18.63	0.95	0.89
6	654	144	20.57	1.77	1.16	41	1171	599	19.25	0.89	1.20
7	1840	153	21.33	1.33	0.93	42	1539	602	19.91	1.67	1.29
8	93	159	19.96	1.65	1.43	43	1679	622	23.34	1.92	—
9	906	197	22.41	1.81	1.79	44	568	642	20.64	2.12	0.60
10	118	219	22.87	2.64	0.76	45	1264	656	19.67	0.94	1.11
11	1657	224	22.44	1.35	1.61	46	671	675	22.17	0.38	0.69
12	1902	227	21.14	1.73	1.38	47	1205	671	18.20	1.08	0.96
13	688	231	20.99	2.03	1.12	48	1875	686	20.99	1.88	1.19
14	1544	230	19.15	1.31	1.06	49	1088	697	19.92	1.42	1.06
15	1272	258	20.79	1.94	1.18	50	1241	714	18.56	0.70	0.86
16	1431	305	23.75	1.16	—	51	2028	733	22.52	1.66	1.64
17	811	310	21.13	1.78	1.54	52	412	737	21.75	1.87	1.20
18	262	355	23.96	1.54	—	53	1947	763	22.57	2.67	1.33
19	384	359	20.56	1.68	1.33	54	1228	765	21.72	1.59	1.22
20	397	367	23.98	0.35	—	55	1049	767	23.61	1.53	—
21	1134	377	21.49	1.75	1.26	56	1454	763	19.80	1.06	1.09
22	1897	392	21.61	1.61	1.28	57	54	785	21.73	2.04	1.34
23	1558	407	19.89	1.24	1.32	58	673	795	22.12	1.96	0.94
24	2039	420	20.08	1.04	—	59	1937	800	21.69	2.04	0.39
25	1638	431	21.09	1.78	0.53	60	585	808	21.68	1.87	0.24
26	1830	447	23.58	1.63	—	61	1629	808	22.55	1.97	1.56
27	1029	446	21.67	2.24	0.93	62	1819	809	23.49	0.36	—
28	914	455	20.80	2.05	1.01	63	1363	818	22.43	2.31	1.06
29	194	479	23.27	1.64	—	64	1575	816	21.18	2.22	0.89
30	1570	480	21.79	1.38	1.16	65	1661	821	21.09	1.02	1.27
31	606	497	19.67	1.61	0.92	66	1003	833	20.06	1.98	1.01
32	980	505	22.72	1.14	0.46	67	600	833	20.80	1.77	1.43
33	849	505	20.89	2.28	0.67	68	270	850	21.93	1.77	1.45
34	673	508	21.55	1.02	0.94	69	1874	849	20.19	1.59	1.29
35	2042	510	21.02	1.50	—	70	688	884	21.70	1.88	1.06

Table 1 (continued)

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
71	640	883	19.86	1.59	1.17	109	1042	1193	22.42	1.59	1.07
72	818	912	20.99	2.25	0.53	110	305	1195	20.85	1.58	1.24
73	1852	913	21.68	1.44	1.08	111	817	1202	20.66	2.21	0.88
74	266	911	20.17	1.94	1.18	112	1140	1227	21.27	2.01	1.25
75	389	934	23.22	2.08	0.70	113	1461	1243	19.51	0.77	1.11
76	1314	934	20.32	1.79	1.23	114	403	1250	21.68	1.94	1.77
77	1739	945	20.31	1.68	1.09	115	559	1256	19.46	1.61	1.07
78	190	963	21.18	1.75	1.10	116	1272	1279	22.98	2.70	1.09
79	681	982	20.31	1.66	1.32	117	1916	1287	21.26	1.35	1.56
80	1425	984	21.14	1.34	1.14	118	1150	1302	18.84	1.51	1.05
81	1285	990	21.72	1.92	1.37	119	1132	1321	22.56	1.83	1.48
82	2034	1004	21.97	2.11	—	120	801	1331	21.37	1.62	1.15
83	730	1002	19.67	1.41	1.22	121	707	1334	20.28	1.79	0.83
84	1181	1006	20.13	1.82	0.98	122	254	1344	23.41	2.70	1.60
85	385	1014	20.92	1.75	0.78	123	726	1359	20.92	2.05	0.96
86	529	1023	22.82	1.99	1.91	124	2007	1365	22.92	1.22	0.63
87	995	1028	19.96	1.30	1.33	125	782	1370	21.00	1.93	1.10
88	898	1033	19.93	1.63	1.17	126	1218	1373	19.88	1.64	0.85
89	168	1042	21.91	2.07	1.26	127	1561	1375	22.45	0.61	0.45
90	58	1052	22.09	1.92	1.41	128	1794	1375	20.32	1.92	0.78
91	1372	1051	20.37	2.10	0.98	129	1827	1394	23.20	1.54	0.46
92	1682	1049	19.97	1.82	1.30	130	1798	1419	23.88	2.41	1.51
93	2021	1058	18.90	1.42	—	131	897	1419	23.10	0.90	0.86
94	287	1068	22.63	0.85	—	132	1466	1424	22.73	2.47	1.16
95	1161	1062	20.21	1.52	1.13	133	1669	1434	23.75	2.50	1.73
96	1259	1083	23.79	2.40	2.35	134	675	1432	19.61	1.72	1.01
97	1557	1090	22.86	2.20	1.05	135	1864	1441	20.57	1.24	1.45
98	1262	1095	21.82	2.35	1.27	136	1353	1456	22.57	2.45	1.64
99	402	1101	21.24	1.92	0.42	137	1721	1463	22.95	1.70	0.67
100	561	1109	21.88	2.16	1.09	138	723	1470	20.88	2.27	1.04
101	1236	1112	21.53	1.88	1.00	139	86	1489	22.12	2.24	0.93
102	1096	1112	18.73	1.53	1.18	140	1391	1492	21.15	2.01	1.24
103	647	1120	20.91	1.95	1.04	141	133	1514	19.28	0.83	0.84
104	982	1125	22.27	2.21	1.16	142	752	1523	20.01	1.96	1.02
105	821	1126	22.56	2.50	1.17	143	1925	1535	23.65	1.21	0.87
106	1625	1129	19.75	1.89	1.08	144	755	1543	20.05	1.67	0.97
107	1057	1146	18.99	1.42	0.97	145	901	1552	22.92	1.75	1.67
108	1044	1158	19.84	1.16	1.45	146	1363	1569	22.97	2.60	1.64

Table 1 (continued)

1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
147	1395	1573	22.31	2.50	0.76	163	1709	1803	19.33	1.60	0.98
148	34	1588	23.78	2.46	1.32	164	464	1827	22.66	2.31	1.58
149	904	1609	23.23	0.93	-0.06	165	1539	1840	23.41	1.34	—
150	1972	1609	22.40	2.10	1.09	166	1921	1867	20.81	1.78	1.22
151	1082	1613	20.04	1.58	1.08	167	1366	1878	22.88	2.15	1.62
152	1955	1646	22.85	2.63	1.05	168	1792	1913	23.32	1.36	1.36
153	1957	1650	23.21	2.63	1.36	169	254	1921	23.41	2.47	1.29
154	1650	1663	19.41	1.61	1.08	170	1870	1919	20.90	1.81	1.36
155	683	1701	20.86	1.69	1.33	171	1946	1921	21.30	1.48	1.35
156	1312	1721	21.08	1.72	1.45	172	2035	1930	20.15	1.19	—
157	1292	1744	23.93	1.58	1.10	173	231	1929	19.98	1.80	0.80
158	331	1755	22.26	2.16	0.65	174	1485	1978	22.51	2.07	1.72
159	768	1756	22.15	2.60	0.56	175	1019	2006	19.47	1.49	1.00
160	1155	1775	21.39	1.80	1.00	176	1184	2010	23.58	1.22	0.45
161	594	1777	20.09	1.70	0.85	177	1995	2003	20.87	2.06	1.22
162	1884	1782	23.85	1.19	--	178	1370	2025	23.14	—	—

In Fig. 4 the histograms of  $B-V$  and  $V-R$  distributions for the cluster galaxies are shown. No corrections of any kind have been applied. Both distributions have well defined maxima. The maximum in  $B-V$  distribution is located at about  $1^m.5$ . In Iannicola et al [8] the maximum of  $B-V$  distribution for A 910 was also at about the same magnitude. However in contrary to clusters studied in [8] where two galaxy distributions were present, in A 665 we have a single distribution both in  $B-V$  and  $V-R$  histograms.

The galaxy differential luminosity functions in  $B$ ,  $V$  and  $R$  are given in Fig. 5. There are no well defined maxima in all three histograms. The decrease of counts in  $B$  begins beyond  $23^m$ . Nevertheless in Table 1 we included all identified galaxies brighter than  $24^m.0$  in  $B$ . The differential as well as cumulative luminosity functions shown in Fig. 5 are not corrected for cosmological count being negligible.

In all three colours the luminosity function in the faint part is flatter than the corresponding one for Coma cluster. In  $V$  band the luminosity function was approximated by the Schechter's function. The best fit is with  $M_0 = -20.5$  and  $\beta = -1.22$  in agreement with standard values of these parameters (here  $H_0 = 50$  km/s/Mpc).



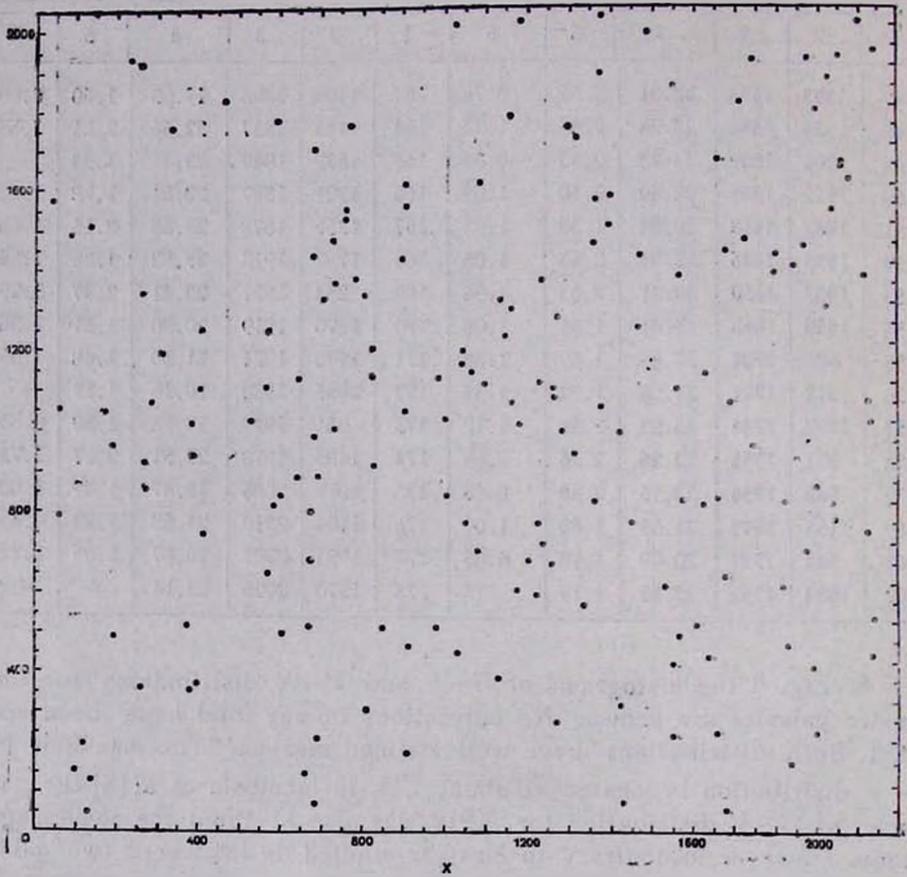


Fig. 1. Finding map of galaxies in the cluster A 665.

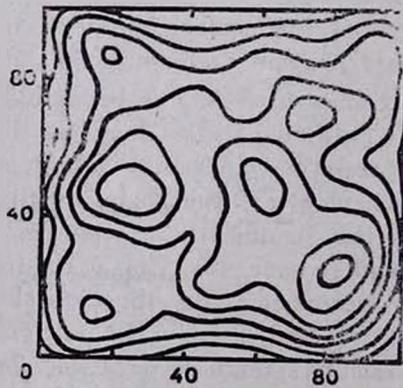


Fig. 2 Galaxy isodensity contours for A 665 ( $V < 22$ )

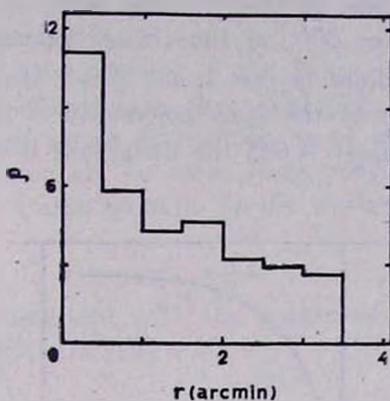


Fig. 3 Distribution of galaxies along the cluster radius. The surface densities on Y-axis are given per square arcmin.

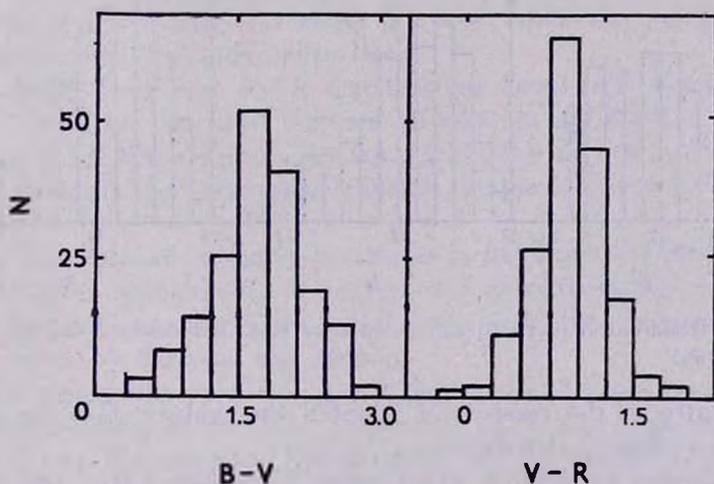


Fig. 4 Histograms of colours for galaxies in A 665.

In a series of papers Butcher and Oemler [12–14] found an increase of proportion of blue galaxies having  $M_o \leq -20$  which are inside the radius  $R_{30}$  containing 30% of the cluster galaxies. These blue galaxies are at least 0<sup>m</sup>.2 bluer in rest frame  $B-V$  than the ridge line of the early type galaxies of the same luminosity in the same cluster. At the redshift of the cluster A 665 the difference 0<sup>m</sup>.2 in  $B-V$  corresponds to about 0<sup>m</sup>.32.

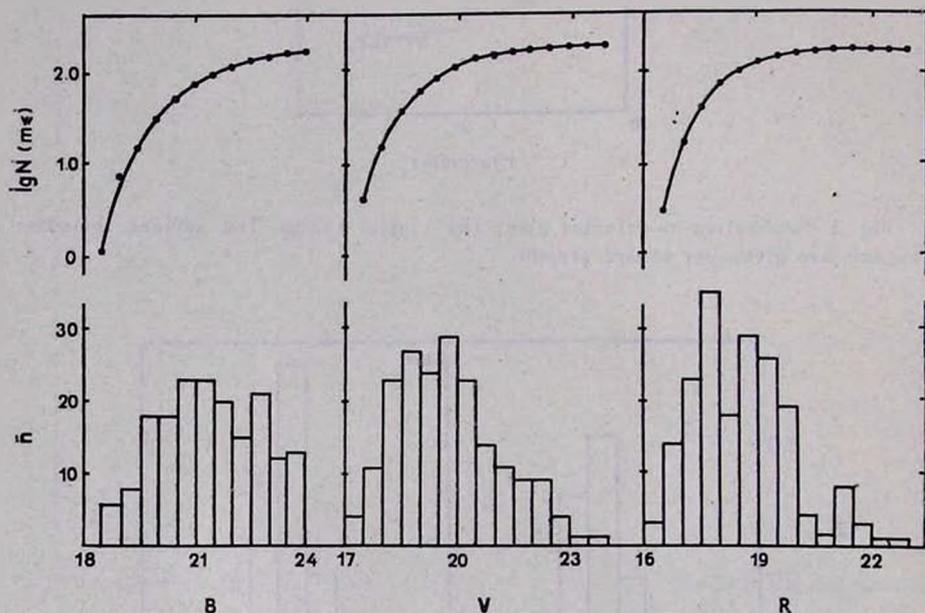


Fig. 5 Differential (bottom) and cumulative (top) luminosity functions in three colours for A 665.

As centre of the cluster we adopted the galaxy G1 though the cluster has a clumpy structure.

We adopted as Butcher and Oemler  $H_0 = 50 \text{ km/s/Mpc}$  and  $q_0 = 0.1$ . With this data the value  $M_o \leq -20$  corresponds to about  $V < 20.8$  at the redshift of the cluster taking into account a mean  $K$ -correction and galactic extinction relation given by Sandage [15].

Another correction to be made is for contamination of field galaxies which are in general bluer than cluster members. The best way to determine the density of field galaxies is the evaluation of this parameter in the immediate vicinity of the given cluster. Unfortunately in our case this is not possible because of small sizes of the telescope field. Therefore as in our previous paper [8] we decided to use Koo's

counts [16] because his technique for evaluating the magnitudes is very similar to ours. From these data the number of field galaxies in our cluster field (49 arcmin<sup>2</sup>) is about 6.

The fraction of blue galaxies in the field has been evaluated by using the catalogue published by Koo et al [17]. According to these data the blue galaxy fraction of the field is no more than 50%.

Taking into account all the corrections mentioned above we obtained for the fraction of blue galaxies in the cluster A 665 the following value:

$$f_b = 0.1.$$

This value is consistent with the progression of  $f_b$  with  $z$  obtained by Butcher and Oemler [13].

4. *Summary.* The analysis of three-colour photometry of the galaxy cluster A665 yielded the following results:

1. The cluster has a clumpy structure with two evident subcondensations.

2. In the galaxy distribution there is a steep gradient in the central parts of the cluster. At about 0.5 Mpc from the adopted centre the distribution is already quite flat.

3. Both  $B-V$  and  $V-R$  distributions have well defined maxima.

4. There are no well defined maxima in differential luminosity functions in all three colours. In faint parts the curves are essentially flat. In  $V$  band the luminosity function is approximated to Schechter's function.

5. The Butcher—Oemler parameter  $f_b$  has been obtained to be equal to 0.1 after applying  $K$ -correction and galactic extinction and correcting for field contamination consistent with the progression of  $f_b$  with  $z$  given by Butcher and Oemler.

We would like to thank Igor Karachentsev for his invaluable help with observations on the 6m telescope. A. T. K. is grateful to the staff of Roma Astronomical Observatory for the rendered hospitality.

Byurakan Astrophysical Observatory  
Osservatorio Astronomico di Roma

## BVR-ФОТОМЕТРИЯ ДАЛЕКОГО СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК A 665

А. Т. КАЛЛОГЛЯН, Д. НАННИ, А. ВИНЬЯТО

Приведены результаты  $BVR$ -фотометрии галактик в области скопления А 665. Оно принадлежит по Эйблу к классу богатства 5 и классу рас-

стояния  $b$ . Скопление показывает сложную структуру с двумя хорошо выраженными конденсациями. Слабая часть функции светимости довольно пологая. Для параметра Батчер—Омлера  $f_b$  получено значение 0.1 после внесения поправок за галактическое поглощение, К-ослабления и галактик поля. Полученное значение находится в соответствии с выводом Батчера и Омлера о возрастании  $f_b$  с увеличением красного смещения.

## REFERENCES

1. G. O. Abell, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 3, 211, 1958.
2. D. P. Schneider, J. E. Gunn, J. G. Hoessel, *Astrophys. J.*, 264, 337, 1983.
3. W. L. W. Sargent, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 85, 281, 1973.
4. S. M. Faber, A. Dressler, *Astron. J.*, 82, 187, 1977.
5. A. Oemler, Jr., *Astrophys. J.*, 194, 1, 1974.
6. J. Kristian, A. Sandage, J. Westphal, *Astrophys. J.*, 221, 383, 1978.
7. A. T. Kalloghlian, D. Nanni, A. Vignato, in "Large Scale Structure and Motions in the Universe", eds. M. Mezzetti, G. Giuricin, F. Mardirossian, M. Ramella, Trieste, 1988, p. 377.
8. G. Iannicola, A. Kalloghlian, D. Nanni, A. Vignato, *Astron. and Astrophys.*, 182, 189, 1987.
9. G. Agnelli, D. Nanni, G. Pittella, D. Trevese, A. Vignato, *Astron. and Astrophys.*, 77, 45, 1979.
10. D. Fabricant, T. C. Beers, M. J. Geller, P. Gorenstein, J. P. Hucra, M. J. Kurtz, *Astrophys. J.*, 308, 530, 1986.
11. G. D. Bothun, M. J. Geller, T. C. Beers, J. P. Hucra, *Astrophys. J.*, 268, 47, 1983.
12. H. Butcher, A. Oemler Jr., *Astrophys. J.*, 219, 18, 1978.
13. H. Butcher, A. Oemler Jr., *Astrophys. J.*, 285, 426, 1984.
14. H. Butcher, A. Oemler Jr., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 57, 665, 1985.
15. A. Sandage, *Astrophys. J.*, 183, 721, 1973.
16. D. C. Koo, Ph. D. Thesis, Univ California, Berkeley, 1981.
17. D. C. Koo, R. G. Kron, D. Nanni, D. Trevese, A. Vignato, *Proc. Meeting on "Clusters and Groups of Galaxies"*, Trieste. Reidel, Dordrecht, 1983.

УДК: 524.7—74

СТРУКТУРА ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ НЕКОТОРЫХ  
ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗБЫТКОМ

Г. В. АБРАМЯН, К. А. СААКЯН

Поступила 9 ноября 1987

Принята к печати 6 февраля 1989

Сообщается о выявлении двухъядерной или кратной структуры у двенадцати галактик с ультрафиолетовым избытком. Подтверждается двухъядерная структура у шести и не подтверждается у десяти галактик, ранее заподозренных в двойственности. Определены морфологические типы этих галактик, расстояния между ядрами и произведена грубая оценка яркости ядер. Наибольшее число галактик с кратными ядрами встречается среди галактик с диффузными (согласно Маркаряну) спектрами «d» и «ds». У некоторых из них отмечено также наличие сверхассоциаций.

В последнее время большое внимание уделяется как морфологическому, так и спектроскопическому детальному исследованию центральных областей ультрафиолетовых галактик. Обнаружен и исследован ряд галактик с двухъядерной и кратной структурой их центральных областей [1—5].

В работе [1] было обращено внимание на то, что частота встречаемости двухъядерных галактик среди галактик с ультрафиолетовым избытком значительно выше, чем среди остальных галактик. Поэтому обнаружение и исследование таких галактик представляет большой интерес.

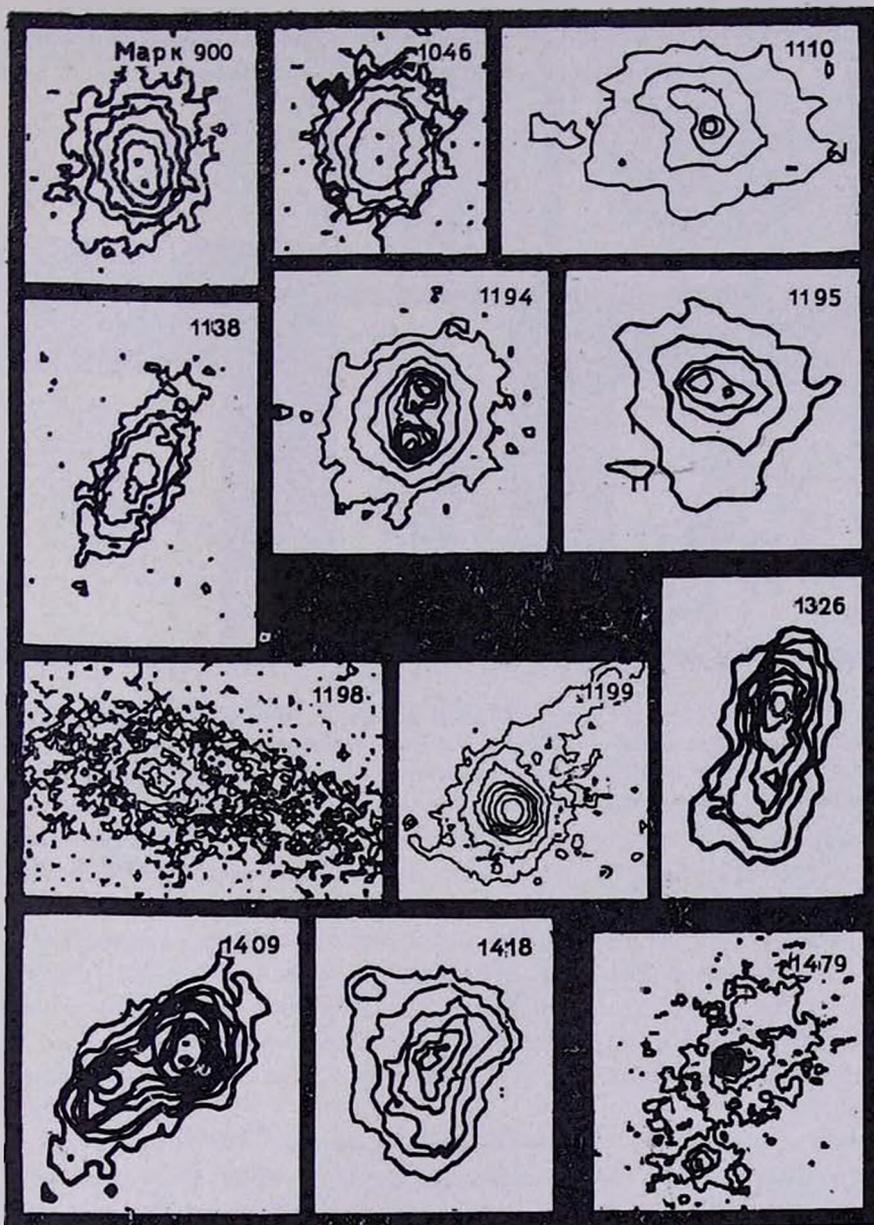
Данная работа также посвящена исследованию центральных областей ультрафиолетовых галактик на основании прямых снимков, полученных в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской астрофизической обсерватории на фотопластинках Zi-21. Масштаб на снимках 21.4"/мм. Исследовано 133 галактики, в основном из XI—XV списков Маркаряна [6—10]. У двенадцати галактик, список которых приведен в табл. 1, впервые обнаружены двойные ядра.

Во всех пятнадцати списках галактик с УФ-избытком общее число галактик, авторами списков подозреваемых в двойственной структуре их центральных частей, составляет 137. Из числа этих галактик в наблюдательную программу были включены 16 галактик. Двойственная структура подтвердилась только для шести из них, данные о которых приведены в

ГАЛАКТИКИ, ДВОЙСТВЕННАЯ СТРУКТУРА КОТОРЫХ  
ОБНАРУЖЕНА ВПЕРВЫЕ

Марк	$m_{R\&G}$	$M_{R\&G}$	Лучевая скорость (км/с)	Расстояние		$m_{R\&A}$	$M_{R\&A}$	Морф. тип	Спектр. характеристика
				в угл. с.	в кпк				
900	14 <sup>m</sup> 5	-16 <sup>m</sup> 4	1140	3.9	0.3	N 17 <sup>m</sup> 7 S 17.4	-13 <sup>m</sup> 2 -13.5	SBa	d2
1046	16.5	-19.2	10320	2.9	1.9	N 19.2 S 19.2	-16.5 -16.5	S0	ds 2e:
1110	15.5	-18.1	3690	3.2	0.8	N 18.6 S 19.3	-15.0 -14.2	S0	ds 2
1138	16.5	-17.7	5190	8.0	2.7	N 18.6 S 19.1	-15.6 -15.1	Sc	ds 3
1194	14.5	-19.5	4650	5.4	1.6	N 18.2 S 18.2	-15.8 -15.8	SB0	ds 2e:
1195	17.0	-19.0	11820	2.3	1.8	E 18.6 W 18.8	-17.4 -17.2	SBc	ds 2e:
1198	16.0	-19.0	7410	3.5	1.7	S 18.2 N 19.0	-16.8 -16.0	SBc	sd 3e:
1199	19.5	-20.1	3870	6.8	1.7	S 16.3 N 18.1	-17.3 -15.5	Sc	sd 1e:
1326	15.5	-15.8	1380	5.4	0.5	S 19.2 N 19.6	-12.1 -11.7	SBc	sd 3
1409	17.0	-17.3	5400	6.2	2.2	N 18.2 S 19.4	-16.1 -14.9	S0	d2
1418	14.5	-14.4	450	5.5 5.7	0.2 0.2	N 18.5 S 18.2 E 18.5	-10.4 -10.7 -10.4	Im	sd 2e:
1479	16.5	-11.5	300	20.0	0.4	N 18.1 S 18.7	- 9.9 - 9.3	SABdm	ds

табл. 2. Пластины обработаны на комплексе PDS 1010A—СМ4 с помощью программы обработки протяженных объектов, действующей в рамках вычислительной системы АДА Бюраканской обсерватории. Обработка включала: сканирование изображения галактик с диафрагмой  $0.5 \times 0.5$ ; поверхностную фотометрию объектов в системе В с построением карты изофот либо в единицах звездных величин с кв. секунды, либо в по чернениях; оценку интегральных звездных величин галактики и обнаруженных ядер; оценку геометрических характеристик ядер. Отметим, что точность фотометрии с переходом к системе В была оценена как  $0^m 21 \pm \pm 0^m 19$ . Приведены также краткое описание центральных частей всех исследованных галактик и их изофоты.



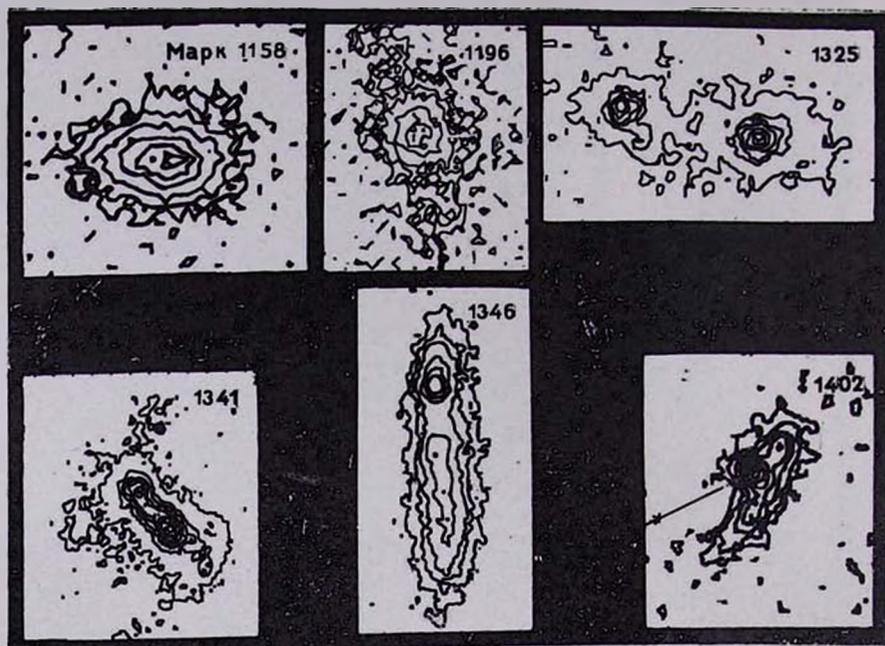


Рис. 1. Изофоты галактик, построенные после обработки пластинок в основном очень хорошего качества, полученных на 2,6-м телескопе, на комплексе PDS 1010A + SM4. Изофоты построены либо в единицах звездных величин с кв. секунды, либо в почернениях. Номера объектов приведены согласно спискам Маркаряна.

К ст. Г. В. Абрамяна, К. А. Сазяна

Таблица 2

ГАЛАКТИКИ, В КОТОРЫХ ДВОЙСТВЕННАЯ СТРУКТУРА РАНЕЕ  
 БЫЛА ЗАПОДОЗРЕНА И ПОДТВЕРЖДЕНА НАБЛЮДЕНИЯМИ  
 НА 2.6-м ТЕЛЕСКОПЕ

Марк	$m_{RG}$	$M_{RG}$	Спектр. ха- рактеристика	Лучевая скорость (км/с)	Расстояние		$m_{R\lambda}$	$M_{R\lambda}$	Морф. тип	Примеч.
					в угол с.	в кпк				
1158	15 <sup>m</sup> 0	-18 <sup>m</sup> 9	sd1e	4500	2.7	0.7	E 18 <sup>m</sup> 1 W 19.9	-15 <sup>m</sup> 8 -14.0	S0	Сейферт
1196	16.0	-18.7	d3e	6510	1.8	0.8	N 17.6 S 19.1	-17.1 -15.6	S0	
1325	16.5	-18.5	ds3e	7360	5.5	2.6	W 18.0 E 17.9	-17.0 -17.1	Sab	Сейферт
1341	16.0	-14.6	s2e	1340	5.0	0.3	N 17.8 S 18.2	-12.8 -12.4	Sbc	
1346	16.0	-14.5	ds1e	940	14.8	0.9	N 17.6 S 18.4	-12.9 -12.1	Sbc d	
1402	16.0	-19.2	d3	8190	10.4	6.5	N 18.2 S 18.3	-17.0 -16.9	S0	

1. Галактики, двойственная структура которых обнаружена впервые. В табл. 1 приведены номера галактик (по Маркаряну), их морфологические типы и исправленные за вращение Солнца лучевые скорости по [11], абсолютные и видимые интегральные величины галактик и их ядер, обозначенных как северное (N) и южное (S) или восточное (E) и западное (W). Видимые величины ядер были определены нами глазомерно, с той же методикой, что и в [1]. Видимые величины ядер были затем скорректированы с величинами, полученными из обработки изофот. В таблице приведены также расстояния между компонентами, класс спектра по [6—10]. Использовались лучевые скорости из работы [11]. При вычислениях постоянная Хаббла принималась равной  $H=75$  км/с Мпк.

На рис. 1 приведены картины изофот исследованных галактик. Изофоты построены или в единицах почернения, или в единицах  $B$  звездных величин с кв. секунды.

Марк 900 (= NGC 7077) — по [12] сфероидальная галактика с коронной. На наших снимках имеет двойное ядро, окруженное плотной оболочкой. Южное ядро имеет продолговатую форму, северное—сферическую. Из каждого ядра выходят отростки, похожие на зачатки спиральных рукавов. Впервые двойственная структура ядра этой галактики была заподозрена одним из авторов на снимках 21" телескопа Шмидта Бюраканской обсерватории.

*Марк 1046* — По [6] сферическая и довольно компактная галактика. На нашем снимке состоит из двух очень тесно расположенных компонентов, имеющих слабые оболочки малых размеров, из концов которых выходят тонкие ветви.

*Марк 1110* — По [7] является ядром сферической галактики. На наших снимках объект имеет продолговатую структуру, в которой расположены два слабых диффузных сгущения.

*Марк 1138* — Данные, приведенные в [7], относятся к ядерной области спиральной галактики. На наших снимках в центральной части имеются два сгущения, расположенные в эллиптической оболочке, из концов которой, как будто, выходят спиральные рукава.

*Марк 1194* (= NGC 1819) — Является уникальной галактикой. На картах Паломарского обзора имеет вид эллипса, пересеченного тонкой перемычкой. Перемычка имеет примерно одинаковую толщину по всей своей длине, а непосредственно вблизи ядра даже тоньше, чем вдали от ядра. Эллипсоидальная часть интенсивнее на красной карте, чем на синей. На наших снимках эллипсоидальная область галактики состоит из двух ядер одинаковой яркости, которые расположены на кольце. Галактика, по-видимому, видна с ребра. Линия, соединяющая оба ядра, не совпадает с направлением вытянутости перемычки. Тот факт, что ядра нам видны хорошо, хотя галактика видна с ребра, можно объяснить тем, что плоскость, в которой расположены ядра и плоскость галактики, по-видимому, перпендикулярны друг к другу.

*Марк 1195* — В [8] описана как сферическая, возможно, пекулярная. На нашем снимке видны очень близко расположенные два ядра малых размеров и низкой светимости в эллиптической оболочке. От концов эллипса выходят короткие, асимметричные спиральные рукава.

*Марк 1198* — По [8] ядро, по-видимому, разрушенной спирали со спутником на северо-западе. На картах Паломарского обозрения вся система напоминает эллипс, в котором очерчивается один спиральный рукав. На нашем снимке центральная часть состоит из двух ядер, яркости которых отличаются друг от друга примерно на две звездные величины. Симметричные прямолинейные рукава исходят из ядер. На конце одного из рукавов находится упомянутый в [8] спутник.

*Марк 1199* — Ядро галактики сложной структуры с большим выбросом на северо-востоке [8]. На нашем снимке имеет два ядра, которые отличаются по яркости примерно на 2 звездные величины. Из яркого ядра симметрично выходят два коротких толстых рукава, а третий рукав, имеющий вид прямолинейной струи, исходит из слабого ядра. На конце этой струи

расположен отмеченный в [8] выброс, который имеет примерно такую же яркость, что и само слабое ядро.

*Марк 1326* — По [9] ядро яркой спиральной галактики. По нашим снимкам это спиральная галактика с перемычкой, в которой имеются два ядра эллиптической формы. Ядра по яркости отличаются примерно на одну величину. В симметричных спиральных рукавах галактики имеются по меньшей мере три сверхассоциации.

*Марк 1409* — По [10] овальная, с выбросом на востоке. На нашем снимке в слабой вытянутой оболочке расположены два сгущения примерно одинаковой яркости. На юго-востоке имеется третье слабое сгущение (то, что названо выбросом в [10]). Эти три сгущения расположены на одной линии. Возможно это гнездо гигантских H II-областей.

*Марк 1418* — Согласно [10] на спектральных снимках наблюдается звездообразное ядро, окруженное диффузной оболочкой. Наличие двухъядерной структуры впервые было заподозрено на снимках 21" телескопа. На снимках 2.6-м телескопа морфологический тип галактики можно оценить как *Ip*, с несколькими сгущениями. Она похожа на *Марк 256* [13]. Состоит из четырех сгущений, которые расположены в вытянутой линзовидной оболочке. Восточное сгущение стоит особняком, остальные три находятся примерно на одной линии. Все три сгущения примерно одинаковой яркости. Возможно, это гнездо гигантских H II-областей.

*Марк 1479* — По [10] ядерная область пекулярной галактики. На нашем снимке в овальной оболочке имеются два ядра: северное звездообразное и южное — диффузное. Галактика имеет низкую поверхностную яркость. В [14] отмечено, что «возможно эмиссионная линия состоит из двух компонентов с одинаковыми значениями красного смещения».

2. Галактики, ранее заподозренная двойственная структура ядер которых подтверждена нашими наблюдениями. Данные об этих галактиках приводятся в табл. 2. Ниже приводим краткое описание их центральных частей.

*Марк 1158* — По [7] вытянута по прямому восхождению, по-видимому, двойная. На нашем снимке наблюдаются два ядра, которые отличаются друг от друга по яркости и форме. Западное сгущение звездообразное и компактное, восточное — имеет диффузную и продолговатую форму. Галактика является вытянутой спиралью, видимой с ребра.

*Марк 1196* — По [8] ядро сложной структуры, отмечается присутствие слабых спутников или сверхассоциаций на юге и севере. На нашем снимке центральная часть состоит из двух ядер, незначительно отличающихся по яркости. Имеющиеся в галактике две сверхассоциации незначительны.

го отличаются по яркости от ядер, фотографические величины которых равны  $18^m8$  и  $19^m0$ .

*Марк 1325* — По [9] центральное сгущение тройной системы в общем тумане. На нашем снимке состоит из двух ядер примерно одинаковой яркости, которые располагаются симметрично в эллиптической оболочке. Имеется еще третье сгущение вне линии, соединяющей яркие сгущения, однако возможно, что это проектирующаяся звезда. На северо-западе имеется нечто похожее на сегмент спирального рукава, на котором имеется сверхассоциация.

*Марк 1341* — По [9] пекулярная спираль с двумя ядрами. На нашем снимке ни одно из двух ядер не расположено в геометрическом центре перемычки. На концах перемычки находятся еще два сгущения, по-видимому, сверхассоциации, яркости которых равны  $18^m1$  и  $19^m6$ .

*Марк 1346* (= NGC 5107) — По [9] очень вытянутая, видимая с боку, галактика. В неоднородной по яркости экваториальной плоскости имеются два ядра: яркое компактное и слабое вытянутое. В юго-восточном продолжении галактики, возможно, имеются еще сгущения. Неоднородность яркости, по-видимому, объясняется присутствием нескольких слабых сгущений, которые плохо разрешаются на нашем снимке.

*Марк 1402* — По [10] тесно двойная, на севере в контакте слабая звезда. На нашем снимке — это пара слабых, звездобразных объектов, связанных яркой перемычкой и погруженных в вытянутую оболочку. На галактику проектирована звезда, которая отмечена на карте изофот. Из концов перемычки выходят короткие спиральные рукава. В работе [15] также отмечается наличие двух соприкасающихся компонентов.

3. Галактики, у которых ранее заподозренная в [12, 16—18] двойственная структура центральных частей не подтверждается наблюдениями на 2.6-м телескопе. Список этих галактик, с указанием их морфологических типов, в большинстве случаев определенных нами, приведен в табл. 3. Ниже даны их краткие описания по снимкам 2.6-м телескопа.

ГАЛАКТИКИ, У КОТОРЫХ РАНЕЕ  
ЗАПОДОЗРЕННАЯ ДВОЙСТВЕННАЯ  
СТРУКТУРА ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ НЕ БЫЛА  
ПОДТВЕРЖДЕНА НАБЛЮДЕНИЯМИ НА 2.6-м  
ТЕЛЕСКОПЕ

Таблица 3

Марк	Морф. тип	Марк	Морф. тип
74	Sa	1167	Sa
909	S0	1296	SBc
1030	Sc	1318	E2
1066	SBc	1454	SBc
1111	SBb	1485	SBbc

*Марк 74* — Имеет одно яркое ядро в большом диске, в котором намечаются зачатки спиральных рукавов.

*Марк 909* — Имеет яркое звездообразное ядро, окруженное вытянутой однородной оболочкой. В оболочке имеется слабое сгущение, которое и было принято как двойное ядро.

*Марк 1030* — Имеет яркое звездообразное ядро, из которого выходят короткие, мощные спиральные рукава, очень богатые сверхассоциациями. Несколько сверхассоциаций южного рукава очень близко расположены к ядру. Эта группа, по-видимому, была принята за второе ядро.

*Марк 1066* — Имеет вытянутую форму, с ярким звездообразным ядром, из которого к юго-востоку выходит короткий и интенсивный спиральный рукав, который, возможно, и был принят за второе ядро.

*Марк 1111.* — В почти овальной оболочке имеется звездообразное ядро со спиральными рукавами, которые около ядра довольно толстые и, по-видимому, приняты за второе ядро.

*Марк 1167* — Имеет звездообразное ядро в очень вытянутой спиральной структуре. Галактика видима с ребра. Оболочка слабая и однородная.

*Марк 1296* — спиральная галактика с перемычкой, в центре которой расположено звездообразное ядро. На конце южной части перемычки имеется сверхассоциация, которая и была принята за второе ядро.

*Марк 1318* — имеет одно яркое, несколько вытянутое ядро, асимметрично расположенное в эллиптической оболочке.

*Марк 1454* — очень вытянутая спиральная галактика с перемычкой, в центральной части которой вообще сгущений не наблюдается.

*Марк 1485* — очень развитая спиральная галактика с перемычкой, в которой имеется звездообразное ядро, сильно выделяющееся на слабом фоне галактики. Галактика богата ассоциациями и сверхассоциациями. Находится в группе ярких галактик.

Остальные члены группы типа E0-E7 с очень высокими поверхностными яркостями.

4. *Обсуждение.* Галактики Маркаряна с двойными ядрами представляют собой, по-видимому, определенную стадию деления ядер и начальную стадию взаимодействия галактик, образовавшихся в результате деления новых галактик. В данной работе приведены результаты прямых наблюдений на 2,6-м телескопе 133 галактик с ультрафиолетовым избытком из списков Маркаряна. 18 галактик имеют двойные или кратные ядра. У шести

галактик двойственная структура ядра ранее была заподозрена и теперь подтверждена нашими наблюдениями. По 18 галактикам с двойными и кратными ядрами данной работы просмотрено их распределение по типам резкости спектров согласно Маркаряну (табл. 4).

Таблица 4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ГАЛАКТИК С ДВОЙНЫМИ ЯДРАМИ  
ПО ТИПАМ РЕЗКОСТИ СПЕКТРОВ

Резкость спектра	s	sd	ds	d
Число галактик с кратными ядрами	1	5	8	4
Процент галактик с кратными ядрами	6	28	44	22

Как видно из табл. 4, наибольшее число галактик с двойными и кратными ядрами встречается у галактик с диффузными спектрами «d» и «ds». Такой же результат был получен на основании наблюдений объектов из восьмого списка Маркаряна, выполненных на 2,6-м телескопе (табл. 4 работы [1]). Однако из-за небольшого числа галактик окончательный вывод можно сделать лишь после получения более богатого наблюдательного материала на больших телескопах.

В работе [19] спектрофотометрически исследована ядерная активность среди 167 взаимодействующих галактик. У 21 галактики из этого списка имеется ультрафиолетовый избыток. Среди этих галактик только три имеют двойные ядра. По-видимому, принадлежность галактики кратной системе — еще не достаточное условие наличия двойного ядра в ней. Более важным признаком является наличие ультрафиолетового избытка.

5. *Заключение.* 1. Обнаружена кратная или двойная структура центральных частей у двенадцати галактик с ультрафиолетовым избытком.

2. Подтверждена кратная структура центральных частей шести других галактик, ранее заподозренных в двойственности.

3. Определены морфологические типы некоторых галактик.

4. Из 19 галактик с двойными и кратными ядрами у 6 галактик отмечено также наличие сверхассоциаций. Однако истинное число УФ-галактик, содержащих сверхассоциации, должно быть больше. В среднем светимости сверхассоциаций, согласно [20], слабее ядра на 2.2 зв. вел. Применяемые для выявления ядер относительно небольшие экспозиции приводят к потере части сверхассоциаций.

5. Около 70% галактик с кратными ядрами принадлежат к типам «d» и «ds».

6. Двойные и кратные ядра встречаются в основном в спиральных галактиках или в галактиках с перемычкой. Такой же результат получен в работе [1].

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE STRUCTURE OF THE CENTRAL PARTS OF SOME UV GALAXIES

H. V. AVRAHAMIAN, K. A. SAHAKIAN

The existence of double or multiple nuclei structure in 12 galaxies with ultraviolet excess is noted. The double structure is confirmed in 6 and was not revealed in another 10 galaxies which earlier were supposed to have a double structure. The morphological types of these galaxies, the distances of nuclei from each other are determined. The preliminary estimation of nuclei brightness is also made. The greatest number of galaxies with multiple nuclei occurs among the galaxies with diffuse spectra „ds“ and „d“ (according to Markarian). In some of the galaxies the presence of superassociations is also noted.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. С. Casini, J. Heldmann, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 34, 91, 1978.
3. С. Barbieri, P. Rafanelly, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 37, 541, 1979.
4. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Ю. П. Коровяковский, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
5. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян (готовится к печати).
6. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 397, 1977.
7. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 15, 201, 1979.
8. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 15, 363, 1979.
9. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 17, 619, 1981.
10. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 15, 549, 1979.
11. J. H. Mazarella, V. A. Balzano, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 62, 751, 1986.
12. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 1977.
13. Э. Е. Хачикян, К. А. Саакян, *Астрофизика*, 11, 207, 1975.
14. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 19, 221, 1983.
15. В. Takase, T. Noguchi, H. Machara, *Ann. Tokyo AOS*, 19, 444, 1983.
16. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 581, 1969.
17. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 8, 165, 1972.
18. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 627, 1977.
19. О. Dahari, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 57, 643, 1985.
20. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 21, 57, 1984.

УДК: 524.6—77

## РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА СВЕРХБЫСТРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ У РАДИООБЪЕКТОВ С КONTИНУАЛЬНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ СПЕКТРАМИ

В. Ф. ШВАРЦМАН, Г. М. БЕСКИН, С. А. ПУСТИЛЬНИК

Поступила 23 мая 1989

Принята к печати 26 июня 1989

В САО АН СССР с 1972 г. проводится эксперимент МАНИЯ (Многоканальный Анализ Наносекундных Изменений Яркости), целью которого является поиск и исследование релятивистских объектов в Галактике. В статье приводятся результаты поиска одиночных черных дыр звездных масс среди радиообъектов с континуальными оптическими спектрами (РОКОС). РОКОСы являются группой необычных радиосточников. Их континуум генерируется преимущественно нетепловыми механизмами, а оптические спектры лишены следов линий. Вероятно, среди РОКОСов могут оказаться черные дыры звездных масс. Кратчайший тест для выявления таких объектов — обнаружение сверхбыстрых флуктуирующей блеска с характерными временами вплоть до  $10^{-6}$ — $10^{-3}$  с. 20 РОКОСов наблюдались на 6-м телескопе с временным разрешением  $3 \cdot 10^{-7}$  с. Ни для одного из них не обнаружены изменения блеска в диапазоне характерных времен  $5 \cdot 10^{-7}$ —40 с с доверительной вероятностью  $p > 0.99$ . Типичные ограничения на относительную мощность переменного компонента для диапазона времен  $10^{-5}$ — $10^{-2}$  с лежат в пределах (20—5)%. На основе этих результатов получены статистические оценки для доли гипотетических черных дыр звездных масс среди РОКОСов.

1. Введение. В САО АН СССР уже более десяти лет проводится эксперимент МАНИЯ (Многоканальный Анализ Наносекундных Изменений Яркости). Его основная задача — поиск и исследование релятивистских объектов звездных масс [1]. Работа проводится по нескольким направлениям: поиск и исследование оптического излучения нейтронных звезд, изучение процессов аккреции плазмы на компактные компоненты и поиск черных дыр (ч. д.) в тесных двойных системах и, наконец, поиск одиночных ч. д. звездных масс. Именно последнему из перечисленных направлений и посвящена данная статья\*.

Как показано Шварцманом [3], одиночные ч. д. звездных масс, в результате аккреции межзвездного газа, должны быть окружены светящими-

\* Часть результатов очень кратко сообщалась Бескиным и др. [2].

ся ореолами. Спектр излучения — очень широкий, с максимумом в оптическом диапазоне и обрывом на высоких частотах. Вследствие синхротронной природы излучения, оптический спектр ореолов должен быть лишен линий. Это свойство является основным для первичного выделения интересующих нас объектов среди всех звезд, занесенных в каталоги. Вероятно, значительная доля светимости таких ореолов может приходиться на радиодиапазон [4].

Необходимо отметить, что у некоторых классов астрофизических объектов свойство бесструктурности оптического спектра совпадает с ожидаемым для гипотетических ч. д. звездных масс. Так, например, ряд активных галактических ядер, относимых к объектам типа BL Lac, характеризуется мощным нетепловым континуумом (лишенным линий) и сильным радиоизлучением.

Имеется, однако, признак, позволяющий практически однозначно обнаруживать ч. д. звездных масс. Важной особенностью физических процессов, протекающих в окрестностях таких релятивистских объектов, должна быть переменность энерговыделения на очень малых временах, вплоть до  $10^{-8}$  с. Конкретные механизмы, приводящие к таким эффектам, рассмотрены в работах [1, 3, 5].

Таким образом, поиск и обнаружение сверхкоротких флуктуаций блеска является критическим экспериментом для выявления среди возможных кандидатов (отобранных, например, по признаку отсутствия линий в оптическом спектре) реальных ч. д. звездных масс.

На сегодня известны две большие группы звездообразных объектов, оптические спектры которых лишены линий. Одна группа — это близкие объекты ( $d < 10-30$  пк) со значительными собственными движениями — DC-карлики. Это слабые звезды, большинство из которых после детальных исследований оказались обычными белыми карликами разных типов. Результаты их изучения в рамках эксперимента МАНИЯ представлены в работе [6].

Другая группа — радиообъекты с континуальными оптическими спектрами (РОКОСы). Эта выборка ( $\approx 80$  шт.) составляет около 8% от всех радиосточников, отождествленных со звездообразными оптическими объектами [7]. Список РОКОСов приведен в работах Пустильника [8, 9].

Типичные характеристики оптического континуума многих РОКОСов, такие, как высокая и переменная линейная поляризация (до 30%), степенной характер спектра ( $\alpha_{\text{опт.}} = -(1.0 \div 2.5)$ ) и быстрая нерегулярная переменность блеска ( $\tau_{\text{min-часы-дни}}$ ), указывают на определяющую роль в генерации их оптического излучения нетепловых механизмов.

С другой стороны, отсутствие в оптических спектрах каких-либо линий (как эмиссионных, так и абсорбционных) не позволяет решить вопрос о локализации этих объектов и, соответственно, об их массах.

Неясно заранее даже, единый ли физический тип объектов попадает в группу РОКОСов. Можно думать, что среди них могут быть как объекты звездных масс в нашей Галактике — одиночные черные дыры, так и экстремальные по наблюдательным проявлениям нетепловых процессов активные ядра галактик с массами ( $10^6$ — $10^{10}$ )  $M_{\odot}$ .

Цель этой работы — поиск сверхбыстрых флуктуаций блеска на БТА у 20-ти РОКОСов и анализ итогов этих наблюдений.

На этапе выбора конкретных объектов для исследований мы использовали уже известную информацию о них, собранную в работе [8], чтобы выделить кандидаты, наиболее интересные с точки зрения поиска у них сверхбыстрой переменности, т. е. свойства которых близки к предполагаемым наблюдательным проявлениям одиночных черных дыр. Дополнительные критерии: наличие сильной и (или) быстрой переменности блеска, наличие компактного радиоисточника (в том числе и по характеру радиоспектра), необычный характер оптического континуума, низкая галактическая широта.

2. *Наблюдения и обработка.* Наблюдения 20-ти РОКОСов проводились на 6-м телескопе САО АН СССР с помощью аппаратно-программного комплекса МАНИЯ [1, 10].

Комплекс состоит из одноканального электрофотометра, установленного в первичном фокусе, и специализированного преобразователя «время—код», работающего на линии с ЭВМ СМ-4 [11, 12]. В стандартном режиме наблюдений моменты регистрации отдельных фотонов кодировались, засылались в память ЭВМ и записывались на магнитную ленту. Точность измерения моментов прихода фотонов —  $5 \cdot 10^{-8}$  с, временное разрешение комплекса —  $3 \cdot 10^{-7}$  с, максимальный поток, регистрируемый без искажений, —  $15^{10}$  отсчетов в секунду.

При больших интенсивностях использовался так называемый режим пересчета, в котором регистрируются моменты прихода каждого  $k$ -го фотона. При этом временное разрешение составляет  $k/I$ , где  $I$  — скорость счета.

Наблюдения в большинстве случаев проведены без фильтра. Диапазон длин волн определялся спектральной чувствительностью фотокатода S-20. Для оптимизации отношения потоков сигнала и фона наблюдения некоторых объектов проводились с одним из стандартных фильтров  $B$ ,  $V$ ,  $R$  или фиолетовым фильтром « $f$ » ( $\lambda_{\text{эфф}} = 4000 \text{ \AA}$ , эффективная полоса  $\Delta\lambda = 1000 \text{ \AA}$ ).

При поиске переменности проводились два последовательных цикла наблюдений объекта и звезды сравнения в одинаковых условиях. Интенсивность звезды сравнения искусственно уравнивалась с интенсивностью исследуемого объекта.

В течение 1979—1986 гг. мы провели на 6-метровом телескопе 6 сетов наблюдений РОКОСов. Журнал наблюдений приводится в табл. 1. Помимо поиска сверхбыстрой переменности у всех объектов исследовались UVVR-характеристики, подробно обсуждавшиеся ранее в работе [13].

Таблица 1

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ РОКОСов

№	Объект	Дата наблюдений	$m_V$	Фильтр	Диафрагма	Объем (ман. ф/отсч.)
1	01.09+244 OC+215.7	22.12.79	15.36	<i>f</i>	11.9	1.4
		31.12.81	15.6	<i>B</i>	8.6	1.8
2	0300+47 OE+400	11.10.78	17.3	б/ф	4.3	2.3
		21.12.79	(17.5:)	б/ф	4.3	1.4
3	0346-163 OE-177.2	21.12.79	15.76	б/ф	6.9	2.7
4	0422+004 OF+038	22.12.79	15.74	б/ф	11.9	1.4
5	0716+714	24.12.82	16.02	б/ф	6.9	2.5
6	0754+100 01+C90.4	28.02.79	16.0	<i>V</i>	8.6	1.4
		25.12.82	14.76	б/ф	8.6	2.4
		25.12.82	14.76	<i>B</i>	6.9	2.4
7	C818-123 OJ-131	28.02.79	17.13	б/ф	4.3	1.8
8	0823-223 OJ-240	31.12.81	16.75	б/ф	6.9	1.8
9	0829+046 OJ+049	22.12.79	16.9	б/ф	4.3	1.4
		22.12.79	16.9	б/ф	6.9	
		24.12.82	15.83	б/ф	6.9	0.8
10	0912+297 OK+222	25.12.82	15.78	<i>B</i>	11.9	2.5
11	1057+100	02.03.79	17.68	<i>f</i>	6.9	1.5
12	1147+245 OM+280	25.12.82	16.24	<i>B</i>	8.6	2.5
13	1155+169	20.12.84	18:	б/ф	6.9	2.5
14	1215+303 ON+325	27.02.79	(16.0:)	<i>B</i>	8.6	1.7
		02.03.79	15.58	<i>R</i>	6.9	1.5
		02.03.79	(15.5)	<i>B</i>	6.9	1.6
15	1402+042	30.04.86	16.6	б/ф	8.6	2.5
16	1418+546 OQ+530	27.02.79	15.30	<i>R</i>	8.6	1.5
17	1424+240 OQ+240	25.12.82	15.92	б/ф	8.6	1.8
		23.03.83	16.09	б/ф	11.6	1.2
18	1514+197	02.03.79	(19.3:)	б/ф	6.9	1.4
19	1538+149 OR+165	28.02.79	(17.3:)	б/ф	6.9	0.6
		28.02.79	(17.3:)	б/ф	6.9	0.6
20	1749+096 OT+080	13.06.83	(18.5:)	б/ф	6.9	2.4

Обработка массивов информации для объекта и звезды сравнения проводилась идентичным образом с помощью  $u_2$ - и  $d_2$ -функций [1, 14]. Точность результата при оценке переменности по каждому из объектов определялась по разбросу соответствующих параметров у звезды сравнения.

Результаты поиска оптической переменности РОКОСов в диапазоне времен  $5 \cdot 10^{-7}$ —40 с представлены в табл. 2. В ней приводятся ограничения сверху на относительную мощность переменного компонента излучения  $S^*$ .

Верхние пределы соответствуют вспышкам треугольной формы со скважностью 0.2. Доверительная вероятность пределов  $> 99\%$  (уровень  $3\sigma$ ). Для других значений скважности верхние пределы для величины  $S$  следует увеличить или уменьшить обратно пропорционально корню квадратному из величины скважности.

3. *Обсуждение.* Целью наблюдений, результаты которых представлены в табл. 2, было обнаружение среди РОКОСов релятивистских объектов звездных масс по признаку сверхбыстрых изменений блеска.

Для всех 20-ти РОКОСов получены только ограничения сверху на относительную мощность переменного компонента, которые для диапазона  $10^{-5}$ — $10^{-2}$  с составляют в среднем от 20 до 5%. Таким образом, результаты наших наблюдений не дают никаких свидетельств в пользу того, что среди РОКОСов имеются одиночные ч. д. звездных масс.

Следует также отметить, что анализ наблюдательных свойств РОКОСов и сравнение их со свойствами активных галактических ядер, относящихся к объектам типа BL Lac и сильнополяризованным квазарам (HPQ), показывает, что многие РОКОСы близки к ним по своим свойствам [9], т. е. с большой вероятностью большинство РОКОСов является активными внегалактическими объектами.

Интересно дать более точную оценку сверху на долю релятивистских объектов звездных масс среди РОКОСов, исходя из приведенных выше результатов наблюдений.

При этом мы будем исходить из гипотезы, что ч. д. в наших наблюдениях должны были бы показывать быстрые вариации блеска.

Прежде всего обратим внимание на тот факт, что при полном диапазоне блеска объектов в списке РОКОСов от  $m = 15$  до  $m = 20$ , в табл. 1 большинство объектов (15 из 20-ти) представляют собой яркую часть распределения ( $m$  от 15 до 17.5), а остальные 5—слабую ( $m$  от 17.5 до 19).

\*  $S$  представляет собой долю светимости объекта, которая сильно меняется в указанном диапазоне времен. Строгое определение параметра  $S$  см., например, в работе [15].

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ РОКОСов НА  
ВРЕМЕНАХ 5. 10<sup>-7</sup>—40 с

№	Объект	Дата	Сигнал + фон	Объем (макс. ф/отсч.)*	Ограничения на относительную мощность переменного компонента, %					
					фон ф/отсч./с	5·10 <sup>-7</sup> —10 <sup>-6</sup> с	10 <sup>-6</sup> —10 <sup>-5</sup> с	10 <sup>-5</sup> —10 <sup>-4</sup> с	10 <sup>-3</sup> —10 <sup>-2</sup> с	10 <sup>-2</sup> —1 с
1	0109+224	22.12.79	7099/1599	0.7	27	23	14	4.5	2.5	2.0
		31.12.81	4418/1410	1.0	39	28	16	5.5	3.0	1.5
2	0300+47	11.10.79	3100/739	0.7	44	27	16	5.	3.0	1.5
		21.12.79	2897/820	0.7	35	30	19	6.5	3.5	1.5
3	0346—163	21.12.79	7414/2270	1.5	28	23	12	4.5	3.0	3.0
4	0422+004	22.12.79	15070/5673	0.8	29	24	13	5.0	3.0	1.5
		**								
5	0716+714	24.12.82	8477/2517	1.2	29	22	12	4.5	3.0	1.5
6	0754+100	28.02.79	2566/1208	0.4	69	46	29	10.5	7.0	3.0
		25.12.82	3220/690	1.2		***		3.5	1.0	1.0
		24.12.82	10123/2405	1.2	28	19	13	5.5	3.5	3.0
7	0818—128	29.02.79	2613/964	0.7	42	32	21	7.5	4.5	7.5
8	0823—223	31.12.81	9000/5505	1.2	67	42	26	9.0	6.0	3.0
9	0829+046	22.12.79	3665/915	0.2	47	44	21	8.0	4.0	4.5
		22.12.79	5600/2396	0.4	59	34	21	8.5	4.5	3.5
		24.12.82	8257/2581	0.6	54	30	14	5.5	3.0	1.5
10	0912+297	25.12.82	6574/1200	1.2	26	22	13	5.5	3.0	1.0
11	1057+100	02.03.79	1093,621	0.8	74	56	32	11.5	7.5	2.5
12	1147+245	25.12.82	3073/1138	1.2	39	33	21	8.0	4.5	2.0
13	1155+169	20.12.84	8715/4070	1.24	43	33	19	7.0	4.0	2.0
14	1215+303	27.02.79	2663/729	0.8	45	28	16	6.5	3.5	5.0
		02.03.79	1553/266	0.6	40	36	21	6.5	4.5	2.0
		02.03.79	2545/285	0.6	44	30	19	6.0	3.5	1.5
15	1402+042	30.04.86	9195/4136	1.12	38	27	15	8.0	4.0	5.6
16	1418+546	27.02.79	2762/566	0.5	36	30	16	6.5	4.5	2.0
17	1424+240	25.12.82	11650/3072	1.2	32	28	16	6.5	4.0	2.5
		23.03.83	9719/2771	0.6	30	21	13	5.0	3.0	8.7
18	1514+197	02.03.79	533,242	0.7	63	52	32	14.0	8.0	6.5
19	1538+149	28.02.79	3393/1492	0.4	51	42	23	13.0	12.5	8.0
		28.02.79	3500/1630	0.3	62	49	30	11.5	5.5	3.0
20	1749+096	13.06.83	6961/4061	1.8	47	37	21	8.5	5.0	3.0

\* Объем информации указан для массива фотоотсчетов объекта, по которому  
представлены ограничения.

\*\* Интенсивность урезана.

\*\*\* Наблюдения в режиме пересчета ( $k = 20$ ).

15 «ярких» РОКОСов составляют половину списочного состава, а 5 «слабых» — соответственно, лишь одну десятую часть от всех входящих в список [8]. Поэтому оценку для доли релятивистских объектов звездных масс среди РОКОСов сделаем отдельно для «яркой» и «слабой» выборок.

Статистически задача ставится следующим образом. Пусть имеется группа из  $N$  объектов, из которых  $M$  обладает заданным свойством («сверхбыстрая переменность»), а остальные ( $N-M$ ) не обладают этим свойством. Берется случайная безвозвратная выборка из  $n$  элементов, в которой обнаруживается  $m$  объектов с заданными свойствами. Требуется дать доверительный верхний предел для величины  $M$ , характеризующей группу в целом. В нашем случае  $m = 0$ .

В математической статистике (см., например, [16]) показывается, что оценка для  $M$  может быть дана как оценка параметра гипергеометрического распределения. Для  $N = 30$ ,  $n = 15$ ,  $m = 0$ , воспользовавшись таблицей 5.6 из книги Большева и Смирнова, получим, что 95% доверительный верхний предел для величины  $M$  (число быстропеременных объектов во всей группе из 30-ти «ярких» РОКОСов) есть  $M_1 = 4$ . Таким образом, с той же доверительной вероятностью, доля быстропеременных объектов (т. е. ч. д. звездных масс) среди «ярких» РОКОСов не превышает  $4/30 = 0.13^*$ .

Для «слабых» РОКОСов мы не даем здесь аналогичной численной оценки. Ясно, однако, что из-за относительно малого объема исследованной выборки оценка верхнего предела доли интересующих нас объектов для этой подгруппы будет в несколько раз более грубой, чем для «ярких» РОКОСов.

Резюмируя, заключаем, что по результатам проведенных наблюдений установлено, что среди относительно ярких РОКОСов ( $m_V = 15-17.5$ ) доля гипотетических быстропеременных объектов весьма невелика и не может превышать  $\sim 10\%$ . Подавляющее большинство их является активными галактическими ядрами, близкими по своим свойствам к объектам типа BL Lac. Для «слабых» РОКОСов ( $m_V > 17.5$ ) аналогичные ограничения на долю гипотетических релятивистских объектов звездных масс весьма грубы (их доля меньше или порядка 50%), и поиск сверхкороткой переменности имеет смысл продолжить.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить здесь всех, кто на разных этапах этой работы принимал участие в наблюдениях и об-

---

\* Как отмечено во введении, мы отбирали объекты для наблюдений не случайно, а используя дополнительную информацию об их свойствах, чтобы повысить вероятность обнаружения сверхбыстрой переменности. Поэтому реальная доля быстропеременных объектов еще меньше.

работке накопленной информации: А. В. Журавкова, С. Н. Митронову, С. И. Неизвестного, А. А. Пимонова, В. Л. Плахотниченко, Л. А. Пустильника.

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

## THE RESULTS OF SEARCH FOR SUPERRAPID OPTICAL VARIABILITY OF RADIO OBJECTS WITH CONTINUOUS OPTICAL SPECTRA

V. F. SHVARTSMAN, G. M. BESKIN, S. A. PUSTIL'NIK

At the Special Astrophysical Observatory of the USSR AS an experiment MANIA (Multichannel Analysis of Nanosecond Intensity Alterations) has been carried out since 1972. The aim of the experiment is to search and study relativistic objects in the Galaxy. The results are reported for the search of alone accreting black holes of stellar masses among which Radio Objects with Continuous Optical Spectra (ROCOS). ROCOS are the group of unusual radiosources. Their optical continuum is generated mostly by nonthermal mechanisms and their optical spectra are featureless. Probably some ROCOSes may turn out to be stellar mass black holes. The critical test to find such type of objects is to detect superrapid fluctuations of brightness with characteristic times up to  $10^{-6} - 10^{-3}$  s.

20 ROCOSes have been observed on the 6-m telescope with a time resolution of  $3 \cdot 10^{-7}$  s. For none of them brightness alteration has been detected in the range of characteristic times of  $5 \cdot 10^{-7} - 40$  s, with confidence probability  $p > 0.99$ . Typical upper limits on the relative power of variable component are in the range  $(20 - 5)\%$  on the time-scales  $10^{-5} - 10^{-2}$  s. The statistical estimates on the relative part of hypothetical black holes of stellar masses among ROCOSes are reported.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Шварцман, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 19, 5, 1977.
2. Г. М. Бескин, В. Л. Плахотниченко, В. Ф. Шварцман, Тезисы 5-ой советской прав. конференции, Изд-во МГУ, М., 1981, стр. 263.
3. В. Ф. Шварцман, Астрон. ж., 48, 479, 1971.
4. В. М. Малофеев, В. Ф. Шварцман, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 20, 39, 1977.
5. Л. А. Пустильник, В. Ф. Шварцман, Тесные двойные системы и их эволюция, Тр. Всесоюз. конференции, Изд. МГУ, М., 1974, стр. 105.

6. В. Ф. Шварцман, Г. М. Бескин, С. Н. Митронова, Письма в Астрон. ж. (в печати) 1989.
7. M. P. Veron—Cetti, P. Veron, ESO Sci. Rep. № 4, 1985.
8. С. А. Пустильник, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 34, 13, 1982.
9. С. А. Пустильник, Диссертация, ИКИ АН СССР, 1987.
10. G. M. Beskin, S. I. Nelvestny, A. A. Pimonov, V. L. Plakhotnichenko, V. F. Shvarzman, in „Instrumentation for Astronomy with Large Optical Telescopes“, IAU Col. № 67, ed С. М. Humphries, Reidel, Dordrecht, 1982, p. 181.
11. С. И. Неизвестный, А. А. Пимонов, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 23, 56, 1978.
12. А. А. Пимонов, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 25, 39, 1979.
13. Г. М. Бескин, В. М. Лютый, С. И. Неизвестный, С. А. Пустильник, В. Ф. Шварцман, Астрон. ж., 62, 432, 1985.
14. В. Л. Плахотниченко, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 38, 29, 1983.
15. Г. М. Бескин, С. И. Неизвестный, А. А. Пимонов, В. Л. Плахотниченко, В. Ф. Шварцман, Письма в Астрон. ж., 5, вып. 10, 508, 1979.
16. Л. Н. Большев, Н. В. Смирнов, Таблицы математической статистики, Наука, М., 1983, стр. 416.

УДК: 524.7—8

## ФЛУКТУАЦИИ ОРИЕНТАЦИЙ ДИСКОВ ГАЛАКТИК

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 20 апреля 1989

Принята к печати 28 августа 1989

Изучены флуктуации в распределениях позиционных углов и классов наклона дисков многих тысяч галактик. Преимущество предложенного метода анализа флуктуаций состоит в возможности его применения к небольшим группам галактик без их предварительного выделения. Кроме того, оразу охватывается большой массив данных. Флуктуации в распределении позиционных углов галактик с угловыми диаметрами не меньшими  $1'$  в площадках от 18 до 648  $\square^\circ$  соответствуют модели, в которой позиционные углы соседних на небе галактик не коррелированы. Вывод об отсутствии корреляций получен и при анализе флуктуаций в распределениях классов наклонов галактик.

1. *Введение.* Ориентация диска галактики относительно наблюдателя характеризуется позиционным углом  $\theta$  (от 0 до  $180^\circ$ ) большой оси изображения (отсчитывается от северного направления круга склонения); видимой сферичностью  $e = b/a$ , где  $a$  и  $b$  — большая и малая полуоси изображения; направлением закручивания спиралей ( $S$  или  $Z$ ), а также особенностью кривой вращения. Данные о величинах  $\theta$  для многих тысяч галактик с угловым диаметром  $a \geq 1'$  приводятся для области  $\delta > -2^\circ$  в каталоге [1]. Также для многих тысяч галактик в каталоге [2] приводятся данные о классах наклона  $i$  дисков к лучу зрения. Величина  $i$  имеет обозначение  $V$  для галактик, наблюдаемых с ребра, и  $I$  — для галактик, близких к положению плашмя относительно наблюдателя. Промежуточные классы обозначаются II, III и IV. Присваивая галактике некоторое значение  $i$ , авторы каталога [2] руководствовались не только отношением  $b/a$ , но и учитывали другие особенности изображения. Очевидно, для галактик типа E класс наклона этим методом не определяется. Согласно [3] границы интервалов угла  $\omega$  между лучом зрения наблюдателя и осью вращения галактики для классов I, II, III, IV и V таковы: 0; 40.0; 59.2; 73.8; 80.3 и  $90^\circ$  (галактики с угловым диаметром, не меньшим  $2'$ ).

Данные об ориентациях дисков галактик обсуждались неоднократно. Ставились следующие задачи.

1. Переход от распределения видимых сферичностей к распределению истинных сферичностей, не искаженных эффектом проекции. Для решения этой задачи обычно применяют численные методы. В работе [4] приведены соотношения между моментами четного порядка истинных и видимых сферичностей. Распределение направлений осей вращения галактик считается изотропным. В работе [5] изучены различные селекционные эффекты, затрудняющие решение этой задачи. К сожалению, большинство их игнорировалось в последующих исследованиях (см., например, [6]).

2. Поиск направлений преимущественной ориентации галактик в больших областях неба. Согласно [7], неоднократно обсуждавшаяся тенденция дисков галактик к параллельности относительно плоскости экватора Местного сверхскопления не обнаруживается. Исследование [8] позиционных углов 5559 галактик в трех областях неба также не привело к обнаружению существенной анизотропии. В [9] обращено внимание на дефицит позиционных углов галактик каталога [1] в интервале от  $60$  до  $120^\circ$ . Однако в [10] это явление объяснено зависимостью ошибки определения величины  $b/a$  от позиционного угла. Впрочем, необходимо независимое подтверждение этого объяснения.

3. Поиск корреляций между ориентациями дисков галактик в парах, группах и скоплениях. Математически проблему изучил Т. А. Агекян [11]. В значительно более общем виде задача рассмотрена в [12]. В этих работах исследованы теоретические кривые регрессии дисперсии лучевых скоростей по наклонам дисков галактик при различных предположениях относительно взаимных ориентаций дисков и плоскостей орбит галактик. Необходимым условием применимости этих формул к наблюдениям является наличие обширных данных о лучевых скоростях и наклонах членов групп и скоплений галактик. Анализ наблюдательных данных в [12] привел к обнаружению очень слабых корреляций, но их достоверность требует подтверждения на более богатом материале.

4. При решении предыдущей задачи требуется большая предварительная работа по выделению взаимно связанных галактик из общего галактического поля. За бортом остаются многочисленные объекты, так и не приписанные к тем или иным контрастно выделяющимся группам. Однако существует «слепой» метод поиска корреляций в положениях дисков соседних галактик. Для его применения не требуется устанавливать членство галактик в парах, группах и скоплениях.

«Слепой» метод, по-видимому, впервые применен в [13] к распределению позиционных углов галактик в небольших площадках неба. Флуктуации этих распределений сравнивались с ожидаемыми в случае отсутствия каких-либо корреляций. Ниже видоизмененный метод работы [13] приме-

няется к данным о позиционных углах и классах наклона многих тысяч галактик в каталогах [1] и [2].

2. *Позиционные углы.* Рассмотрим все данные каталога [1] о позиционных углах  $\vartheta$  галактик с  $a \geq 1'$ . Как и в [13], всю область с  $\delta < 65^\circ$  разобьем кругами склонения на полосы шириною  $24^m$  по прямому восхождению, а каждую полосу — еще на 18 равновеликих элементарных областей (ч. о.) площадью около  $18 \square^\circ$  каждая. Именно в таких в. о. ранее были изучены флуктуации в распределениях углов  $\vartheta$ . Использовалась формула:

$$\gamma_k = \frac{k}{k-1} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^k (n_i - N/k)^2, \quad (1)$$

где  $k$  — число равных интервалов, на которые был разбит интервал от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ ,  $n_i$  — число галактик с позиционными углами в  $i$ -ом интервале ( $i = 1, 2, \dots, k$ ) и  $N$  — число всех галактик в в. о. Недостаток формулы (1) в том, что она не учитывает возможное непостоянство вероятности  $p_i$  попадания галактики в  $i$ -тый интервал. Как показало изучение суммарного распределения позиционных углов во всех в. о., это распределение почти симметрично относительно значения  $\vartheta = 90^\circ$ . Поэтому при  $k = 2$  можно положить  $p_1 = p_2 = 1/2$  и формулу (1), как меру величины флуктуаций, можно считать справедливой. Ее в этом случае можно переписать так:

$$\gamma_2 = \frac{(n_1 - n_2)^2}{n_1 + n_2}. \quad (2)$$

При  $k > 2$  будем вычислять величину:

$$\gamma_k = \frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k \frac{(n_i - N p_i)^2}{N p_i}, \quad (3)$$

где вероятности  $p_i$  оцениваются по всей совокупности в. о. Если флуктуации соответствуют полиномиальному распределению чисел  $n_i$ , то

$$\langle \gamma_k \rangle = 1 \text{ и } \sigma^2 \{ \gamma_k \} \approx \frac{2(N-1)}{N(k-1)}, \quad (4)$$

где  $\langle \quad \rangle$  — знак усреднения и  $\sigma^2$  — дисперсия.

Повышенные значения  $\langle \gamma_k \rangle$  свидетельствовали бы о положительной взаимной коррелированности позиционных углов хотя бы некоторых галактик, попавших в одну и ту же в. о. Если размер интервала позиционных углов (он равен  $180^\circ/k$ ) велик в сравнении с разбросом значений  $\vartheta$  в системе галактик, то величина  $\langle \gamma_k \rangle$ , как можно доказать, будет прибли-

зительно равна средней кратности систем галактик (выделенных в пространстве позиционных углов).

В [13] при  $k = 2, 3$  и  $6$  среднее значение величины  $\gamma_k$  получилось равным  $0.97 \pm 0.018$ . Это соответствует случаю полной взаимной независимости позиционных углов соседних на небе галактик.

Этот вывод проверим для укрупненных э. о. площадью около  $72 \square^\circ$ . Обработка данных каталога [1] приводит к такому результату:

$$\langle \gamma_2 \rangle = 0.98 \pm 0.094. \quad (5)$$

Отбрасывались все э. о. с  $N < 4$ .

Для еще более крупных э. о., площадью в  $648 \square^\circ$  каждая, получено

$$\langle \gamma_2 \rangle = 1.01 \pm 0.26. \quad (6)$$

Таким образом, если и существует какой-либо эффект взаимной коррелированности ориентаций соседних галактик, он не выделяется на фоне случайных ошибок. Отдельные неслучайные выбросы значений  $\gamma_2$ , возможно, тонут в «шуме». Поэтому применим еще один прием.

Рассмотрим окрестности всех э. о. (размерами  $18 \square^\circ$ ), в которых оказалось  $\gamma_2 > 5$ . Всего таких случаев в нашем материале было 7. Для всех 8 смежных э. о. (в том числе и угловых) рассчитываем среднее значение  $\gamma_k$ . Общее усреднение привело к таким результатам:

$$\langle \gamma_2 \rangle = 1.03 \pm 0.20; \quad \langle \gamma_3 \rangle = 1.23 \pm 0.14; \quad \langle \gamma_6 \rangle = 1.14 \pm 0.09. \quad (7)$$

Таким образом, «болезнь» центральных э. о., выражающаяся в повышенных значениях  $\gamma_2$ , оказывается незаразительной для соседних э. о.

Тот же прием в применении к четырем укрупненным э. о. (площадью  $72 \square^\circ$ ), в которых оказалось  $\gamma_2 > 5$ , дает

$$\langle \gamma_2 \rangle = 1.21 \pm 0.29; \quad \langle \gamma_3 \rangle = 1.18 \pm 0.20 \quad \text{и} \quad \langle \gamma_6 \rangle = 1.01 \pm 0.13. \quad (8)$$

И здесь свойство заразительности не выделяется на фоне ошибок. Среднее весовое из шести значений (7) и (8) таково:  $\langle \gamma_k \rangle = 1.13 \pm 0.058$ . Отклонение от единицы чуть больше двух стандартов. Однако ошибка последнего результата несколько занижена, так как при ее вычислении предполагалась взаимная независимость чисел  $\langle \gamma_k \rangle$ .

Выше рассматривались все э. о., независимо от того, попали туда группы галактик или нет. Особый интерес вызывают э. о. с повышенными числами галактик. Применим следующий тест. В каждой из 60 полос шириной  $24^m$  (см. выше) выделяем э. о. с наибольшим числом галактик  $n$ , если оно оказывается больше 9, вычисляем величину  $\gamma_2$ . Усреднение по всему материалу дало:

$$\langle \gamma_2 \rangle = 0.98 \pm 0.21.$$

3. *Классы наклона.* Для анализа флуктуаций распределений классов наклона галактик с  $a \geq 1'$  в полях каталога [2] применим формулу (3) при  $k = 5$ . В этом случае величины, входящие в формулу (3), имеют следующий смысл:  $n_i$  — число галактик поля  $6^\circ \times 6^\circ$ , которым присвоен класс наклона  $i$  (I, II, ..., V),  $N$  — число всех галактик с известным классом наклона и  $p_i$  — вероятность встретить класс наклона  $i$ , оцениваемая по данным для всей совокупности полей данного тома каталога. Рассматриваются лишь поля, в которых  $N \geq 15$ . Результаты даны в табл. 1. При отсутствии связей между наклонами соседних галактик значения величин  $\langle \gamma_5 \rangle$  и  $\sigma^2 \{ \gamma_5 \}$  должны составлять 1.00 и приблизительно 0.5. Средние ошибки, приведенные в табл. 1, соответствуют случаю  $\langle \gamma_5 \rangle = 1$ . Галактики со склонениями  $\delta > 45^\circ$ , вошедшие в первый том [2], флуктуируют по наклонам явно сильнее, чем ожидается при отсутствии корреляций. Возможно, этот результат объясняется тем, что нами игнорировались изменения вероятностей  $p_i$  от поля к полю. Такие изменения могут быть вызваны неустойчивостью критерия присвоения галактикам классов наклона, характерной именно для этого тома, составлявшегося первым. Если эти данные исключить, то усреднение по остальным томам дает  $\langle \gamma_5 \rangle = 1.12 \pm 0.053$ .

Таблица 1

Том	Число полей	$\langle \gamma_5 \rangle$	$\sigma^2 \{ \gamma_5 \}$
I	44	$1.46 \pm 0.11$	1.29
II	77	1.19 0.08	0.68
III	60	1.10 0.09	0.36
IV	39	1.01 0.11	0.11

В табл. 2 аналогичные данные приводятся для всех полей с  $N > 2$ . Среднее весовое для томов II—IV таково:  $\langle \gamma_5 \rangle = 1.032 \pm 0.026$ . Заметим, что с уменьшением величины  $N$  должен уменьшаться и эффект изменчивости вероятностей  $p_i$  от поля к полю. Поэтому данные табл. 2 меньше подвержены указанному эффекту, чем данные табл. 1. Флуктуации в распределении классов наклона почти точно соответствуют тем, которые ожидаются при взаимной независимости наклонов галактик.

4. *Обсуждение.* Для истолкования полученных результатов рассмотрим следующую модель видимого распределения галактик. В [14] анализ видимого распределения галактик по данным лижских подсчетов позволил вывести приближенное выражение для функции  $\varphi(s)$ , дающей вероятность принадлежности произвольной галактики с  $m < \bar{m}$  (то есть в выборке по блеску) к системе (группе, скоплению) с числом видимых членов (то есть с  $m < \bar{m}$ ), равным  $s$ :

$$\varphi(s) = 0.61/s^2, \quad s = 1, 2, \dots, 165. \tag{9}$$

Отсюда видно, что одиночные галактики (являющиеся, как правило, «верхушками» далеких групп и скоплений) составляют большинство (61%). Остальные 39% галактик входят, в основном, в группы со средней видимой населенностью 3.2. Если предположить, что ориентации осей вращения главных членов соседних групп и скоплений не связаны взаимно, остается изучить эффект этих 39% галактик.

Таблица 2

Групп	Число полей	$\langle \gamma_2 \rangle$	$\sigma^2 (\gamma_2)$
I	135	$1.26 \pm 0.078$	0.83
II	222	1.08 0.048	0.51
III	189	1.02 0.046	0.39
IV	176	1.01 0.044	0.35

В [14] изучались числа галактик ярче  $18.7^m$  в э. о. размерами  $1^\circ \times 1^\circ$ , а в нашем материале рассмотрены, в основном, галактики ярче  $14.5-15^m$  при минимальных размерах э. о. от  $4.2^\circ \times 4.2^\circ$  до  $6^\circ \times 6^\circ$  (в каталогах [1] и [2] соответственно). Эффект разрезания групп границами э. о. здесь не выше, чем в случае ликских подсчетов, поскольку различие размеров э. о. почти точно скомпенсировано различием в пространственной глубине выборок. Поэтому выражение (9) применимо и к нашему материалу. При переходе к укрупненным э. о. (при изучении позиционных углов) выражение (9) занижает значения  $\varphi(s)$  при больших  $s$ .

Для существенного упрощения дальнейшего анализа примем, что в состав видимых групп ( $s \geq 2$ ) входит не 39% галактик выборки, а 50%; зато средняя видимая населенность этих групп составляет не 3.2, а 2. Рассмотрим случай позиционных углов и получим теоретическое выражение для величины  $\langle \gamma_2 \rangle$  (см. (2)), предположив, что в каждой паре галактик модуль разности позиционных углов  $\psi$  имеет плотность вероятности:

$$\varphi(\psi) = \frac{2}{\alpha} \left( 1 - \frac{\psi}{\alpha} \right), \quad \psi \leq \alpha, \quad (10)$$

где  $\alpha$  — постоянная. Наша цель состоит в поиске тех значений  $\alpha$ , которые совместимы с наблюдаемыми флуктуациями чисел  $n_1$  и  $n_2$  в (2). С учетом того, что некоторая пара галактик, попавшая в э. о., может попасть в интервал  $\theta \leq 90^\circ$  либо сразу двумя компонентами, либо только одним компонентом, либо вовсе не попасть в этот интервал, получаем выражение:

$$\langle \gamma_2 \rangle = 1 + 2\epsilon \left( 2p_2 - \frac{1}{2} \right), \quad (11)$$

где  $\xi = 2N_2/N$  — доля галактик в парах среди всех галактик (у нас  $\xi = 0.5$ ) и

$$p_2 = \frac{1}{2} \int_0^{90} \left(1 - \frac{\psi}{90}\right) \varphi(\psi) d\psi. \quad (12)$$

С учетом (10), приходим к равенству:

$$\langle \gamma_2 \rangle = 1 + \xi \left(1 - \frac{2\alpha}{270}\right). \quad (13)$$

Полагая при  $\xi = 0.5$  последовательно  $\alpha = 30, 60, 90$  и  $120^\circ$ , вычисляем соответствующие значения  $\langle \gamma_2 \rangle = 1.39; 1.28; 1.17$  и  $1.056$ .

В [13] для э. о. площадью  $18 \square^\circ$  было получено:

$$\langle \gamma_2 \rangle = 0.960 \pm 0.0464,$$

что по правилу «трех сигм» позволяет отвергнуть случаи  $\langle \gamma^2 \rangle \geq 1.10$  или  $\alpha \leq 108^\circ$ . В случае э. о. площадью в  $72 \square^\circ$  при охвате более широких пар результат (5) позволяет отвергнуть случаи  $\alpha \leq 90^\circ$  лишь по правилу «двух сигм».

Общий вывод: данные о флуктуациях в распределениях позиционных углов совместимы с предположением об отсутствии корреляций в ориентациях галактик. Однако чувствительность предложенного метода такова, что в случае справедливости закона (10) данные наблюдений позволяют уверенно отвергнуть лишь значения  $\alpha \leq 108^\circ$  (для э. о. площадью  $18 \square^\circ$ ) и  $\alpha \leq 90^\circ$  (для э. о. площадью в  $72 \square^\circ$ ).

Из анализа флуктуаций классов наклона галактик можно сделать два вывода. Во-первых, критерий присвоения галактике того или иного класса наклона в первом томе каталога [2] более неоднородны (изменчивы), чем в других томах, и игнорирование этого обстоятельства могло бы привести к обнаружению фиктивных корреляций в ориентациях соседних на небе галактик. Во-вторых, значение величины  $\langle \gamma_5 \rangle$ , полученное для всех полей с  $N > 2$ , когда исключены данные первого тома [2], совместимо с предположением о полном отсутствии указанных выше корреляций. Однако, учитывая, что в среднем ширина каждого из пяти интервалов наклона составляет всего  $18 \square^\circ$  и используя подход, аналогичный примененному только что в случае позиционных углов, можно утверждать лишь, что отсутствует жесткая корреляция, когда типичная разность углов наклона в парах меньше  $10^\circ$ .

Уже упоминалось, что около 60% галактик изученных здесь выборок — это кажущиеся одиночные галактики (а на самом деле среди них много «верхушек» далеких групп и скоплений). Если бы существовала крупномасштабная анизотропия в распределении направлений осей вращения га-

ластик, то это немедленно отразилось бы и на значениях  $\gamma_k$ . Оценим эффект крупномасштабной анизотропии для классов наклона в [2]. В (3) входит величина, полученная путем усреднения данных по всем полям данного тома каталога [2]. Если  $\tilde{p}_i$  — значение вероятности для конкретного поля и  $\Delta p_i = \tilde{p}_i - p_i$ , то

$$\gamma_k = \frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k \frac{(n_i - N\tilde{p}_i)^2}{N\tilde{p}_i} \frac{\tilde{p}_i}{p_i} + \frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k \frac{N(\Delta p_i)^2}{p_i}. \quad (14)$$

Первый член здесь в среднем равен единице, если отсутствуют корреляции между наклонами в пределах группы или скопления. Второй член характеризует эффект крупномасштабной анизотропии, выражающийся в постепенных изменениях величины  $\Delta p_i$  от области к области. Предположим, что среднее значение величины  $(\Delta p_i / p_i)^2$  не зависит от  $i$ . Отбросив этот значок, получим

$$\langle \gamma_k \rangle = 1 + \frac{k}{k-1} \langle Np_i \rangle \left\langle \left( \frac{\Delta p}{p} \right)^2 \right\rangle. \quad (15)$$

В нашем материале  $k = 5$ ,  $\langle Np_i \rangle \approx 5$  и  $\langle \gamma_5 \rangle = 1.032 \pm 0.026$ . Применяя правило „трех сигм“, приходим к оценке:  $|\Delta p/p| < 0.13$ .

При тех же предположениях данные о позиционных углах (при  $k=2$ , площади в. о., равной  $72 \square^\circ$ ,  $\langle Np_i \rangle = 13.1$  и  $\langle \gamma_2 \rangle = 0.98 \pm 0.094$ ) приводят к оценке:  $|\Delta p/p| < 0.10$ .

Горьковский педагогический  
институт

## FLUCTUATION IN THE ORIENTATION OF DISKS OF GALAXIES

B. I. FESENKO

Fluctuation in the distributions of the positional angles and inclination classes of disks of many thousands of galaxies are investigated. An advantage of the method proposed is the possibility to apply it to a small groups of galaxies without their preliminary distinguishment. Moreover a large amount of data is involved in simultaneous consideration. Fluctuations in the distributions of positional angles for galaxies with angular diameters of  $1'$  and larger within fields from 18 to 648  $\square^\circ$  square degrees corresponds to a model without correlation between the positional angles of the neighbouring galaxies. A conclusion that a correlation is absent is obtained likewise from the investigation of the fluctuations in the distribution of the galaxy inclination classes.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Nilson*, Uppsala Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
2. *В. П. Архипова, Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. А. Красногорская*, Морфологический каталог галактик, I—IV, МГУ, М., 1962—1968.
3. *Б. И. Фесенко*, Астрон. ж., 49, 97, 1972.
4. *Т. А. Азекян, Н. К. Сумкина*, Астрофизика, 3, 545, 1967.
5. *Б. И. Фесенко*, Астрофизика, 6, 549, 1970.
6. *М. Hamabe, Y. Nakada, K. Kodaira*, Publ. Astron. Soc. Jap., 33, 223, 1981.
7. *Г. Вокулер*, в сб. «Крупномасштабная структура Вселенной», Мир, М., 1981, стр. 232.
8. *D. L. Hawley, P. J. E. Peebles*, Astron. J., 80, 477, 1975.
9. *P. Nilson*, Uppsala Astron. Observ. Rep. № 3, 1974.
10. *Б. И. Фесенко*, Астрофизика, 18, 37, 1982.
11. *Т. А. Азекян*, Основы теории ошибок для астрономов и физиков, Наука, М., 1972.
12. *Г. Г. Кузмин, М. М. Иывявр, Б. И. Фесенко*, Публ. Тартуск. астрофиз. обсерв., 49, 140, 1982.
13. *Б. И. Фесенко*, Астрон. ж., 53, 1153, 1976.
14. *Б. И. Фесенко, Н. П. Питъев*, Астрон. ж., 51, 736, 1974.

УДК: 524.3—563

## ДИНАМИКА ОСОБОЙ СФЕРОИДАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ОДНОРОДНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ. II. СФЕРОИДАЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ

Поступила 17 октября 1988

Принята к печати 20 апреля 1989

Поставлена и решена задача о нелинейных колебаниях бесстолкновительного гравитирующего сфероида с неэллипсоидальной функцией распределения. Доказано, что присутствие моментов скоростей третьего порядка не препятствует замыканию цепочки уравнений звездной гидродинамики. Определены изолинии равной кинетической энергии колебаний и среди них — контуры нулевых скоростей, внутри которых происходят движение изображающей точки модели. Рассмотрен случай малых колебаний и установлено, что модель устойчива по отношению к пульсационной моде.

1. *Введение.* В статье [1] исследовалась равновесная бесстолкновительная модель однородного гравитирующего сфероида. В варианте с твердотельным вращением центроидов

$$u_{\varphi} = \Omega \cdot r \quad (1)$$

модель описывалась следующими характеристиками. Компоненты тензора дисперсии скоростей

$$\begin{aligned} \sigma_{33} &= A_3 a_3^2 \left( 1 - \frac{r^2}{a_1^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2} \right), \\ \sigma_{rr} &= \frac{1}{2} A_1 a_1^2 \left( 1 - r^2/a_1^2 - x_3^2/a_3^2 \right), \\ \sigma_{\varphi\varphi} &= \overline{v_{\varphi}^2} - \Omega^2 r^2, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\overline{v_{\varphi}^2} = \frac{1}{2} A_1 a_1^2 \left( 1 + \frac{r^2}{a_1^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2} \right), \quad (3)$$

причем

$$\sigma_{r\varphi} = \sigma_{\varphi 3} = \sigma_{r3} = 0. \quad (4)$$

Восемь из десяти моментов скоростей третьего порядка равны нулю

$$\sigma_{rrr} = \sigma_{zzz} = \sigma_{\varphi\varphi r} = \sigma_{\varphi\varphi z} = \sigma_{rrz} = \sigma_{zz\varphi} = \sigma_{zzr} = \sigma_{\varphi r z} = 0, \quad (5)$$

а два остальных выражаются через компоненты тензора дисперсии скоростей и скорость вращения центроидов

$$\begin{aligned} \sigma_{\varphi\varphi\varphi} &= \frac{1}{2} \Omega_r (\Omega^2 r^2 - 3\sigma_{\varphi\varphi}), \\ \sigma_{rr\varphi} &= -\frac{1}{2} \Omega_r \sigma_{rr}. \end{aligned} \quad (6)$$

Там же подчеркивалась новизна и актуальность задачи по изучению нелинейных колебаний указанной модели. Ранее в классе однородных систем изучались колебания моделей, у которых моменты третьего порядка вообще отсутствовали, и фундаментальной важности вопрос о замыкании цепочки моментных уравнений звездной гидродинамики решался сам собой. Модель же, описываемая формулами (1)–(6), принципиально иного типа, на что указывает хотя бы отличие от нуля величин (6). Любое утверждение о нестационарном состоянии такой модели требует строгого доказательства ввиду отсутствия прецедента.

В данной статье задача о колебаниях бесстолкновительной модели указанного типа решена. В разделе 2 дана постановка задачи и в главных чертах обрисованы свойства будущей модели. В разделе 3 приведены моментные уравнения звездной гидродинамики, на базе которых в 4-м разделе будут получены дифференциальные уравнения колебаний модели. В разделе 5 получен интеграл энергии и рассмотрены кривые нулевой скорости. Малые пульсации рассмотрены в шестом разделе.

**2. Постановка задачи.** Рассмотренная в [1] равновесная модель сфероида уникальна в том смысле, что она не может быть получена в результате предельного перехода от однородной эллипсоидальной модели. Следовательно, задача о нелинейных колебаниях может быть поставлена только так: допускают ли законы динамики сфероидальные пульсации этой модели? Некоторый намек на правильность такой постановки задачи можно увидеть в существовании последовательности сжатых и вытянутых сфероидов, реализующих нашу модель.

Доказательством от противного легко убедиться в существовании одного вспомогательного для нас правила, которое мы назовем принципом естественного перехода от нестационарного сфероида к стационарному. Согласно ему, все характеристики стационарной модели должны естественно, без каких-либо дополнительных условий или ограничений, получаться из характеристик модели в нестационарном состоянии. Ниже мы убедимся, как работает этот принцип.

Для сохранения сфероидальной формы и однородности модели поле скоростей центроидов должно описываться формулами

$$u_{\varphi}(t, \vec{x}) = \Omega(t) \cdot r; \quad u_r(t, \vec{x}) = \frac{a_1}{a_1} r; \quad u_3(t, \vec{x}) = \frac{a_3}{a_3} x_3, \quad (7)$$

которые удовлетворяют принципу естественного перехода (полагая в (7) производные от полюсей равными нулю, получим выражение (1)).

Компоненты тензора дисперсии скоростей для нестационарной модели должны тогда записываться в виде (сравните с (2), (3)!)

$$\begin{aligned} \sigma_{33}(t, \vec{x}) &= \sigma_{33}^0(t) \cdot (1 - r^2/a_1^2 - x_3^2/a_3^2), \\ \sigma_{rr}(t, \vec{x}) &= \sum(t) \cdot (1 - r^2/a_1^2 - x_3^2/a_3^2), \\ \sigma_{\varphi\varphi}(t, \vec{x}) &= \overline{v_{\varphi}^2}(t, \vec{x}) - \Omega^2 r^2, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\overline{v_{\varphi}^2}(t, \vec{x}) = \sum(t) \cdot (1 + r^2/a_1^2 - x_3^2/a_3^2). \quad (9)$$

Подчеркнем, что

$$\sum(t) = \sigma_{rr}^0(t, 0) = \overline{v_{\varphi}^2}(t, 0). \quad (10)$$

Все недиагональные компоненты должны быть, согласно принципу естественного перехода—см. формулы (4), равны нулю и для нестационарной модели.

По аналогии, все моменты скоростей третьего порядка (5) должны равняться нулю и в нестационарном случае; согласно же (6), теперь

$$\begin{aligned} \sigma_{\varphi\varphi\varphi}(t, \vec{x}) &= \frac{\Omega r}{2} (4\Omega^2 r^2 - 3\overline{v_{\varphi}^2}) = \frac{\Omega r}{2} (\Omega^2 r^2 - 3\sigma_{\varphi\varphi}(t, \vec{x})), \\ \sigma_{r\varphi\varphi}(t, \vec{x}) &= -\frac{1}{2} \Omega r \sigma_{rr}(t, \vec{x}). \end{aligned} \quad (11)$$

В силу того, что отличные от нуля моменты скоростей третьего порядка выражены у нас через низшие моменты, становится ясно: цепочка моментных уравнений звездной гидродинамики, которыми полностью описывается нестационарная (как, впрочем, и стационарная!) модель, должна замыкаться на уравнениях именно третьего порядка.

3. Уравнения звездной гидродинамики. Хотя в общем виде методика получения моментных уравнений из кинетического уравнения Больцмана отработана, однако автору не известно, были ли записаны кем-либо ранее уравнения третьего порядка в цилиндрической системе координат.

Исходное уравнений Больцмана имеет, как известно, вид\*

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_r \frac{\partial f}{\partial r} + v_3 \frac{\partial f}{\partial x_3} + \left( -2A_1 r + \frac{v_\varphi^2}{r} \right) \frac{\partial f}{\partial v_\varphi} - \frac{v_r v_\varphi}{r} \frac{\partial f}{\partial v_r} - 2A_3 x_3 \frac{\partial f}{\partial v_3} = 0. \quad (12)$$

Получаемые на базе (12) уравнение неразрывности и уравнения для центроидов также хорошо известны:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (\rho u_r) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\rho u_3) + \frac{\rho}{r} u_r = 0; \quad (13)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_3 \frac{\partial u_r}{\partial x_3} + \frac{\sigma_{rr} - \overline{v_\varphi^2}}{r} + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (\rho \sigma_{rr}) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\rho \sigma_{r3}) \right] + 2A_1 r = 0; \quad (14)$$

$$\frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + u_3 \frac{\partial u_\varphi}{\partial x_3} + \frac{u_r u_\varphi}{r} + \frac{2\rho}{r} \sigma_{r\varphi} + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (\rho \sigma_{r\varphi}) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\rho \sigma_{\varphi 3}) \right] = 0; \quad (15)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_3}{\partial r} + u_3 \frac{\partial u_3}{\partial x_3} + \frac{\sigma_{r3}}{r} + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (\rho \sigma_{r3}) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\rho \sigma_{33}) \right] + 2A_3 x_3 = 0. \quad (16)$$

Используя (12), находим шесть уравнений третьего порядка. Ввиду громоздкости, мы запишем здесь эти уравнения только для нашего случая, т. е. используя условие однородности модели, условие (4) равенства нулю всех недиагональных компонентов тензора дисперсии скоростей, а также условие (5) обращения в нуль восьми моментов скоростей третьего порядка. Итак, умножая (12) на  $v_\varphi^2$ , после многих преобразований имеем

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{v_\varphi^2} + u_r \frac{\partial}{\partial r} \overline{v_\varphi^2} + u_3 \frac{\partial}{\partial x_3} \overline{v_\varphi^2} + \frac{2u_r}{r} \overline{v_\varphi^2} = 0. \quad (17)$$

Не имеет моментов третьего порядка и уравнение, получаемое из (12) умножением на  $v_r^2$ ,

\* Предполагается естественное  $\frac{\partial f}{\partial \varphi} = 0$ .

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{rr} + u_r \frac{\partial}{\partial r} \sigma_{rr} + 2\sigma_{rr} \frac{\partial}{\partial r} u_r + u_3 \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial x_3} = 0. \quad (18)$$

После умножения (12) на  $v_3^2$  и преобразований, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{33} + u_r \frac{\partial}{\partial r} \sigma_{33} + u_3 \frac{\partial}{\partial x_3} \sigma_{33} + 2\sigma_{33} \frac{\partial}{\partial x_3} u_3 = 0. \quad (19)$$

А вот после умножения (12) на  $(v_\varphi \cdot v_r)$  и преобразований имеем уравнение

$$\begin{aligned} u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + (u_r^2 + \sigma_{rr}) \left( \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{u_\varphi}{r} \right) + u_r u_3 \frac{\partial u_\varphi}{\partial x_3} + \\ + \frac{\partial}{\partial r} \sigma_{r\varphi} - \frac{2u_\varphi}{r} \sigma_{r\varphi} + \frac{2\sigma_{r\varphi} - \sigma_{\varphi\varphi r}}{r} = 0, \end{aligned} \quad (20)$$

которое содержит отличные от нуля моменты (11). Два оставшихся уравнения находим после умножения (12) на  $(v_\varphi v_3)$  и  $(v_r v_3)$ :

$$u_3 \frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + u_r u_3 \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + (u_3^2 + \sigma_{33}) \frac{\partial u_\varphi}{\partial x_3} + \frac{1}{r} u_\varphi u_r u_3 = 0, \quad (21)$$

$$\sigma_{rr} \frac{\partial u_3}{\partial r} + \sigma_{33} \frac{\partial u_r}{\partial x_3} = 0. \quad (22)$$

Они также не содержат моментов скоростей третьего порядка.

В силу (11) цепочка моментных уравнений замыкается в третьем звене.

4. Уравнения нелинейных колебаний модели. Нестационарная модель бесстолкновительного сфероида описывается шестью переменными, зависящими от времени. Это

$$\rho(t), a_1(t), a_3(t), \Omega(t), \sigma_{33}^0(t), \Sigma(t). \quad (23)$$

Временные дифференциальные уравнения для этих переменных мы получим с помощью записанных выше моментных уравнений.

Методика вывода искоемых уравнений колебаний сводится к подстановке характеристик модели (7)—(11) в десять моментных уравнений (13)—(22).

В итоге, уравнение неразрывности (13) приводит к

$$\dot{\rho} + \rho \left( 2 \frac{\dot{a}_1}{a_1} + \frac{\dot{a}_3}{a_3} \right) = 0 \text{ или } \rho \cdot a_1^2 a_3 = \text{const}, \quad (24)$$

что означает сохранение массы системы. Уравнение (15) дает

$$\dot{\Omega} + 2 \frac{\dot{a}_1}{a_1} \Omega = 0 \text{ или } \Omega \cdot a_1^2 = \text{const}, \quad (25)$$

что означает сохранение момента вращения системы. Из (14) и (16) получим дифференциальные уравнения для полуосей сфероида

$$\ddot{a}_1 - \frac{4}{a_1} \dot{\Sigma} + 2A_1 a_1 = 0, \quad (26)$$

$$\ddot{a}_3 - \frac{2}{a_3} \dot{\sigma}_{33}^0 + 2A_3 a_3 = 0. \quad (27)$$

Из уравнений (17) и (18) приходим к одному и тому же уравнению

$$\dot{\Sigma} + 2 \frac{\dot{a}_1}{a_1} \Sigma = 0 \text{ или } \Sigma \cdot a_1^2 = c_1 = \text{const.} \quad (28)$$

Еще одно дифференциальное уравнение следует из (19)

$$\dot{\sigma}_{33}^0 + 2 \frac{\dot{a}_3}{a_3} \sigma_{33}^0 = 0 \text{ или } \sigma_{33}^0 \cdot a_3^2 = c_3 = \text{const.} \quad (29)$$

Три оставшихся моментных уравнения новой информации не дают: (20) приводит к комбинации уравнений (25) и (26), (21) приводит вновь к (25), а (22) удовлетворяется тождественно.

Шесть уравнений (24)—(29) для шести неизвестных (23) и дают решение задачи о колебаниях сфероида. Фактически же здесь мы имеем дело с системой четвертого порядка\*

$$\begin{aligned} \ddot{a}_1 - \frac{4c_1}{a_1^3} + 2A_1 a_1 &= 0, \\ \ddot{a}_3 - 2c_3/a_3^3 + 2A_3 a_3 &= 0. \end{aligned} \quad (30)$$

5. *Контур нулевой скорости.* Прежде всего получим интеграл сохранения энергии системы. Для этого первое в (30) уравнение умножим на  $2 \cdot \dot{a}_1$ , а второе — на  $\dot{a}_3$ , и сложим. В итоге находим искомый интеграл

$$E = \frac{M}{5} \left[ \dot{a}_1^2 + \frac{\dot{a}_3^2}{2} + \frac{4c_1}{a_1^2} + \frac{c_3}{a_3^2} - 2I \right] = \text{const}, \quad (31)$$

где через величину

$$I = \frac{3}{4} GM \int_0^{\infty} \frac{du}{(a_1^2 + u)\sqrt{a_3^2 + u}} = 2a_1^2 A_1 + A_3 a_3^2 \quad (32)$$

выражается гравитационная энергия однородной конфигурации

\* Важно подчеркнуть, что уравнения (30) описывают и колебания модели с дифференциальным вращением (см. [2]).

$$W = -\frac{2}{5} M \cdot I. \quad (33)$$

Введем теперь параметр нестационарности системы

$$q = 1 - E/E_{eq}, \text{ причем } 0 \leq q \leq 1, \quad (34)$$

характеризующий отклонение энергии системы от некоторого равновесного значения  $E_{eq}$ . Учитывая, что в стационарном состоянии полная энергия равна половине гравитационной, запишем (31) в таком виде:

$$\dot{a}_1^2 + \frac{\dot{a}_3^2}{2} + \frac{4c_1}{a_1^2} + \frac{c_3}{a_3^2} - 2J = -J_{eq} \cdot (1 - q). \quad (35)$$

С помощью (35) можно найти геометрические места точек на плоскости  $(a_1, a_3)$ , в которых нестационарная конфигурация имеет одинаковые значения кинетической энергии колебаний,

$$T_{кин} = \frac{M}{5} \left( \dot{a}_1^2 + \frac{\dot{a}_3^2}{2} \right). \quad (36)$$

Для этого, в согласии с формулами (28), (29) и результатами статьи [1], мы заменим в (35) выражения  $c_1$  и  $c_3$  на

$$c_1 = \frac{1}{2} \bar{A}_1 \bar{a}_1^4; \quad c_3 = \bar{A}_3 \tilde{a}_3^4. \quad (37)$$

Для удобства записи равновесные значения будем обозначать как буквами « $eq$ », так и знаком « $\sim$ », а деленные на  $\pi G \rho$  величины  $\bar{A}_i$  и  $I$  отметим штрихом. Учитывая это, после деления (35) на  $\pi G \tilde{\rho}$  получим

$$\frac{\dot{a}_1^2 + \dot{a}_3^2}{\pi G \tilde{\rho}} + \frac{2\bar{A}_1 \bar{a}_1^4}{a_1^2} + \frac{\bar{A}_3 \tilde{a}_3^4}{a_3^2} - 2 \frac{\rho(t)}{\tilde{\rho}} J = -J'_{eq} (1 - q). \quad (38)$$

Вводя обозначения

$$x = \frac{a_1(t)}{a_1}; \quad y = a_3(t) \bar{a}_3, \quad (39)$$

приводим (38) к виду

$$\frac{\dot{a}_1^2 + \dot{a}_3^2}{\pi G \tilde{\rho} \bar{a}_1^2} + \frac{2\bar{A}_1}{x^2} + \frac{\bar{A}_3 \left( \frac{\tilde{a}_3}{\bar{a}_1} \right)^2}{y^2} + \frac{J'_{eq}}{\bar{a}_1^2} (1 - q) = \begin{cases} 2I'_{obl}/y \\ 2I'_{prol} \cdot \frac{y}{x^2} \cdot \left( \frac{\tilde{a}_3}{\bar{a}_1} \right)^2 \end{cases}. \quad (40)$$

В последнем уравнении учитывается, что пульсирующий сфероид может быть как сжатым, так и вытянутым, причем

$$I'_{obl} = 2\sqrt{1-e^2} \frac{\arcsin e}{e}; \quad I'_{prot} = \frac{1-e^2}{e} \ln \frac{1+e}{1-e}. \quad (41)$$

Для нахождения искоемых геометрических мест надо заметить, что эксцентриситеты для сжатого и вытянутого сфероидов вычисляются из формул

$$e_{obl}^2 = 1 - \frac{y^2}{x^2} \cdot \left( \frac{\tilde{\alpha}_3}{\tilde{\alpha}_1} \right)^2; \quad e_{prot}^2 = 1 - \frac{x^2}{y^2} \cdot \left( \frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_3} \right)^2. \quad (42)$$

При заданном  $q$ , при изменении величины кинетической энергии в интервале

$$0 \leq \frac{\tilde{a}_1^2 + \tilde{a}_3^2/2}{\pi G \tilde{\rho}} \leq 2 \frac{\tilde{\rho}(t)}{\tilde{\rho}} I' - I'_{eq} (1-q) - 4 \sum - 2\tilde{a}_{33}^0, \quad (43)$$

уравнение (40) определяет семейство требуемых изолиний. Самой замечательной из них является изолиния нулевой скорости, получаемая при  $T_{мин} = 0$ . В процессе колебаний изображающая точка модели может двигаться внутри данного контура нулевой скорости и никогда не покинет этой области. Любопытно заметить, что семейство контуров нулевой скорости, отвечающее ряду

$$q_1 < q_2 < \dots < q_n \leq 1, \quad (44)$$

одновременно представляет собой и семейство изолиний с отличными от нуля энергиями колебательного движения, причем

$$q_n - q_i = \frac{\tilde{a}_1^2 + \tilde{a}_3^2/2}{I_{eq}}, \quad i = 1, 2, \dots. \quad (45)$$

Чем больше кинетическая энергия, тем ближе к центру соответствующая ей изолиния. Любопытно также проследить при численном интегрировании исходных уравнений движения (30): насколько часто изображающая точка будет находиться внутри той или иной изолинии (будет ли заполнение энергетических зон эргодичным).

Однако здесь мы ограничимся лишь демонстрацией на рис. 1 нескольких контуров нулевой скорости.

6. *Малые колебания.* Обозначив частоту малых колебаний через  $\sigma$ , линеаризируем уравнения (30) с помощью подстановок

$$a_i(t) = a_i + \delta a_i \cdot e^{-i\sigma t}; \quad A_i(t) = A_i + \delta A_i \cdot e^{-i\sigma t}. \quad (46)$$

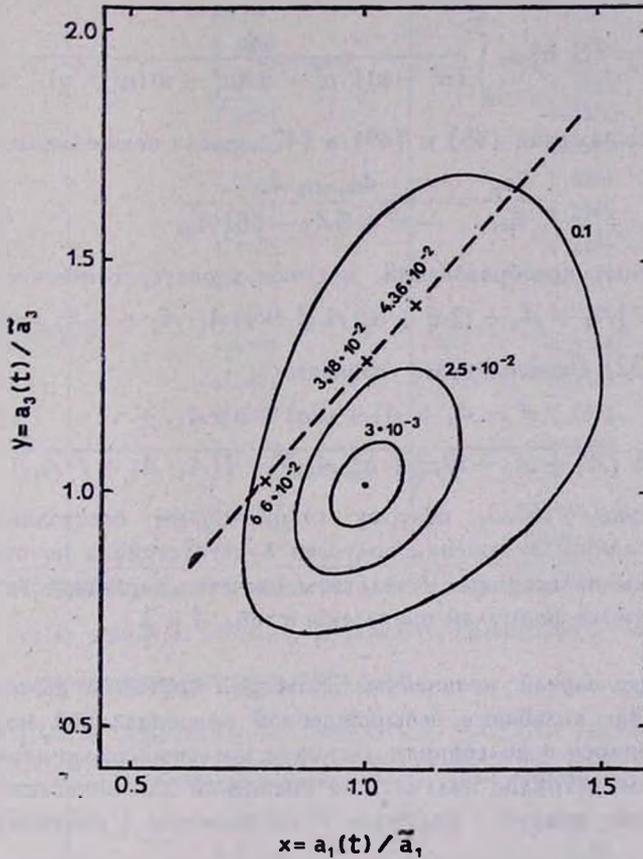


Рис. 1. Кривые нулевой скорости, определенные уравнением (40), для  $q = 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $q = 2.5 \cdot 10^{-2}$  и  $q = 0.1$ . Равновесный сфероид имеет  $\bar{e} = 0.6$ . Прямая представляет геометрическое место точек переходного сферического состояния, а три точки на ней указывают величину  $q_{crit}$ , при которой достигается данное состояние. Для выбранного состояния равновесия вытянутые сфероиды—только на кривой  $q = 0.1$ .

Получим два уравнения:

$$\begin{aligned} -\sigma^2 + 8A_1 + 2 \frac{a_1}{\delta a_1} \delta A_1 &= 0, \\ -\sigma^2 + 8A_3 + 2 \frac{a_3}{\delta a_3} \delta A_3 &= 0. \end{aligned} \quad (47)$$

При вариациях гравитирующего сфероида

$$\delta A_1 = -4a_1 \cdot A_{11} \cdot \delta a_1 - a_3 A_{13} \delta a_3, \quad (48)$$

$$\delta A_3 = -2a_1 A_{13} \delta a_1 - 3a_3 A_{33} \delta a_3, \quad (49)$$

где

$$A_{ij} = \pi G \rho a_1^2 a_3 \int_0^{\infty} \frac{du}{(a_1^2 + u) \sqrt{a_3^2 + u} \cdot (a_1^2 + u)(a_3^2 + u)}. \quad (50)$$

Подставляя выражения (48) и (49) в (47), после исключения выражения

$$\frac{\delta a_3}{\delta a_1} = \frac{4a_1 \cdot a_3 A_{13}}{-\sigma^2 + 8A_3 - 6a_3^2 A_{33}}, \quad (51)$$

и тождественных преобразований, получим характеристическое уравнение

$$\sigma^4 - 2\sigma^2 [A_1 + A_3 + (2a_1^2 + a_3^2) A_{13}] + 4(A_1 \cdot A_3 + I \cdot A_{13}) = 0, \quad (52)$$

где  $I$  дано в (32). Решения этого уравнения

$$\begin{aligned} \sigma^2 = & A_1 + A_3 + (2a_1^2 + a_3^2) A_{13} \pm \\ & \pm \sqrt{[A_1 + A_3 + (2a_1^2 + a_3^2) A_{13}]^2 - 4(A_1 \cdot A_3 + I \cdot A_{13})} \end{aligned} \quad (53)$$

— действительные числа, поэтому стационарный бесстолкновительный сфероид при любом отношении полуосей будет устойчив по отношению к сфероидальным пульсациям. Результаты расчетов характеристических частот по выведенным формулам приведены в табл. 1 и 2.

7. *Частный случай: нелинейные пульсации кругового цилиндра.* Выше рассматривались колебания невырожденной сфероидальной модели и ничего не говорилось о колебаниях дисков и круговых цилиндров. Эти предельные случаи нетрудно получить из уравнений для колебаний сфероида. Так, изменение радиуса цилиндра  $R$  со временем  $t$  описывается уравнением

$$R - \frac{4c}{R^3} + \frac{2GM}{R} = 0, \quad \text{где } c = \Sigma \cdot R^2 \quad (54)$$

и  $M$  — масса цилиндра на единицу длины. Вводя безразмерные переменные

$$x(t) = \frac{R(t)}{\tilde{R}}, \quad \tau = \frac{t}{\sqrt{\pi G \rho}}, \quad (55)$$

приводим уравнение (54) к виду, удобному для численного решения

$$x_{\tau^2}^* = 2 \left( \frac{1}{x^3} - \frac{1}{x} \right). \quad (56)$$

Таблица 1

КВАДРАТЫ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ ПУЛЬСАЦИЙ  
БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО (СЖАТОГО) СФЕРОИДА

$\tilde{\sigma}$	$\frac{\tilde{\sigma}_1^2}{\pi G \tilde{\rho}}$	$\frac{\tilde{\sigma}_2^2}{\pi G \tilde{\rho}}$
0.0	56/15	4/3
0.1	3.7502	1.3333
0.2	3.7696	1.3329
0.3	3.8161	1.3313
0.4	3.8922	1.3264
0.5	4.0082	1.3151
0.6	4.1861	1.2914
0.7	4.4683	1.2449
0.8	4.9506	1.1537
0.85	5.3390	1.0766
0.90	5.9291	0.9596
0.95	6.9821	0.7595
0.98	8.3007	0.5303
0.999	10.9563	0.1353
$\tilde{\sigma} \rightarrow 1$	$\frac{\tilde{\sigma}_1^2}{\pi G \tilde{\sigma}_0} \rightarrow \frac{\pi}{a_1}$	$\frac{\tilde{\sigma}_2^2}{\pi G \tilde{\sigma}_0} \rightarrow 0$

Примечание. Частоты колебаний в дисковом пределе корректно вычислять, нормируя их не на объемную плотность  $\tilde{\rho}$  (ввиду ее расходяемости), а на центральную поперечную плотность диска  $\tilde{\sigma}_0$ .

Таблица 2

КВАДРАТЫ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ ПУЛЬСАЦИЙ  
БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО (ВЫТЯНУТОГО) СФЕРОИДА

$\tilde{\sigma}$	$\frac{\tilde{\sigma}_1^2}{\pi G \tilde{\rho}}$	$\frac{\tilde{\sigma}_2^2}{\pi G \tilde{\rho}}$
0.0	56/15	4/3
0.15	3.7308	1.3332
0.2	3.7000	1.3329
0.3	3.6582	1.3312
0.4	3.6005	1.3259
0.5	3.5285	1.3128
0.6	3.4474	1.2836
0.7	3.3686	1.2209
0.81	3.3201	1.0687
0.9	3.3786	0.8025
0.95	3.5153	0.5368
1.0	4	0

8. *Заключение.* Главный результат данной работы в том, что, несмотря на весьма схожую структуру модели сфероида в фазовом пространстве (см. [1]), система уравнений звездной гидродинамики, которой описывается наша модель, замыкается уже на уравнениях третьего порядка. Весьма неожиданно и то, что сами колебания происходят в рамках квадратичных форм (в любой момент модель остается сфероидом). Результаты этой работы дополняют теорию колебаний однородных бесстолкновительных эллипсоидов, развитую нами ранее в рамках проблемы Дирихле.

Отметим, что в монографии [2] нами развит другой подход к этой задаче.

Педагогический институт,  
г. Глазов

## THE DYNAMICS OF THE PARTICULAR SPHEROIDAL MODEL OF HOMOGENEOUS STELLAR SYSTEMS. II. SPHEROIDAL PULSATIONS

B. P. KONDRAT'EV

In this paper the problem of nonharmonic spheroidal pulsations for the collisionless self-gravitating spheroid with nonellipsoidal phase function has been solved. It has been proved that even the presence of third moments of velocity does not prevent closing of the stellar hydrodynamical equation system. Lines of constant kinetic vibrational energy, among the lines of zero velocity, are determined. Characteristic frequencies of small oscillations are found.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика*, 31, 369, 1989.
2. Б. П. Кондратьев, *Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур*, гл. 9, Наука, М., 1989.

УДК: 524.338.5

## О ПЕРИОДИЧНОСТИ Т ТЕЛЬЦА ПО ФОТОМЕТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Г. В. ЗАЙЦЕВА

Поступила 23 мая 1988

Принята к печати 12 декабря 1988

Приведены результаты *UBV*-фотометрии Т Тельца, выполненной в 1977—87 гг. Наблюдения показали волнообразные изменения яркости длительностью около 2000<sup>д</sup> и с амплитудой  $\sim 0^m2$ . Проведенное исследование стабильности периода Т Тельца показало, что период 2.480, обнаруженный в результате кооперативных наблюдений в 1985—86 гг., присутствует и в другие сезоны наблюдений, в частности в 1976—77 гг. Если интерпретировать обнаруженные периодические изменения как вращательную модуляцию неоднородной атмосферы, то можно заключить, что на поверхности звезды существуют довольно устойчивые активные образования (пятна).

1. *Введение.* Настоящая работа посвящена изучению звезды Т Тельца, являющейся не только прототипом класса, но и наиболее яркой и наиболее изученной среди звезд этого типа.

Звезды типа Т Тельца известны как неправильные переменные, для которых не поняты до конца причины наблюдаемых фотометрических и спектральных изменений. Картина переменности этих звезд столь сложна и многообразна, что уверенное выделение хотя бы одной составляющей этих изменений могло принести успех.

В последние годы у ряда звезд этого класса на фоне значительной и беспорядочной физической переменности были обнаружены периодические изменения блеска. Так, были определены периоды: 1<sup>д</sup>9 у V 410 Тау [1], 8<sup>д</sup>2 у AA Тау [2], 7<sup>д</sup>6 у BP Тау [3] и другие. Периоды для этих звезд определены с разной степенью надежности, обычно по наблюдениям в ограниченный интервал времени. Лишь для V 410 Тау период 1<sup>д</sup>9 подтвержден наблюдениями в два разных сезона, отстоящих друг от друга на несколько лет [4].

Временная шкала этих периодических изменений, а также их цветовые характеристики позволяют предположить, что имеет место вращатель-

ная модуляция неоднородной атмосферы (пятна), а наблюдаемый период представляет собой период осевого вращения звезды.

Определение нового параметра — периода вращения для звезд, находящихся на стадии эволюции до главной последовательности, является важным результатом. Используя значения  $v \sin i$ , известные из спектроскопии, и периоды вращения, можно получить оценки радиуса звезды, что, в свою очередь, позволит более точно определить положение звезд типа Т Тельца на теоретической диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Кроме того, важным является также вопрос о соотношении вращения звезд и их активности.

Для самой звезды Т Тельца период  $2^d.8$  был обнаружен в результате кооперативных наблюдений на нескольких обсерваториях в сезон 1985—1986 гг. [5].

Настоящая работа является непосредственным продолжением исследования Т Тельца, предпринятого автором в 1971 г. [6], и состоит из двух основных частей.

1) В работе представлены результаты патрульных фотовольтовых  $UBV$ -наблюдений в 1977—87 гг.

2) Проведено исследование стабильности периода  $2^d.8$  в колебаниях блеска Т Тельца в разные сезоны наблюдений.

2. *Наблюдательный материал.* Фотовольтовая  $UBV$ -фотометрия Т Тельца проводится автором на 60-см рефлекторе Крымской наблюдательной станции ГАИШ, начиная с 1971 г. Результаты фотометрии за период 1971—77 гг. представлены в работе [6]. При наблюдениях в последующие 10 сезонов видимости 1977—87 гг. в качестве звезды сравнения и контрольной использовались те же звезды, что и в [6].  $UBV$ -величины Т Тельца, редуцированные к стандартной системе Джонсона—Моргана, приведены в табл. 1 (второй, третий, четвертый столбцы). Первый столбец содержит юлианскую дату. Всего в 1977—87 гг. получено 233 измерения блеска Т Тельца в фильтрах  $UBV$ .

3. *Результаты наблюдений.* Кривые изменения блеска  $V$  и показателей цвета ( $B-V$ ) и ( $U-B$ ) Т Тельца приведены на рис. 1. Для наглядности на рисунке представлены все наблюдения автора, начиная с 1971 г., а также несколько наблюдений 1966 и 1967 гг., содержащихся в [6].

Прежде всего заметно прогрессивное увеличение яркости звезды на протяжении всего периода наблюдений примерно от  $10^m.2$  до  $9^m.8$ . Если до 1977 г. Т Тельца была в основном слабее  $10^m$ , то, начиная с осени 1977 г., она почти всегда ярче  $10^m$ . Зимой 1983—84 гг. звезда была самой яркой и достигала  $V = 9^m.70$ , а в среднем в этот сезон  $V = 9^m.78$ . Это мед-

Таблица 1

JD 244...	V	B	U	JD 244...	V	B	U
1	2	3	4	1	2	3	4
3374.487	9 <sup>m</sup> 92	11 <sup>m</sup> 16	11 <sup>m</sup> 75	3460.551	9 <sup>m</sup> 97	11 <sup>m</sup> 15	11 <sup>m</sup> 56
375.500	9.95	11.14	11.58	460.588	9.96	11.12	11.57
377.493	9.91	11.11	11.61	496.334	9.98	11.18	11.87
378.503	9.97	11.21	11.70	496.407	9.99	11.20	11.84
379.506	9.94	11.15	11.68	521.406	9.93	11.09	11.59
380.500	9.94	11.12	11.67	522.422	9.94	11.08	11.47
405.557	9.97	11.15	11.48	525.229	9.94	11.14	11.69
405.561	9.97	11.15	11.49	764.560	9.83	10.98	11.37
406.508	10.01	11.17	11.40	778.550	9.89	11.06	11.71
406.535	10.00	11.15	11.35	806.494	9.82	10.97	11.19
406.569	10.01	11.16	11.33	806.555	9.83	10.97	11.24
406.578	10.01	11.16	11.34	806.584	9.84	10.97	11.27
406.583	10.01	11.16	11.35	817.500	9.83	11.01	11.42
407.506	10.01	11.18	11.53	818.573	9.81	10.98	11.34
408.533	10.00	11.20	11.61	821.299	9.84	11.03	11.60
409.381	9.98	11.10	11.30	822.326	9.81	10.97	11.25
410.485	9.95	11.09	11.28	826.311	9.84	10.99	11.37
417.407	9.99	11.16	11.61	831.261	9.85	10.98	11.43
422.440	9.99	11.19	11.62	833.276	9.86	11.04	11.52
423.424	10.00	11.17	11.51	833.502	9.87	11.06	11.56
423.430	9.99	11.15	11.47	835.244	9.85	11.01	11.55
423.481	10.00	11.17	11.49	838.268	9.84	11.04	11.57
424.393	10.00	11.19	11.64	838.499	9.83	11.00	11.42
425.482	9.92	11.05	11.37	850.287	9.89	11.08	11.63
425.526	9.92	11.06	11.38	862.200	9.88	11.09	11.72
426.341	9.96	11.11	11.40	862.353	9.90	11.09	11.72
430.371	9.95	11.10	11.36	865.248	9.85	11.02	11.46
439.400	9.95	11.09	11.37	866.241	9.87	11.06	11.46
439.508	9.95	11.09	11.30	874.204	9.88	11.07	11.51
440.468	10.07	11.29	11.77	888.215	9.89	11.09	11.68
440.478	10.08	11.29	11.76	891.288	9.87	11.09	11.63
441.452	10.03	11.21	11.68	898.231	9.89	11.05	11.51
441.463	10.02	11.23	11.59	905.210	9.90	11.10	11.69
441.473	10.04	11.25	11.64	4140.546	9.86	11.00	11.37
441.482	10.04	11.23	11.71	161.414	9.84	10.94	11.24
441.497	10.04	11.19	11.62	164.409	9.85	10.97	11.33
441.505	10.04	11.21	11.64	175.316	9.85	10.94	11.28
460.532	9.99	11.16	11.57	189.274	9.76	10.85	11.06

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	1	2	3	4
4189.278	9 <sup>т</sup> 75	10 <sup>т</sup> 84	11 <sup>т</sup> 08	4986.269	9 <sup>т</sup> 98	11 <sup>т</sup> 07	11 <sup>т</sup> 29
189.284	9.75	10.83	11.08	988.297	9.98	11.16	11.66
189.289	9.77	10.85	11.06	989.257	9.98	11.13	11.52
189.294	9.77	10.83	11.06	993.238	9.96	11.11	11.57
189.300	9.77	10.84	11.05	5007.268	9.97	11.10	11.56
192.300	9.81	10.93	11.30	011.223	9.99	11.13	11.52
194.312	9.82	10.95	11.35	012.291	9.99	11.15	11.70
194.317	9.84	10.96	11.36	017.253	10.02	11.19	11.70
194.366	9.83	10.96	11.35	018.236	9.99	11.15	11.68
194.371	9.82	10.96	11.37	023.240	10:00	11.18	11.77
195.276	9.84	10.99	11.47	024.268	9.95	11.14	11.73
199.566	9.84	10.96	11.31	226.554	9.87	11.05	11.47
222.240	9.85	10.99	11.42	229.548	9.88	11.03	11.49
226.216	9.87	11.03	11.57	284.349	9.85	11.00	11.63
254.271	9.80	10.92	11.24	285.355	9.85	11.01	11.55
289.215	9.86	11.02	11.55	286.378	9.85	11.01	11.52
290.224	9.84	11.00	11.55	341.227	9.87	11.05	11.67
314.258	9.87	11.02	11.55	410.215	9.77	10.88	11.18
315.275	9.83	10.96	11.46	411.220	9.82	10.98	11.48
317.248	9.89	11.08	11.24	590.539	9.83	10.99	11.64
487.542	9.79	10.88	11.04	591.451	9.79	10.93	11.56
491.554	9.98	11.09	11.42	608.439	9.79	10.95	11.62
521.415	9.86	11.00	11.42	613.544	9.76	10.92	11.48
523.411	9.84	10.99	11.48	614.419	9.77	10.92	11.53
525.417	9.80	10.92	11.27	615.422	9.78	10.91	11.53
526.394	9.84	10.98	11.41	617.541	9.76	10.90	11.38
584.332	9.88	11.02	11.57	619.492	9.75	10.90	11.47
599.341	9.91	11.05	11.56	620.575	9.74	10.88	11.44
635.237	9.90	11.06	11.51	622.424	9.74	10.88	11.43
641.227	9.98	11.13	11.67	624.589	9.79	10.94	11.54
646.232	9.77	10.87	11.15	625.597	9.74	10.90	11.49
665.240	9.92	11.08	11.68	627.567	9.78	10.91	11.46
672.310	9.97	11.14	11.78	642.417	9.72	10.87	11.42
673.242	9.95	11.12	11.75	646.528	9.71	10.85	11.29
876.460	9.92	11.06	11.43	664.362	9.76	10.87	11.25
900.402	9.93	11.06	11.43	674.374	9.72	10.85	11.40
902.395	9.96	11.12	11.62	682.527	9.75	10.91	11.60
981.238	9.92	11.08	11.39	703.310	9.80	10.93	11.50

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	1	2	3	4
5713.365	9 <sup>m</sup> 76	10 <sup>m</sup> 87	11 <sup>m</sup> 36	6408.260	9 <sup>m</sup> 83	10 <sup>m</sup> 96	11 <sup>m</sup> 47
718.240	9.78	10.80	11.28	408.446	9.83	11.01	11.48
720.223	9.85	10.95	11.34	449.359	9.89	11.03	11.64
732.259	9.82	10.97	11.60	460.229	9.85	10.98	11.43
733.358	9.81	10.95	11.60	463.213	9.90	11.06	11.62
734.297	9.83	10.98	11.62	464.268	9.90	11.07	11.59
757.222	9.76	10.88	11.29	466.218	9.90	11.00	11.28
943.536	9.82	10.98	11.42	467.289	9.82	10.89	10.98
969.555	9.85	11.02	11.59	468.250	9.80	10.86	10.94
971.556	9.79	10.90	11.35	469.296	9.87	10.97	11.29
975.571	9.81	10.94	11.44	491.221	9.87	11.01	11.57
994.464	9.80	10.93	11.35	496.235	9.81	10.93	11.37
6000.454	9.78	10.88	11.16	497.230	9.85	10.95	11.25
026.422	9.80	10.95	11.47	503.245	9.93	11.05	11.47
030.395	9.85	10.98	11.52	504.269	9.84	10.97	11.57
035.380	9.83	11.00	11.61	677.545	9.93	11.07	11.58
058.358	9.77	10.88	11.23	679.546	9.91	11.03	11.43
062.220	9.80	10.93	11.42	681.543	9.91	11.05	11.58
081.215	9.85	11.00	11.53	683.549	9.91	11.06	11.60
092.286	9.83	10.97	11.47	685.545	9.94	11.09	11.69
112.235	9.88	11.03	11.63	695.518	9.89	11.05	11.53
119.234	9.80	10.92	11.38	695.593	9.88	11.05	11.56
128.215	9.81	10.92	11.28	702.585	9.90	11.03	11.52
139.220	9.83	10.57	11.45	703.499	9.88	10.98	11.38
344.592	9.82	10.94	11.27	706.539	9.88	10.94	11.02
345.535	9.80	10.92	11.26	708.563	9.92	11.08	11.56
346.504	9.82	10.93	11.24	709.533	9.92	11.04	11.43
357.545	9.81	10.93	11.26	710.519	9.94	11.06	11.50
361.600	9.82	10.93	11.40	715.529	9.94	11.07	11.53
374.363	9.84	10.98	11.56	759.339	9.94	11.07	11.48
379.441	9.83	10.93	11.29	761.438	9.91	11.00	11.22
382.338	9.86	11.01	11.57	770.386	9.90	11.01	11.31
388.358	9.83	10.96	11.37	771.434	9.96	11.09	11.53
389.438	9.81	10.92	11.43	772.355	9.93	11.08	11.54
390.536	9.84	10.94	11.44	773.337	9.93	11.02	11.32
394.367	9.79	10.86	11.18	774.373	9.96	11.10	11.45
405.390	9.84	11.00	11.51	831.264	9.98	11.13	11.71
405.453	9.84	11.00	11.50	831.331	9.99	11.16	11.76
406.300	9.78	10.89	11.32	841.200	9.96	11.11	11.63
406.438	9.78	10.50	11.30	842.186	9.99	11.16	11.71
407.395	9.75	10.83	10.98				

ленное увеличение яркости сопровождалось небольшим, но систематическим уменьшением показателя цвета ( $B-V$ ) примерно от  $1^m20$  до  $1^m12$ .

Кроме того, отчетливо видны волнообразные изменения яркости длительностью около  $2000^d$ . Две такие волны хорошо прослежены в интервале JD 2443000—47000. Амплитуда этих волнообразных изменений составляет около  $0^m2$ . Показатель цвета ( $B-V$ ) при этом также имеет тенденцию к уменьшению при возрастании блеска. И, наконец, можно отметить колебания блеска от ночи к ночи, составляющие в среднем не более  $0^m1$ . Изменения в показателе цвета ( $U-B$ ) наибольшие, достигают нескольких десятых звездной величины. Происходят они независимо от изменений в фильтре  $V$  и носят преимущественно характер вспышек продолжительностью около суток.

В графической форме зависимости блеск—показатели цвета ( $B-V$ ) и ( $U-B$ ) Т Тельца приводятся и обсуждаются в работе [7].

4. *Исследование периодической составляющей.* Как уже отмечалось, для Т Тельца период  $2^d8$  был обнаружен на основании кооперативных наблюдений нескольких обсерваторий в Америке, Италии, Крыму в сезон 1985—86 гг. [5].

Для понимания природы периодических изменений блеска представляет интерес выяснить, насколько устойчив обнаруженный у Т Тельца период.

В распоряжении автора имеются фотоэлектрические наблюдения Т Тельца, охватывающие 16 сезонов видимости, начиная с 1971—72 гг. по 1986—87 гг., всего более 400  $UBV$ -измерений блеска. Для удобства дальнейшего изложения примем последовательную нумерацию сезонов наблюдений от 1 до 16. В каждый сезон получено в среднем по 20 измерений блеска. Сезон 1976—77 гг. (№ 6) представлен наиболее полно (88 наблюдений).

Прежде чем приступить к анализу наблюдений на периодичность, мы подвергли их следующей обработке:

- а) звездные величины  $V$  были переведены в потоки с помощью абсолютной калибровки О'Дэлла [8];
- б) были исключены из рассмотрения изолированные наблюдения, для которых устранение тренда затруднительно и неуверенно;
- в) тренд устранялся линейным образом способом наименьших квадратов для участков от 40 до 140 дней.

Анализ периодичности проводился методом Диминга [9]. Периодограммы, построенные для каждого сезона в отдельности, не показывают уверенно периода  $2^d8$  из-за малого количества наблюдений и скважности данных. Лишь для сезонов № 4, 13, 16 видны значимые пики, соответствующие периоду  $2^d8$ .

Периодограмма для сезона № 6 заслуживает особого внимания (рис. 2а). Она построена в интервале частот от 0 до  $1 \text{ д}^{-1}$  по 88 наблюдениям, полученным за 41 ночь (JD 2443049—43232). Наблюдение JD 2443061 исключено из рассмотрения, поскольку в эту дату произошла сильная вспышка в ультрафиолете. На периодограмме выделяются два пика, соответствующие частотам  $\nu_1 = 0.357$  и  $\nu_2 = 0.645$ , их амплитуды примерно одинаковы. Соответствующие этим частотам периоды  $2.^\text{д}80$  и  $1.^\text{д}55$  не являются независимыми ( $1/1.55 + 1/2.80 \approx 1$ ).

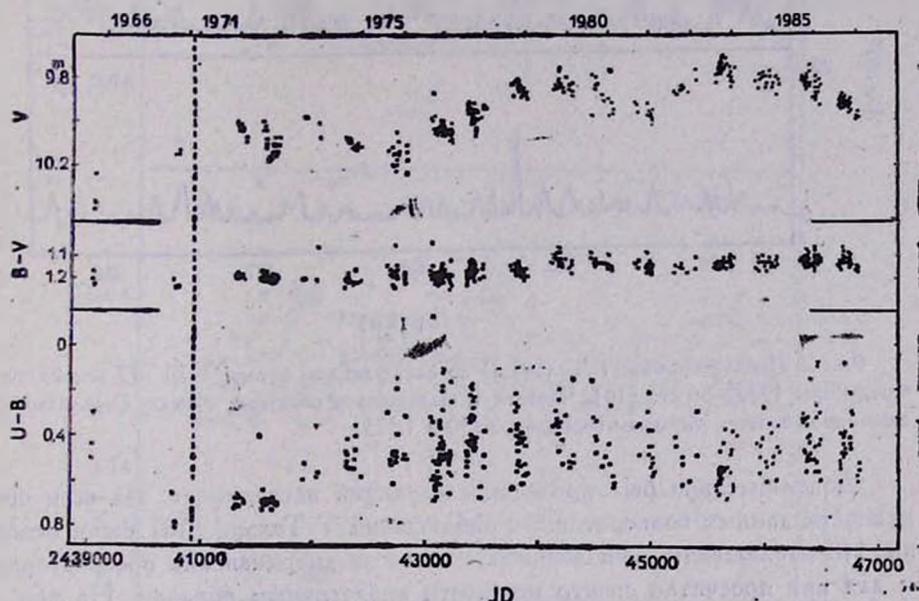


Рис. 1. Кривые блеска и показателей цвета Т Тельца по наблюдениям 1971—87 гг.

Для того, чтобы выделить истинный период, мы воспользовались результатами кооперативных наблюдений Т Тельца, выполненных в 1985—86 гг. [10]. Всего на различных обсерваториях было получено 206  $V$ -измерений в интервале 203 суток (108 ночей наблюдений). Как уже упоминалось, в работе Хербста и др. [5] на основании этих наблюдений у Т Тельца был обнаружен период  $2.^\text{д}80$ . Но в этой работе спектр мощности построен для интервала частот от 0 до  $0.5 \text{ д}^{-1}$  и не захватывает периода  $1.^\text{д}55$ . Предельно высокая частота вычислялась как  $\nu = \frac{N}{2T}$ , где  $N$  — число наблюдений, а  $T$  — временная продолжительность данных ( $N = 206$ ,  $T = 203$  дня). Поскольку исходный ряд не является равномерным, мы продолжили спектр мощности до  $1 \text{ д}^{-1}$ . Предварительно тренд был убран

тем же способом, что и для всего ряда наблюдений автора. Периодограмма, построенная на основании этих данных методом Диминга, приведена на рис. 2b. В интервале частот от 0 до 1 выделяется лишь один пик, соответствующий частоте  $\nu = 0.357$ .

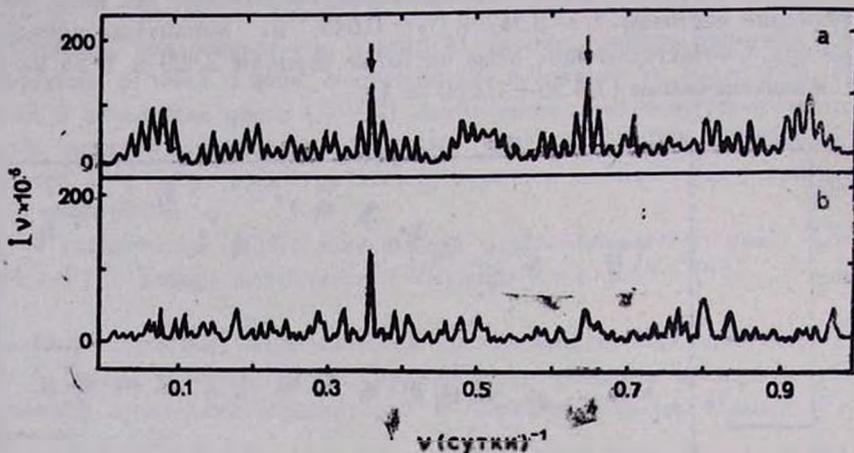


Рис. 2. Периодограммы Т Тельца а) по наблюдениям автора 1976—77 гг.; б) по наблюдениям 1985—86 гг. [10]. Частота  $\nu$  выражена в обратных сутках. Стрелками указаны пики, соответствующие периодам 2.280 и 1.555.

Дополнительно был проведен следующий эксперимент. Из всей совокупности данных кооперативных наблюдений Т Тельца [10] были отобраны 118 наблюдений, выполненных только на американских обсерваториях, и для них просчитан спектр мощности аналогичным образом. На нем отчетливо выделяются два значимых пика, соответствующие частотам  $\nu_1 = 0.357$  и  $\nu_2 = 0.645$ .

Таким образом, кооперативные наблюдения, выполненные в ряде обсерваторий, расположенных на разных географических долготах, дали возможность с уверенностью выделить истинный период в колебаниях блеска Т Тельца. На периодограмме 2b почти полностью отсутствуют пики, обусловленные скважностью данных. Рис. 2a, б наглядно иллюстрирует пользу кооперации в такой непростой задаче, как поиски периодической составляющей в изменениях блеска звезд типа Т Тельца.

На рис. 3a, б приведены средние кривые блеска в лучах  $V$  соответственно для сезонов 1976—77 гг. и 1985—86 гг., построенные с периодом 2.280 по тем же данным, которые использовались для построения спектров мощностей. Синусоиды проведены способом наименьших квадратов. Начальная эпоха в обоих случаях одинакова  $E_0 = \text{JD } 2440000.0$ . Амплитуда

физической переменности, ответственной за разброс точек около синусоиды, в несколько раз превышает амплитуду периодической составляющей.

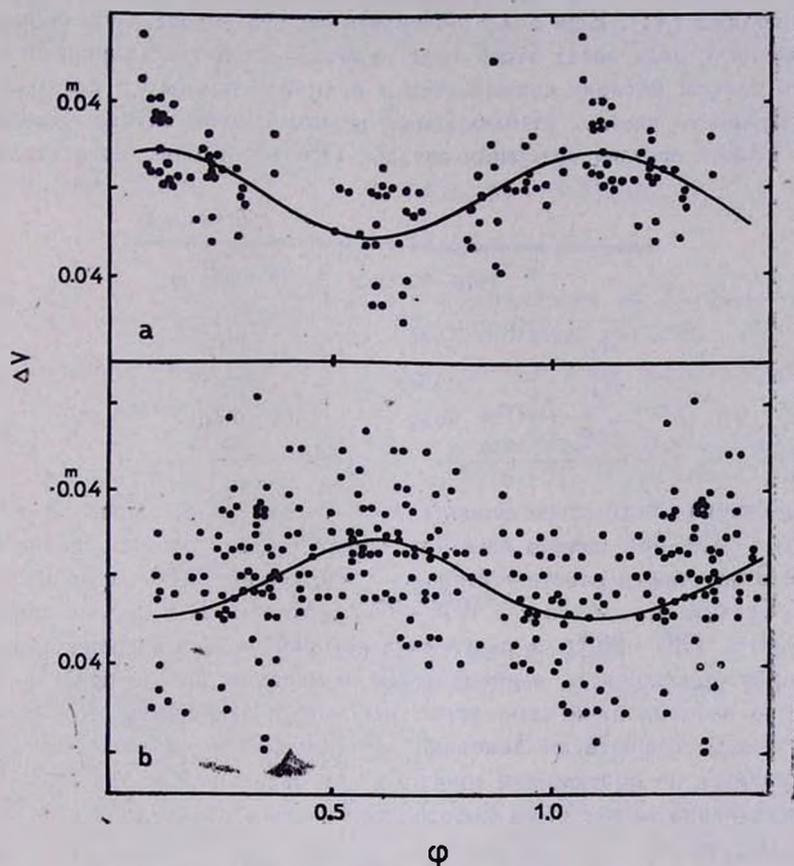


Рис. 3. Средние кривые блеска Т Тельца. а) по наблюдениям 1976—77 гг.; б) по наблюдениям 1985—86 гг. [10]. Фазы вычислены с периодом 2.480.

В табл. 2 приведены амплитуды периодической составляющей для 1985—86 гг. согласно [5], а для 1976—77 гг. данные получены в результате настоящего исследования. По двум сезонам амплитуды в фильтрах *V* и *B* получились практически одинаковые, возрастающие в синюю область спектра. Амплитуда периодического компонента в фильтре *U* определяется очень неуверенно из-за сильного влияния вспышек. Наблюдается также смещение фазы максимума для этих двух сезонов, что может быть вызвано либо недостаточной точностью определения периода, либо реальными его изменениями со временем. Возможно, оба эти фактора действуют одновременно.

5. *Обсуждение результатов.* В последние годы в отношении звезд типа Т Тельца все более развивается представление о существовании на этих звездах поверхностных неоднородностей, связанных с локальными магнитными полями [11]. Еще более обоснованной эта гипотеза стала после обнаружения у ряда звезд этого типа периодической составляющей в изменениях блеска, которая связывается с наличием темных и светлых пятен на поверхности звезды. Наблюдаемый период в этом случае представляет собой период осевого вращения звезды. Особый интерес представляет во-

Таблица 2

	1976—77 гг.	1985—86 гг.
$A_B$	0 <sup>m</sup> 052	0 <sup>m</sup> 054
$A_V$	0 <sup>m</sup> 038	0 <sup>m</sup> 037
$\varphi_{\max}$	0.10	0.60

прос о стабильности этого периода. Как мы отмечали, лишь для одной звезды V 410 Тау период был подтвержден в два разных сезона наблюдений. В настоящей работе установлено, что период 2.<sup>d</sup>80 в изменениях блеска Т Тельца имел место и в 1976—77 гг., то есть за 9 лет до кооперативной работы 1985—86 гг., в результате которой он был впервые обнаружен. Если интерпретировать периодические изменения как вращательную модуляцию неоднородной атмосферы, мы можем заключить, что на поверхности звезды существуют довольно устойчивые активные образования, сохраняющиеся на протяжении многих десятков периодов. Малая амплитуда этих изменений может быть следствием малого угла наклона, под которым мы видим звезду.

Сейчас нет возможности установить, с какой точностью сохраняется период у Т Тельца. Обнаруженное изменение фазы может быть обусловлено именно изменениями периода. Проводя аналогию с Солнцем, можно допустить, что пятно на поверхности звезды не является вполне стационарным образованием, оно может смещаться по широте, может меняться его форма и яркость.

В этой связи особенно интересны дальнейшие исследования периодичности Т Тельца на основе новых кооперативных исследований.

В заключение резюмируем основные итоги работы.

1. Многолетние патрульные наблюдения Т Тельца показали волнообразные изменения яркости длительностью около 2000<sup>d</sup> с амплитудой  $\approx 0^m 2$ .

2. Анализ наблюдений, полученных в сезон 1976—77 гг. (88 наблюдений), выявил наличие периодической составляющей в изменениях блеска с  $P = 2.80$  и амплитудой  $A_V = 0.038$ .

Автор благодарен В. М. Лютому за помощь в вычислениях.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

## ON PERIODICITY OF T TAURI FROM PHOTOMETRIC DATA

G. V. ZAJTSEVA

Results of photoelectric *UBV*—observations of T Tauri carried out in 1977—87 are given. Wave—like brightness variations with a duration of about  $2000^d$  and an amplitude of  $\sim 0.02$  are found. A study of the period stability has shown that the period of  $2.80^d$  found from the 1985—86 co—operative observations are present also in the other seasons of observations, particularly in 1976—77. If periodic variations are interpreted as a rotational modulation then it can be concluded that rather stable active formations (spots) exist on the star surface.

### ЛИТЕРАТУРА

1. A. E. Rydgren, F. J. Vrba, *Astrophys. J.*, 267, 191, 1983.
2. A. E. Rydgren, F. J. Vrba, P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 17, 556, 1985.
3. F. J. Vrba, A. E. Rydgren, P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya, D. S. Zak, *Astrophys. J.*, 306, 199, 1986.
4. W. Herbst, J. F. Booth, F. J. Vrba, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 18, 983, 1986.
5. W. Herbst, J. F. Booth, P. F. Chugainov, G. V. Zajtseva, W. Barksdale, L. Terranegra, F. J. Vrba, *Astrophys. J.*, 310, L71, 1986.
6. Г. В. Зайцева, *Астрофизика*, 14, 17, 1978.
7. Г. В. Зайцева, *Астрофизика*, 25, 471, 1986.
8. S. L. O'Dell, J. J. Puschell, W. A. Stein, J. W. Warner, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 267, 1978.
9. T. J. Deeming, *Astrophys. and Space Sci.*, 36, 137, 1975.
10. W. Herbst, J. F. Booth, D. L. Korot, G. V. Zajtseva, N. I. Shakhovskaya, F. J. Vrba, E. Covino, L. Terranegra, A. Vittone, D. Hoff, L. Kelsey, R. Lines, W. Barksdale, *Astron. J.* 94, 137, 1987.
11. П. П. Перлов, А. Г. Щербаков, *Proc. Third Europ. Astron. Tbilisi Meeting, 1976*, p. 163.

УДК: 524.3—325.4

## СоКи Tau/1 — НОВЫЙ ОБЪЕКТ С ОПТИЧЕСКИМ БИПОЛЯРНЫМ ВЫБРОСОМ

Т. А. МОВСЕСЯН, Т. Ю. МАГАКЯН

Поступила 26 июля 1989

Принята к печати 15 сентября 1989

Приведены результаты спектрального исследования звезды СоКи Tau/1 вблизи DD/CZ Tau. Показано, что она является источником оптического биполярного выброса общей протяженностью около  $20''$ . Определены поле лучевых скоростей в джете и электронная плотность. Светимость звезды очень низкая ( $M_V = 13.73$ ). Предполагается, что она является объектом, подобным HN 30 и Th 28.

1. *Введение.* Молодые звезды в процессе своего развития проходят фазу интенсивного истечения вещества. По новым оценкам темпы потери массы составляют  $10^{-9} M_{\odot} \leq \dot{M} \leq 10^{-7} M_{\odot} / \text{лет}$  [1]. С этой фазой развития связаны многие нестационарные явления, наблюдаемые в областях звездообразования, к которым относятся молекулярные потоки, обнаруженные в радиодиапазоне в линиях молекулы CO. Исследование предполагаемых источников молекулярных потоков в инфракрасном диапазоне показало, что в основном это звезды средней и малой светимости, многие из которых очень слабы или вообще не наблюдаются в оптике. Интерес к этому явлению особенно возрос в последние несколько лет в связи с обнаружением оптических коллимированных потоков (джетов) у молодых звезд [2]. Можно сказать, что обнаружение джетов связало воедино многие объекты, наблюдаемые в темных облаках (звезды типа T Tau, кометарные туманности, молекулярные потоки, объекты Херbiga—Аро и др.). Источниками оптических джетов являются также звезды средней и малой светимости, более того, половина источников из списка Мундта и др. [2] имеет светимость  $L < L_{\odot}$  и только две звезды, связанные с джетами, являются Ae-Be звездами Херbiga и имеют большую светимость—R Mon и предположительно 1548C27 [3, 4].

Среди всех источников джетов выделяются необычные объекты HN 30 и Th 28 [3, 5, 6], которые имеют следующие особенности:

1. Низкая светимость,  $L < 0.01 L_{\odot}$ .

2. Эмиссионный спектр типа Хербига—Аро со сравнительно сильным (по сравнению с обычными объектами Хербига—Аро) непрерывным спектром.

3. Звездообразный объект в центре джета.

Спектральные исследования этих объектов показали, что у обоих джетов наблюдаются небольшие лучевые скорости. Это указывает на то, что в обоих случаях джеты направлены почти перпендикулярно лучу зрения. У Th 28 на некотором расстоянии от концов джета наблюдаются два дугообразных объекта Хербига—Аро, которые имеют тангенциальную скорость 320 км/с. У HH 30 такие образования не наблюдаются. Спектрополяриметрические наблюдения показали, что непрерывный спектр HH 30 поляризован (2.8%) при отсутствии поляризации в линиях [7].

В атласе ПЭС—изображений объектов Хербига—Аро [8] наше внимание привлек объект около звезды Hubble 4 в области DD/CZ Tau. Эта слабая (19.<sup>m</sup>3 V) эмиссионная звезда была обнаружена и исследована Коэном и Кухи [9] и обозначалась в их обзоре как Tau/1. На прямых изображениях, полученных с узкополосными фильтрами, этот объект имеет вид слабой звезды, связанной с вытянутой узкой эмиссионной полосой. По всем наблюдательным характеристикам он напоминал HH 30 и Th 28, и мы включили его в программу спектральных исследований джетов на 6-м телескопе САО АН СССР.

2. Наблюдения. Спектральные наблюдения с длинной щелью проводились 24 января 1988 г. на 6-м телескопе БТА с помощью спектрографа UAGS и двумерной системы счета фотонов «КВАНТ». Длина щели спектрографа равна 2', ширина — 1". Щель была ориентирована вдоль джета. Наблюдения охватывали диапазон длин волн 6200—6900 Å с разрешением 3 Å. Спектры, представляющие из себя двумерные цифровые изображения размером 512×512 каналов, были обработаны с помощью автоматизированной системы обработки изображений АДА в Бюраканской обсерватории. В спектре отождествлены эмиссионные линии, характерные для джетов.

На рис. 1 приведен спектр звезды-источника биполярного джета и участок двумерного спектра, охватывающий эмиссионные линии  $H_{\alpha}$  и [N II]. На рисунке Y-координата дана в каналах, где один канал соответствует 0."5 на небе. В спектре видны сильные эмиссионные линии  $H_{\alpha}$ , [N II] 6548, 6584, [S II] 6716, 6731 и [O I] 6300, 6363, но последние сильно блендированы эмиссией ночного неба.

На двумерном спектре заметен также слабый непрерывный спектр источника на уровне 277-го канала. Лучевые скорости измерялись по ли-

нии  $H_{\alpha}$  для нескольких спектральных разрезов с точностью  $\pm 30$  км/с. Электронная плотность была измерена по отношению линий  $[S II] 6716 / [S II] 6731$ . В табл. 1 приведены гелиоцентрические лучевые скорости и

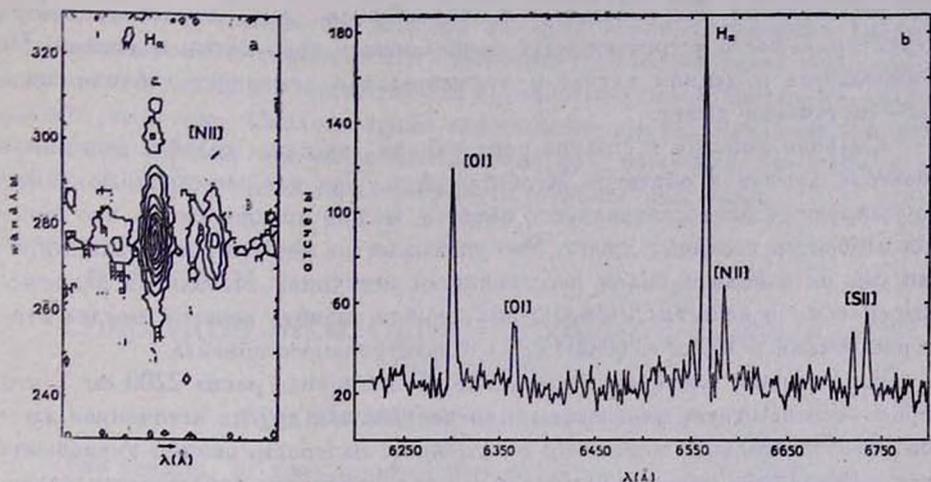


Рис. 1. Результаты спектральных наблюдений объекта. а — область двумерного спектра около  $H_{\alpha}$ ,  $[N II]$ ; б — спектр центральной звезды.

электронные плотности для отдельных спектральных разрезов и их расстояние от источника джета в секундах дуги. Ширина разрезов соответствует  $1''.5$ , т. е. они были получены усреднением 3 строк (каналов). Ширина эмиссионных линий в джете и источнике одинаковая и соответствует дисперсии скоростей 300 км/с.

Таблица 1

Канал	$D$	$V_r$ (км/с)	$N_e$ (см $^{-3}$ )
260	8.5	64	860
270	3.5	52	1600
275	1	44	2200
280	1.5	40	1850
290	6.5	2	860
300	11.5	-12	560

Из таблицы видно, что лучевая скорость источника положительная, как у HH 30 и у Th 28. Разница  $V_r$  в джете (каналы 290—300) и контрджете (каналы 260—270) свидетельствует, что здесь мы действительно наблюдаем биполярный выброс из звезды CoKu Tau/1.

3. *Выводы.* Наблюдательные результаты, приведенные выше, указывают, что СоКу Тау/1 — новый случай биполярного коллимированного истечения из молодого звездного объекта. Морфологически он достаточно сходен с другими известными оптическими джетами, однако имеются и некоторые отличия. Не наблюдается характерная для джетов узловая структура и часто встречающийся пробел между источником и джетом. Не наблюдается в данном случае и отражательная туманность вблизи звезды — источника джета.

Сильная эмиссия в спектре центральной звезды подобна эмиссии в спектрах джетов и объектов Хербига—Аро. Так как эмиссионные линии не уширяются близ центрального объекта, можно предположить, что эмиссия относится к самому джету. Это указывает на то, что джет коллимирован уже на довольно малом расстоянии от источника. Исходя из разрешения системы и качества изображений, можно оценить верхний предел этого расстояния в 300 а. е. (0.0015 пк) от центрального объекта.

Электронная плотность в центральном источнике равна  $2200 \text{ см}^{-3}$ , что хорошо соответствует плотностям, измеренным для других источников джетов [2]. Из таблицы видно, что электронная плотность сильно уменьшается с расстоянием от источника, такой спад плотности наблюдается также у HH 30 и Th 28 [5].

Но наиболее существенным аргументом в пользу сходства объекта СоКу Тау/1 с HH 30 и Th 28 является его очень низкая светимость. Обычно источниками коллимированных выбросов являются оптические или инфракрасные объекты со светимостями, подобными звездам типа Т Тау. В данном случае расстояние до звезды СоКу Тау/1 составляет 160 пк [8], и его абсолютная величина оказывается равной —  $M_V = 13.3$  (нижний предел).

Таким образом, представляется возможным выделить объекты HH 30, Th 28 и СоКу Тау/1 в отдельную подгруппу источников коллимированных потоков, характеризующуюся, прежде всего, особо низкой светимостью центральных звезд. Однако странно, что звезды такой низкой светимости способны создавать достаточно мощный ветер для формирования джетов. Так, для Th 28 скорость джета относительно звезды превосходит 300 км/с. Для СоКу Тау/1 и HH 30 полная скорость джета неизвестна, но о большой мощности джета у HH 30 свидетельствуют последние наблюдения, согласно которым он простирается на огромное расстояние — 0.1 лк [10].

Низкие светимости этих объектов можно было бы объяснить влиянием околос звездного пылевого диска, который экранирует большую часть света обычной звезды типа Т Тау. Но в этом случае у данных источников должны были бы наблюдаться большие потоки в инфракрасном диапазоне, однако по данным, полученным с IRAS, светимость HH 30 и Th 28 крайне

низкая для Т Тау звезд ( $L_{bol} = 0.15 L_{\odot}$ ), а CoKu Tau/1 был обнаружен только в полосе на 12 мкм [8, 11]. Конечно, существование дисков вокруг данных звезд вполне возможно, но их параметры еще неизвестны. Нам представляется, однако, что явление коллимированных выбросов связано не с анизотропией, определяемой наличием пылевого диска или других внешних факторов, а с анизотропной активностью самой звезды на ранних стадиях эволюции. Околзвездные газопылевые диски, в наличии которых во многих случаях нет оснований сомневаться, возможно могут быть не причиной, а следствием анизотропной активности источника.

Бюракинская астрофизическая  
обсерватория

## COKU TAU/1—NEW OBJECT WITH OPTICAL BIPOLAR OUTFLOW

T. A. MOVSISSIAN, T. Yu. MAGAKIAN

The results of the spectral investigation of star CoKu Tau/1 in the DD/CZ Tau field are presented. It has been shown that the object is the source of the optical bipolar outflow with full length near  $20''$ . The radial velocity field and electron density are measured. The luminosity of the star is very low ( $M_V = 13^m3$ ). It seems that it is the object similar to HH 30 and Th 28.

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Mundt, *Astrophys. J.*, 280, 749, 1984.
2. R. Mundt, E. W. Brugel, T. Buhrke, *Astrophys. J.*, 319, 275, 1987.
3. E. W. Brugel, R. Mundt, T. Buhrke, *Astrophys. J. Lett.*, 287, L73, 1984.
4. Т. Ю. Магакян, Т. А. Мовсисян, В. Л. Афанасьев, А. А. Буренков, *Астрофизика*, 30, 488, 1989.
5. J. Krautter, *Astron. and Astrophys.*, 161, 195, 1986.
6. Т. Ю. Магакян, Т. А. Мовсисян, В. Л. Афанасьев, А. А. Буренков, *Письма в Астрон. ж.*, 2, 124, 1989.
7. M. Cohen, G. P. Schmidt, *Astron. J.*, 86, 1228, 1981.
8. K. M. Strom, S. E. Strom, S. C. Wolff, J. Morgan, M. Wenz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 62, 39, 1986.
9. M. Cohen, L. V. Kuht, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 41, 743, 1979.
10. R. Mundt, *Mitt. Astron. GS.*, 70, 100, 1987.
11. M. Cohen, R. D. Schwartz, *Astrophys. J.*, 316, 311, 1987.

УДК: 524.318—355

## НИЗКОДИСПЕРСНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ СЛАБЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД. IV. ОБЛАСТЬ $90^\circ \leq l \leq 115^\circ$ , $-5^\circ \leq b < +5^\circ$

О. М. КУРТАНИДЗЕ, М. Г. НИКОЛАШВИЛИ

Поступила 13 июля 1989

Принята к печати 20 августа 1989

На основе низкодисперсного спектрального обзора (1250 А/мм около  $H_\gamma$ ), проведенного на 70-см менисковом телескопе в области  $90^\circ < l < 115^\circ$ ,  $-5^\circ < b < +5^\circ$ , выявлено 267 углеродных звезд, 146 среди них зарегистрированы впервые. Распределение углеродных звезд в исследуемой области по широте и долготе равномерное, а поверхностное распределение — пуассоновое. Методом «ближайшего соседа» показано отсутствие избытка пар С-звезд и возможных членов скоплений звезд над их математическим ожиданием.

1. *Введение.* В 1979—1986 гг. в Абастуманской астрофизической обсерватории проведен низкодисперсный спектральный (1250 А/мм около  $H_\gamma$ ) обзор экваториальной полосы Галактики с целью поиска слабых углеродных звезд. Наблюдения велись с помощью двухградусной объективной призмы, установленной на 70-см менисковом телескопе. Использовались фотопластинки Kodak IIIa-J и IIIa-F, гиперсенсibilизированные прогреванием в воздушной или азотной среде. Предварительные наблюдения, проведенные в период 1977—1978 гг., показали эффективность примененной методики не только для выявления звезд поздних спектральных классов (М, С), но и для звезд ОВ, В8—А3 и др. [1].

Данные об объектах, обнаруженных в области  $115^\circ \leq l \leq 165^\circ$ , и результаты исследования их поверхностного распределения приведены в [2—4], а списки объектов, расположенных на широтах более  $5^\circ$  в [6—8]. Вся методика наблюдений, поиска и исследования распределения С-звезд осталась без изменений. По вышеуказанной программе к настоящему времени завершен обзор галактической плоскости в пределах долгот  $30^\circ \leq l \leq 165^\circ$ . В среднем на один квадратный градус обнаружена одна углеродная звезда до предельной визуальной звездной величины 16.<sup>m</sup>0. Нужно учесть, что поскольку наблюдения проводились в различных астро-

климатических условиях, то предельная звездная величина на снимках колеблется в пределах  $15^m.5 - 16^m.5$ . В данном случае речь идет о видимой визуальной звездной величине объекта, спектр которого уверенно регистрируется на негативе.

Кроме этого, нами проведен обзор области  $50^\circ \leq l \leq 115^\circ$  в ближней инфракрасной части спектра (IV—N+RG 5 или 8). Фотопластинки Kodak IV—N очувствлялись в растворе азотнокислого серебра. На инфракрасных фотонегативах обнаружено более 500 новых углеродных звезд, отсутствующих в J—F-обзоре. Предельная инфракрасная звездная величина этого обзора равна  $15.^m0$  ( $\overline{V-l} = 3.0$ ,  $M_V = 18.0$ ). Каталог 380 новых объектов опубликован в [9]. В работе [10] приводится анализ результатов J—F-обзора, а исследование видимого распределения углеродных звезд в Галактике содержится в [11].

Полноту нашего обзора можно оценить ее сравнением с таковым, опубликованным в [12—13], а также, по завершении, с обзором, предпринятым в США в 1987 г. [14—16]. Предельная звездная величина обоих обзоров сравнима с предельной величиной нашего обзора.

Отметим также, что недавно опубликован каталог слабых M и C звезд, расположенных на высоких галактических широтах [17]. В этой связи хотелось бы заметить, что совместно с астрономами Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР в 1986 г. начат просмотр первого обзора Маркаряна с целью выявления слабых C-звезд на высоких галактических широтах. Одна такая слабая звезда ( $M_V = 16.0$ ) выявлена нами на 70-см менисковом телескопе в направлении M 92 в 1978 г. [19—20].

В настоящей статье, являющейся продолжением I—III частей, представлены результаты спектрального обзора области в направлении Кассиопеи—Лебедя.

2. *Распределение углеродных звезд.* Исследуемая область включает 24 частично перекрывающиеся площадки с диаметром  $4.^{\circ}9$ , расположенные на широтах  $0^\circ$ ,  $+3.^{\circ}6$  и  $-3.^{\circ}6$ . В результате просмотра спектрального материала выявлено 267 углеродных звезд, среди них 146 новых объектов, не содержащихся как в сводном каталоге [18], так и в публикациях, появившихся позднее. В табл. 1 приводятся экваториальные и галактические координаты новых углеродных звезд, определенные по низкодисперсным спектральным снимкам измерением длинноволнового конца спектра. Ошибка определения координат равна трем секундам дуги в прямом восхождении и в два раза больше в склонении. Карты отождествления, отпечатанные с красных карт Паломарского обозрения, приведены только для новых углеродных звезд, за исключением лишь нескольких. Для них они приведены в [6], а для звезд из сводного каталога [18] они будут опубликованы в статье, посвященной фотометрическому исследованию C-звезд.

Таблица 1

## СПИСОК НОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

№	$\alpha$ (1900)	$\delta$ (1900)	$l$	$b$
1	2	3	4	5
1	20 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 16 <sup>s</sup> .5	54 <sup>o</sup> 05'00"	92 <sup>o</sup> 97	5 <sup>o</sup> 82
2	20 58 31.9	53 33 41	92.99	5.00
3	21 06 15.7	55 53 32	95.48	5.75
4	21 07 47.2	53 32 38	93.92	3.98
5	21 12 15.9	48 29 15	90.77	-0.04
6	21 12 52.6	48 15 03	90.68	-0.28
7	21 14 40.7	50 34 38	92.53	1.15
8	21 17 04.6	50 40 47	92.87	0.95
9	21 18 09.9	54 30 20	95.67	3.57
10	21 18 29.9	55 46 35	96.60	4.44
11	21 19 57.0	48 41 03	91.81	-0.80
12	21 20 04.7	57 35 56	98.04	5.59
13	21 22 00.5	54 35 58	96.14	3.25
14	21 22 04.0	53 50 17	95.62	2.69
15	21 22 55.9	56 55 51	97.85	4.85
16	21 25 46.8	54 15 32	96.31	2.62
17 <sup>a</sup>	21 26 18.8	55 53 27	97.48	4.77
18	21 26 34.9	48 59 29	92.82	-1.33
19	21 26 38.4	48 24 36	92.43	-1.76
20	21 27 01.8	48 58 39	92.86	-1.39
21 <sup>a</sup>	21 27 14.0	57 04 49	98.38	4.55
22	21 28 15.7	49 36 34	93.44	-1.06
23 <sup>a</sup>	21 28 26.9	52 42 15	95.55	1.21
24 <sup>a</sup>	21 28 33.3	52 33 31	95.46	1.09
25 <sup>a</sup>	21 28 36.9	55 06 51	97.19	2.98
26	21 29 00.6	54 37 57	96.91	2.58
27	21 29 26.4	54 39 20	96.97	2.56
28 <sup>a</sup>	21 32 41.8	55 00 49	97.56	2.51
29	21 33 04.5	58 41 36	100.04	5.23
30 <sup>a</sup>	21 33 13.8	54 48 33	97.48	2.31
31	21 34 45.2	49 37 29	94.23	-1.74
32	21 35 24.3	49 23 05	94.15	-1.99
33	21 38 24.0	55 58 51	98.80	2.71
34	21 39 13.4	55 11 34	98.38	2.03
35	21 39 46.3	53 01 53	97.05	0.33
36 <sup>a</sup>	21 43 24.4	58 33 33	100.98	4.25
37	21 46 02.5	53 07 31	97.83	-0.20

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
38	21 <sup>a</sup> 46 <sup>m</sup> 54 <sup>a</sup> 6	48°48'38"	95°23	-3°64
39 <sup>a</sup>	21 47 48.5	59 23 43	101.95	4.54
40	21 49 03.6	52 22 38	97.72	-1.07
41	21 50 24.1	58 54 43	101.91	3.96
42 <sup>a</sup>	21 51 10.7	57 25 17	101.07	2.72
43	21 54 23.3	56 52 49	101.09	2.02
44	21 54 45.3	50 36 46	97.34	-3.00
45 <sup>a</sup>	21 55 36.0	58 28 48	102.18	3.20
46 <sup>a</sup>	21 55 41.0	57 59 33	101.50	2.81
47 <sup>b</sup>	21 56 02.6	50 09 19	97.23	-3.49
48	21 58 05.1	50 19 53	97.60	-3.55
49	21 58 30.7	51 41 47	98.47	-2.49
50	21 58 42.8	59 30 36	103.12	3.79
51 <sup>a</sup>	21 59 12.3	58 58 04	102.85	3.31
52 <sup>a</sup>	21 59 53.3	58 59 39	102.94	3.28
53	22 02 04.6	52 58 15	99.66	-1.78
54	22 05 23.0	49 59 37	98.35	-4.50
55	22 05 43.8	51 41 59	99.38	-3.14
56	22 06 07.5	59 08 32	103.68	2.94
57 <sup>a</sup>	22 08 45.2	53 42 58	100.90	-1.74
58	22 09 32.9	60 42 04	104.92	3.98
59 <sup>a</sup>	22 09 34.9	53 23 46	100.82	-2.07
60	22 10 13.3	58 55 37	103.99	2.46
61	22 10 20.9	60 33 58	104.92	3.81
62	22 12 01.9	52 56 04	100.87	-2.66
63	22 13 59.4	53 02 24	101.18	-2.73
64	22 15 06.5	61 11 55	105.76	4.02
65 <sup>c</sup>	22 15 38.3	59 14 50	104.75	2.35
66	22 15 59.9	58 44 14	104.51	1.89
67 <sup>c</sup>	22 17 47.0	59 27 06	105.09	2.37
68	22 19 41.4	61 15 26	106.25	3.37
69	22 20 03.1	52 19 12	101.56	-3.84
70	22 20 50.8	51 35 50	101.28	-4.51
71	22 21 30.2	62 14 29	106.96	4.50
72	22 21 38.8	49 47 48	100.44	-6.11
73	22 21 40.3	60 59 51	106.32	3.43
74	22 22 04.8	61 34 33	106.67	3.89
75	22 22 29.3	53 54 16	102.71	-2.68
76	22 22 53.8	53 01 06	102.30	-3.47

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5
77	22 23 36.0	60°24' 50"	106.22	2.81
78	22 27 41.6	52 02 27	102.42	-4.68
79	22 28 48.5	54 37 04	103.87	-2.54
80	22 28 56.8	62 33 46	107.87	4.33
81	22 29 17.4	60 02 00	106.63	2.12
82	22 29 51.7	57 37 13	105.49	-0.01
83	22 30 55.8	53 19 54	103.50	-3.81
84	22 31 23.8	55 11 37	104.48	-2.22
85	22 32 26.6	54 19 06	104.18	-3.06
86	22 33 06.6	61 58 48	108.00	3.58
87 <sup>c</sup>	22 33 10.9	60 48 02	107.43	2.55
88 <sup>c</sup>	22 33 36.8	59 47 42	106.99	1.64
89	22 34 05.5	53 00 11	103.75	-4.33
90	22 35 04.3	58 37 22	106.58	0.53
91 <sup>c</sup>	22 35 42.0	59 32 46	107.10	1.30
92	22 36 06.4	56 43 02	105.79	-1.21
93	22 38 40.5	60 07 55	107.70	1.64
94	22 39 38.4	61 54 03	108.64	3.15
95	22 39 53.4	65 13 08	110.22	6.07
96	22 40 07.4	63 05 49	109.24	4.18
97 <sup>c</sup>	22 41 44.0	62 57 33	109.34	3.97
98 <sup>c</sup>	22 41 44.3	62 46 53	109.26	3.81
99 <sup>c</sup>	22 42 23.5	63 01 17	109.44	3.99
100	22 42 28.8	62 02 20	109.00	3.12
101 <sup>c</sup>	22 44 37.6	59 01 58	107.87	0.32
102	22 45 06.5	60 55 18	108.77	1.98
103 <sup>c</sup>	22 46 39.1	57 48 54	107.56	-0.89
104	22 46 43.6	53 31 06	105.67	-4.75
105	22 47 26.0	63 38 05	110.22	4.29
106	22 47 55.2	64 19 05	110.57	4.88
107	22 48 09.4	62 01 27	109.59	2.80
108 <sup>c</sup>	22 48 39.9	63 49 10	110.42	4.39
109 <sup>c</sup>	22 50 02.2	65 44 58	111.40	6.07
110 <sup>c</sup>	22 57 06.2	62 33 26	110.75	2.85
111	22 57 51.3	60 11 12	109.87	0.64
112 <sup>c</sup>	22 59 07.0	63 31 13	111.35	3.64
113	22 59 13.3	56 46 15	108.66	-2.55
114	23 01 44.3	64 56 31	112.18	4.83
115	23 03 19.1	63 47 19	111.89	3.70

Таблица 1 (окончание)

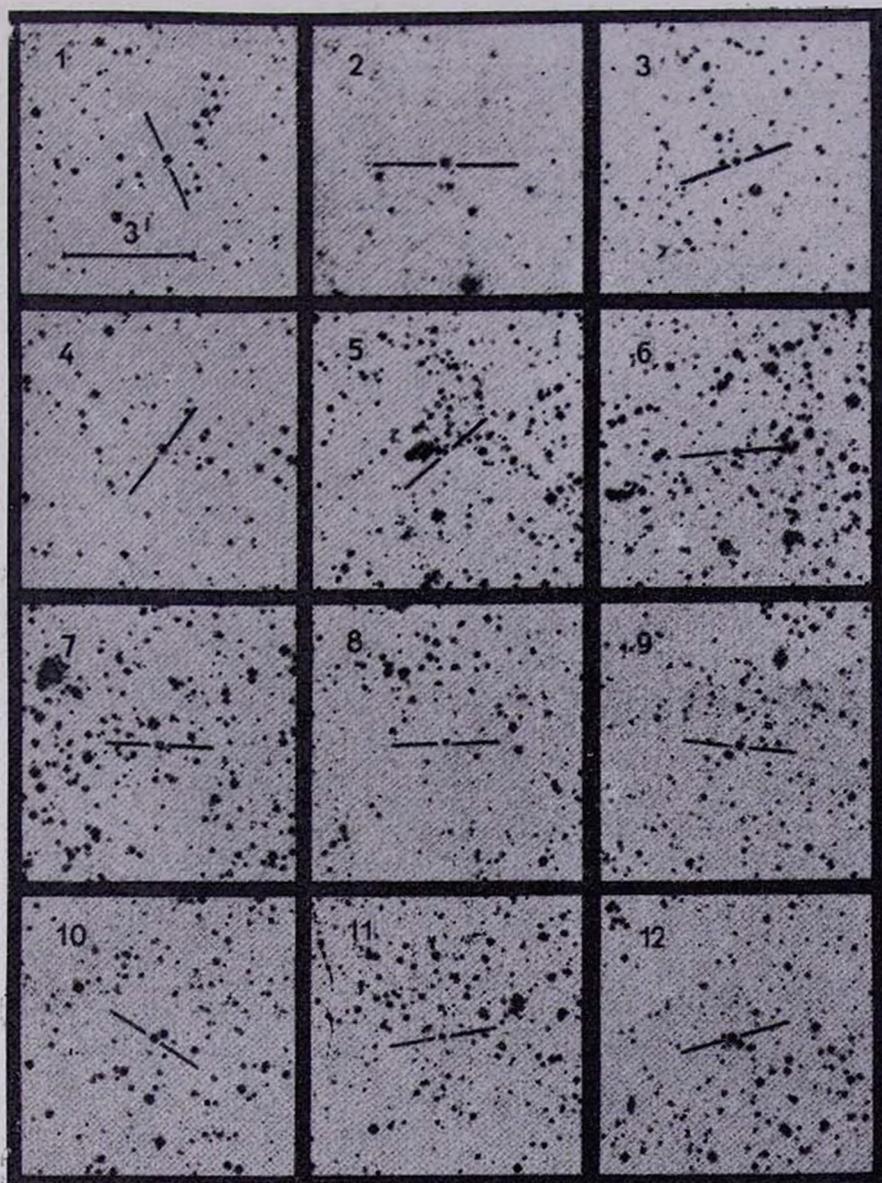
1	2	3	4	5
116	23 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> 39 <sup>s</sup> 5	55°16'56"	108.65	-4.17
117 <sup>c</sup>	23 05 52.0	63 03 45	111.88	2.92
118	23 07 08.2	64 43 16	112.63	4.40
119	23 07 56.9	61 18 29	111.45	1.20
120	23 08 11.2	62 01 04	111.73	1.85
121	23 09 09.3	56 22 42	109.78	-3.44
122	23 12 31.6	58 09 07	110.84	-1.95
123	23 13 43.4	66 51 49	114.04	6.16
124	23 15 16.1	59 25 28	111.62	-0.88
125	23 17 17.0	61 34 18	112.58	1.05
126	23 17 20.3	63 40 00	113.29	3.02
127	23 18 19.6	55 53 09	110.81	-4.35
128	23 18 28.5	55 42 25	110.77	-4.52
129	23 18 43.3	58 52 36	111.85	-1.55
130	23 18 50.2	55 56 53	110.89	-4.31
131	23 19 51.5	61 33 41	112.87	0.94
132	23 20 12.3	59 34 26	112.26	-0.95
133	23 20 54.5	54 49 06	110.80	-5.48
134	23 23 50.0	60 45 00	113.06	0.02
135	23 24 22.8	56 38 49	111.85	-3.90
136	23 26 41.8	60 59 10	113.47	0.14
137	23 27 00.8	59 19 53	113.01	-1.45
138	23 27 25.4	56 28 28	112.20	-4.19
139	23 28 33.1	57 54 39	112.77	-2.87
140	23 29 23.5	59 32 15	113.36	-1.34
141	23 33 59.6	57 43 30	113.41	-3.25
142	23 37 00.4	58 59 50	114.14	-2.13
143	23 37 21.8	58 23 13	114.02	-2.74
144	23 41 55.8	57 35 18	114.40	-3.66
145	23 42 11.2	58 42 36	114.71	-2.58
146	23 47 39.9	56 11 13	114.84	-5.21

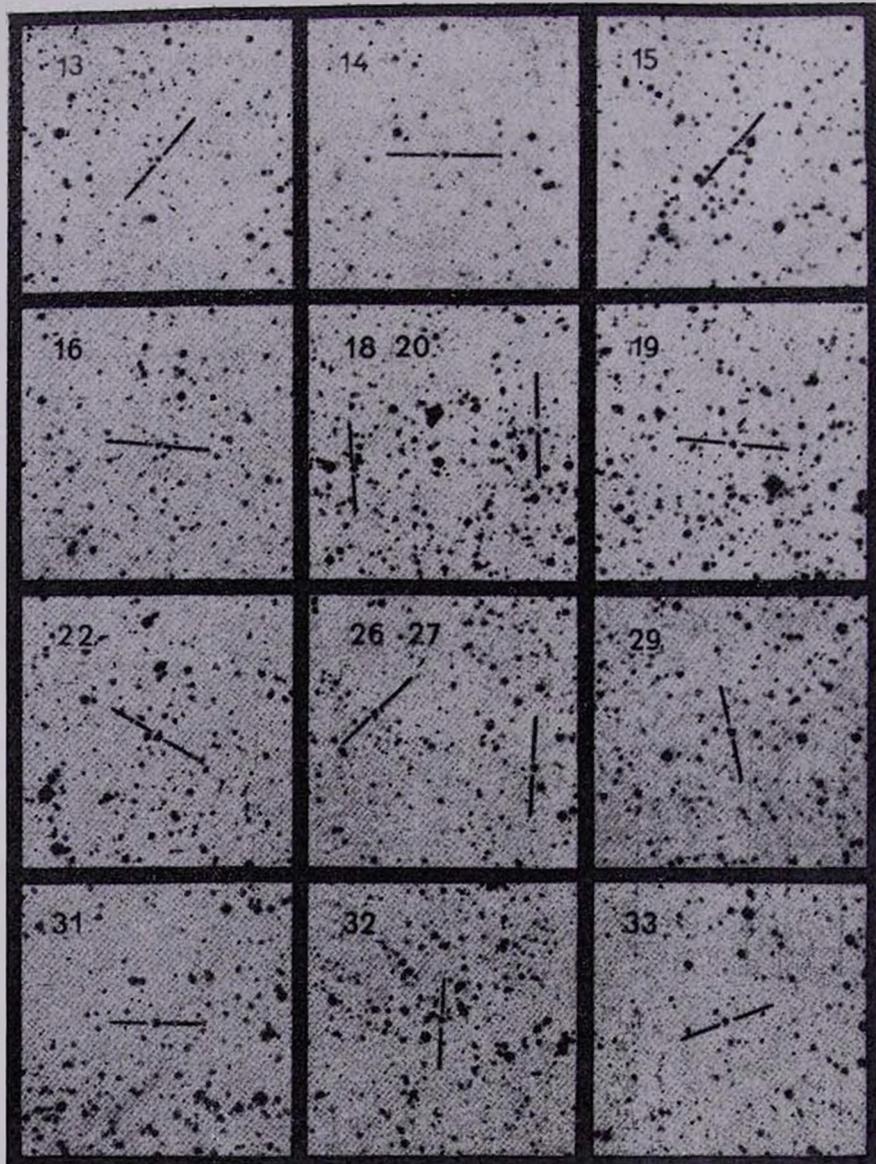
Примечание. а — [6], б — [38], с — [37].

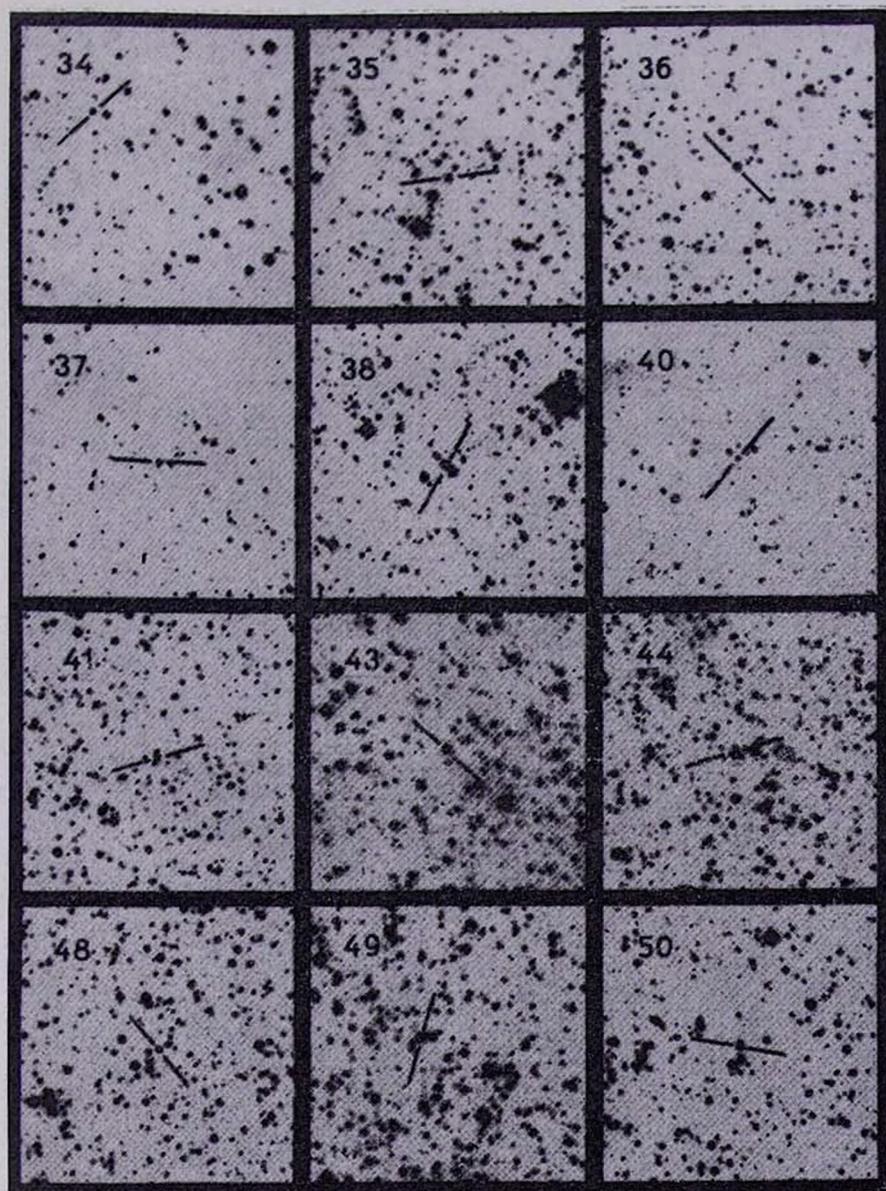
На основе низкодисперсного спектрального обзора в ближней инфракрасной области спектра [19—23] проведен сравнительный анализ [24] поверхностного распределения М и С-звезд в плоскости Галактики. Оказалось, что распределения углеродных звезд и звезд спектрального подкласса более позднего, чем М 5, значительно отличаются друг от друга. В частности, М-звезды показывают значимую концентрацию к центру Галакти-

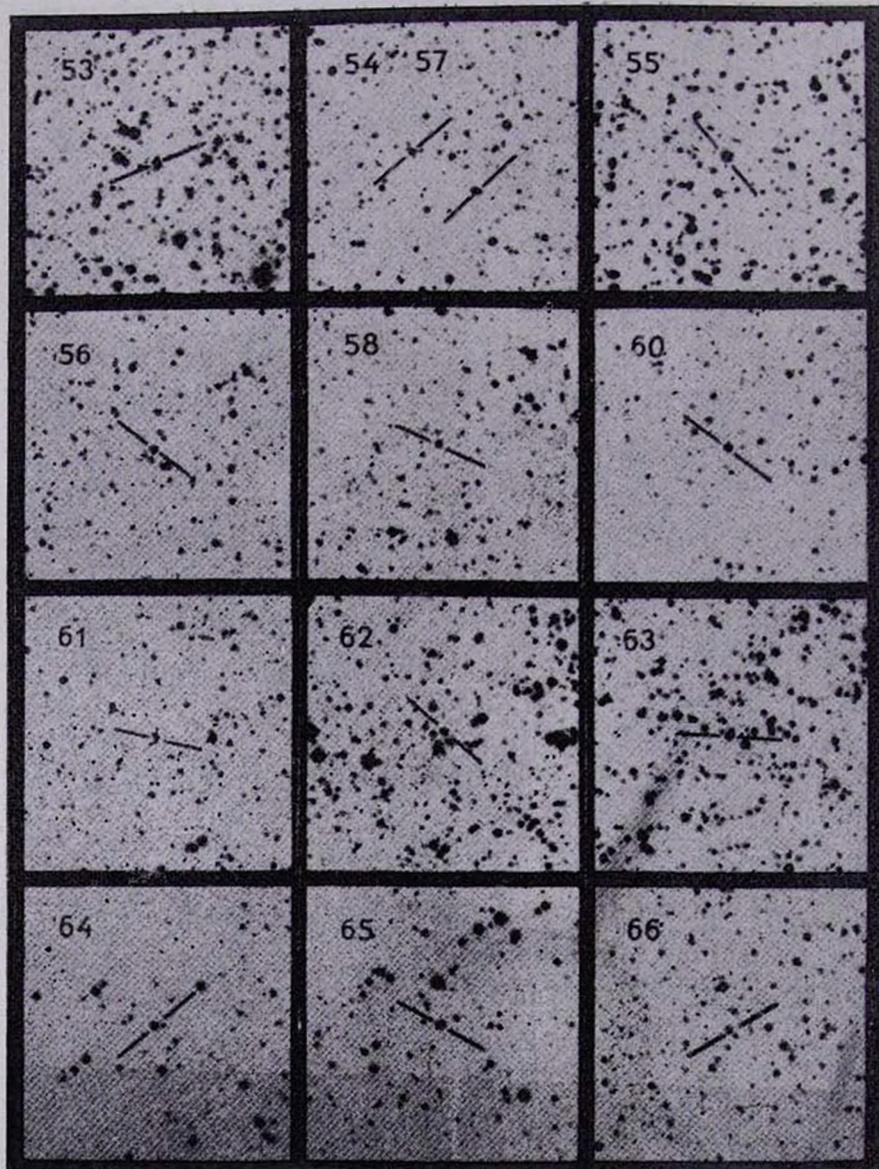
# КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

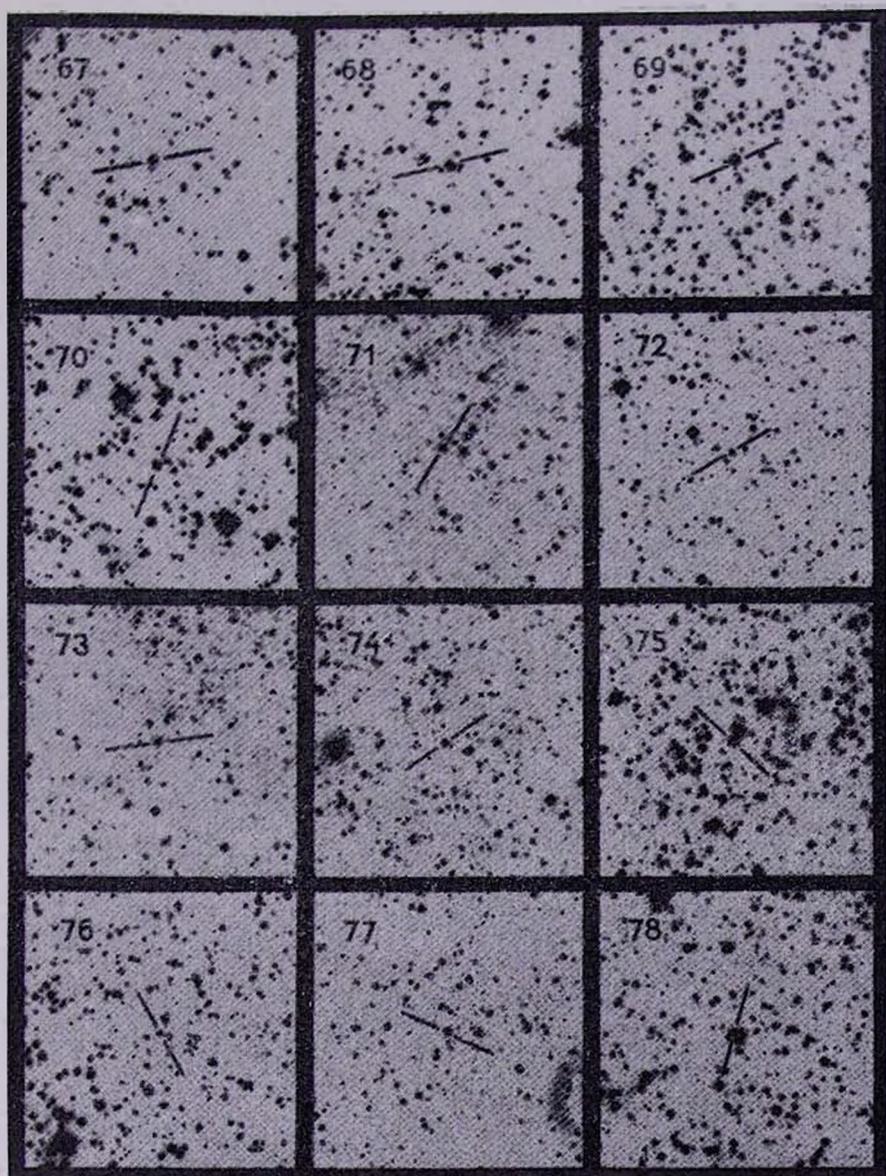
углеродных звезд в красном цвете. Восток слева, север сверху.

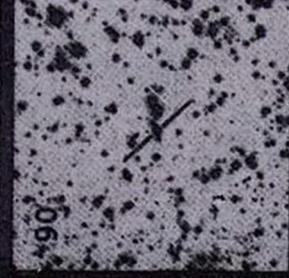
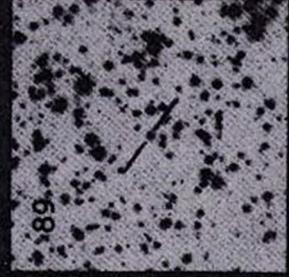
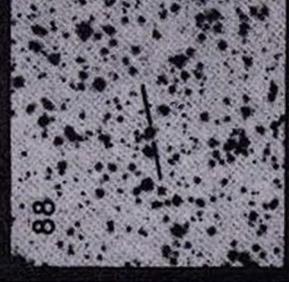
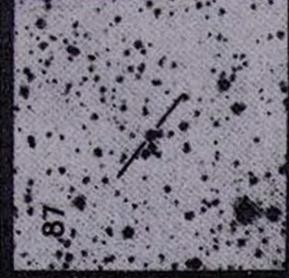
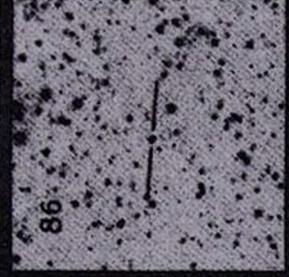
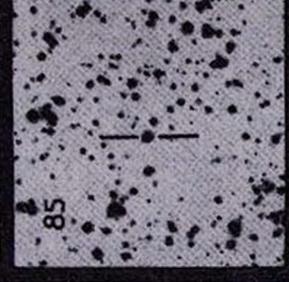
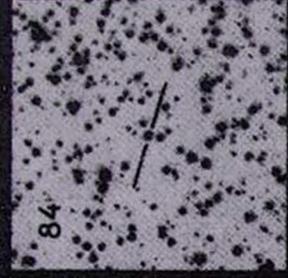
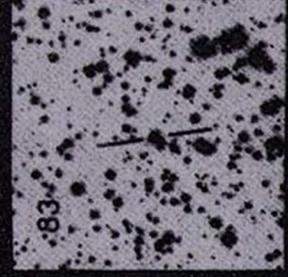
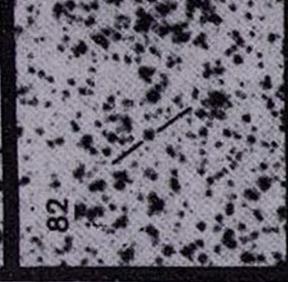
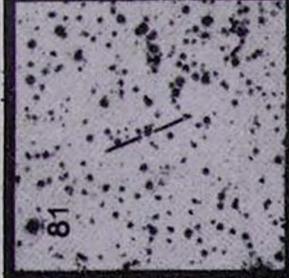
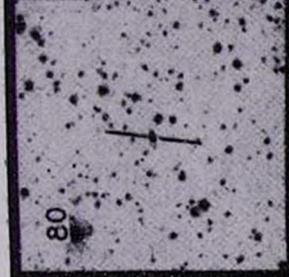
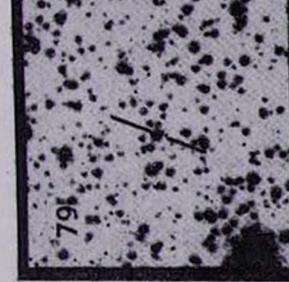


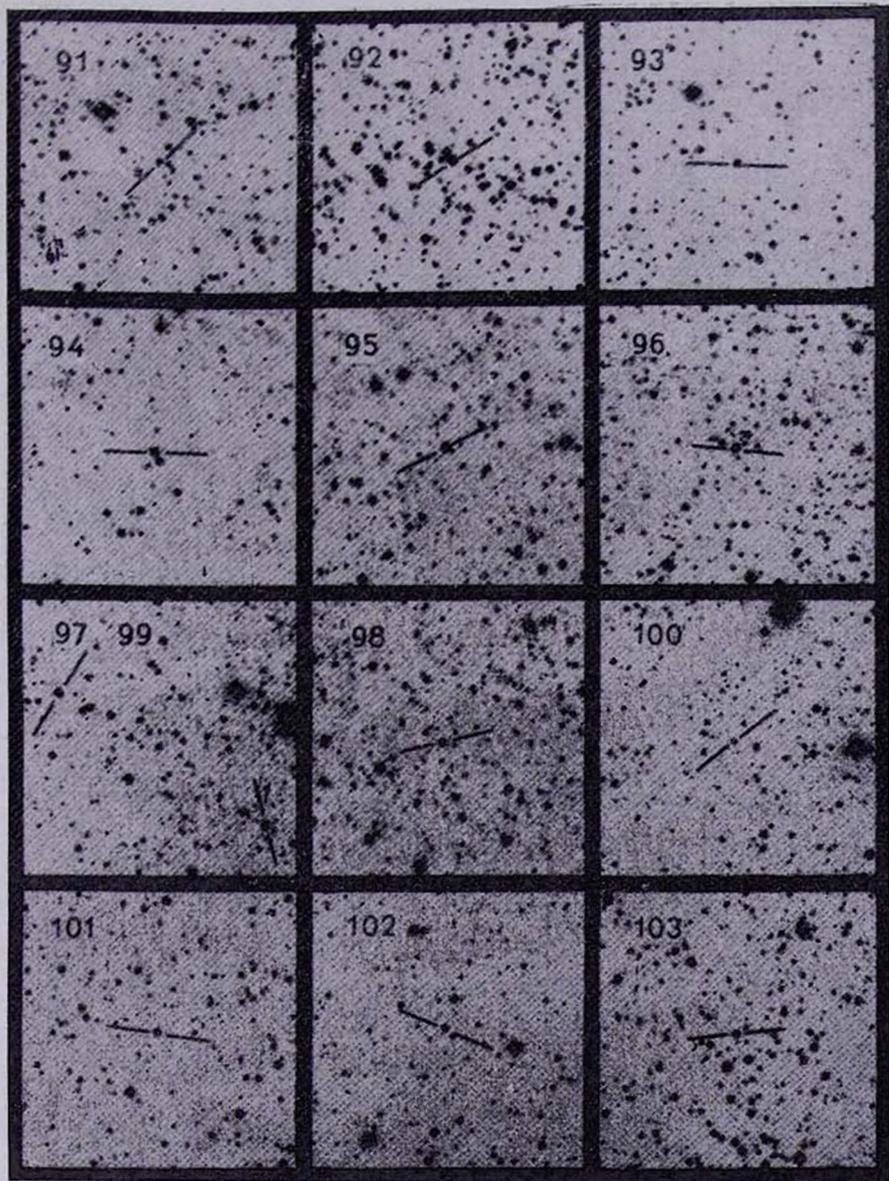


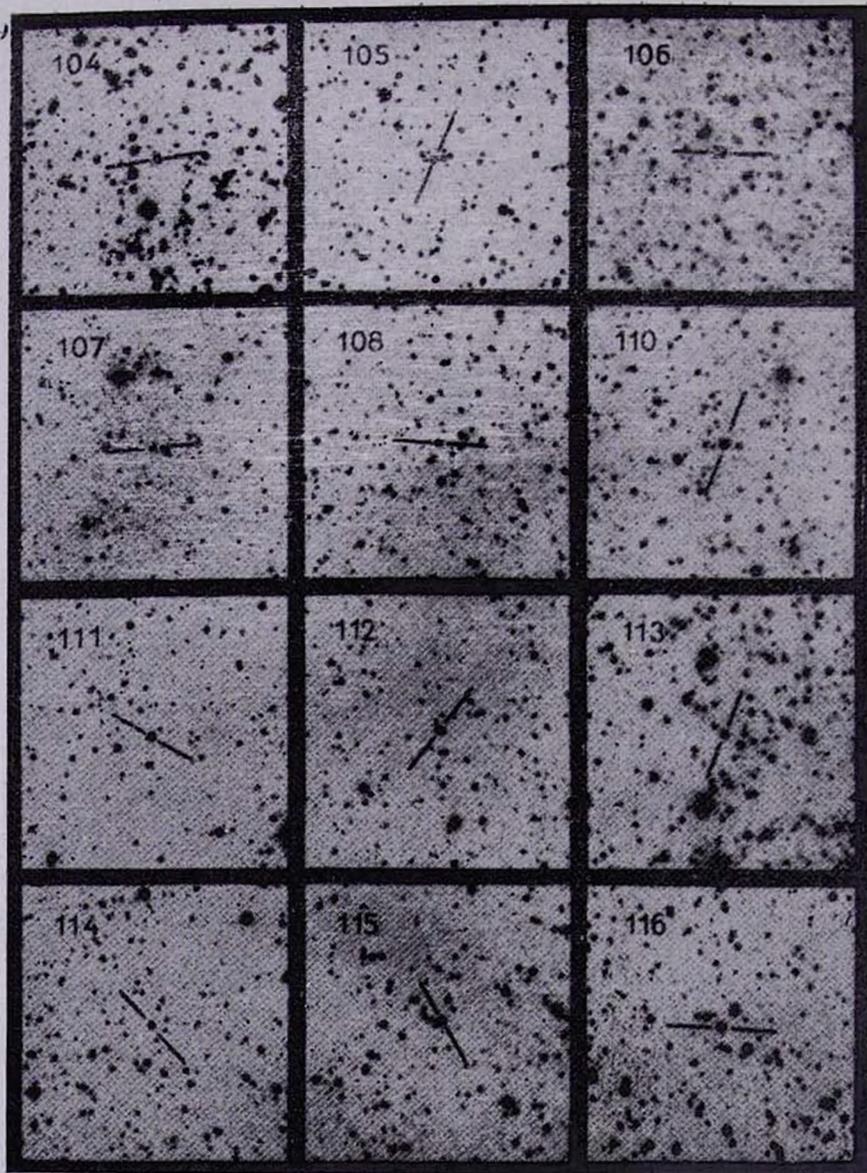


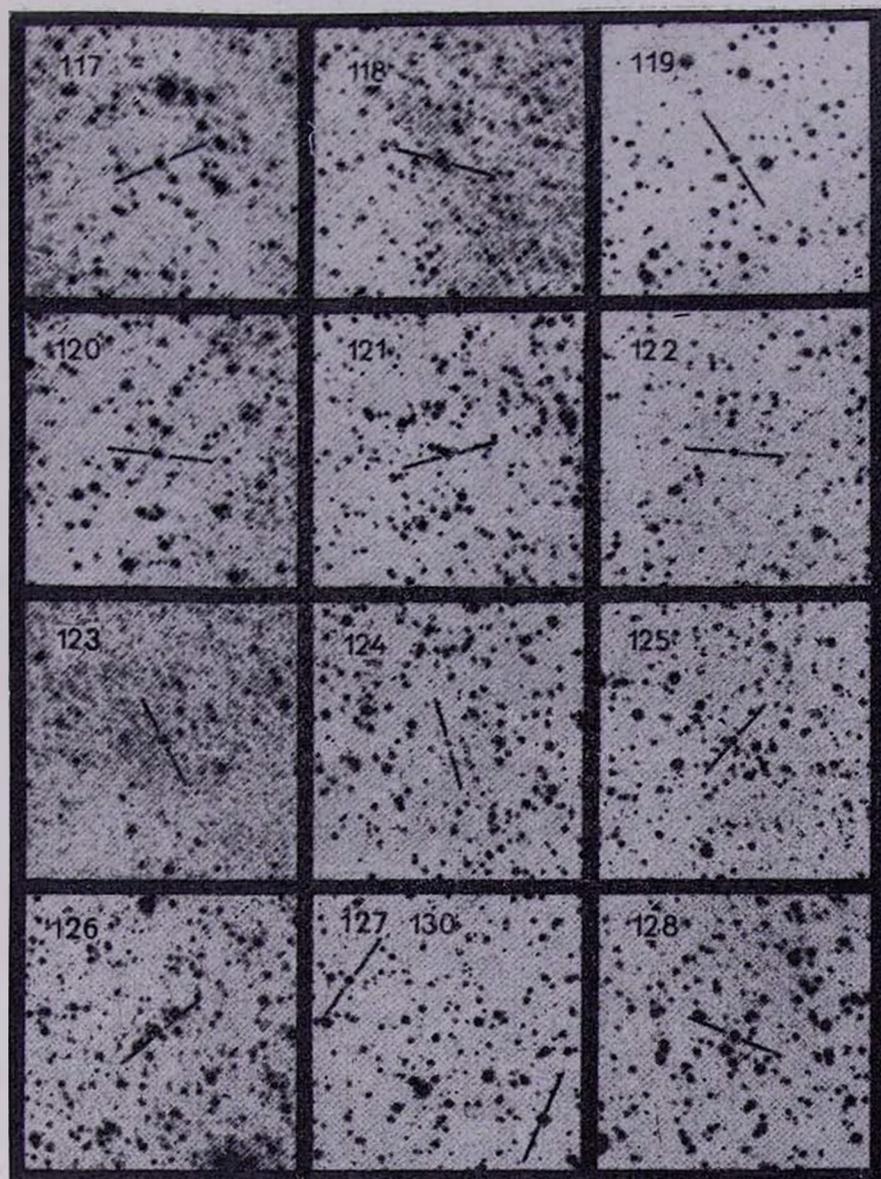












ки, в то время как С-звезды избегают эти направления. В дальнейшем отмеченный факт был подтвержден анализом более глубокого инфракрасного обзора двух областей по 320 кв. град. в указанных направлениях [25]. Отношение  $S/M5$  в галактическом диске меняется от центра к антицентру в три раза [26], а его среднее значение, равное для Галактики 0.2, для Большого Магелланового Облака—2, Малого Магелланового Облака—33 и для карликовых галактик—50÷100, коррелирует с индексом металличности этих систем. Результаты определения отношения  $S/M5$  вдоль галактической плоскости даются в [5].

Для исследования как видимого поверхностного распределения С-звезд, так и их широтного и долготного распределения применялась методика, описанная в [2, 3]. На рис. 1 (а, б) приводится видимое поверхностное распределение С-звезд. Треугольниками и точками соответственно отмечены звезды из [18] и [27—31], а кружками — выявленные нами. Для проверки гипотезы о пуассоновом характере распределения объектов исследуемая область была подразделена на множество подобластей, содержащих 0, 1, ... число звезд, а затем вычислялось наблюдаемое значение хи-квадрат критерия Хельмерта—Пирсона [32], которое оказалось в два раза меньше критического (0.05). Поэтому можно утверждать, что поверхностное распределение углеродных звезд пуассоновое.

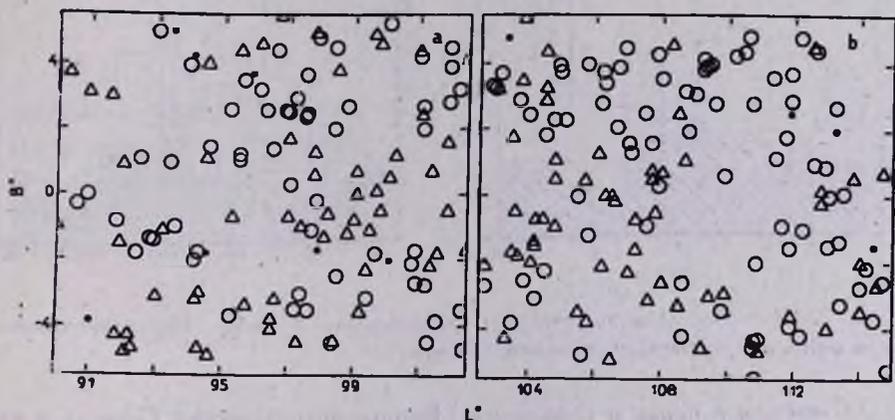


Рис. 1. Поверхностное распределение С-звезд а)  $90^\circ < l < 102.5^\circ$ , б)  $102.5^\circ < l < 115^\circ$ .

Как было отмечено в I статье, весьма эффективным методом исследования поверхностного распределения объектов является метод «ближайшего соседа», предложенный в [33, 34] и позволяющий не только выяснить характер распределения, но и выделить статистически значимые пары и группировки звезд ( $N$ -сосед). Для  $E(r)$ ,  $\sigma(\bar{r})$ ,  $R$  и  $Z$  [2] получены соответственно значения 0.51, 0.016, 0.49 и 1.3, указывающие на случайный характер распределения С-звезд в исследуемой области.

Гистограммы широтного и долготного распределений углеродных звезд приводятся на рис. 2(a, b). Критические значения хи-квадрат почти в два раза превышают наблюдаемые значения, поэтому распределения следует считать равномерными. Равномерность распределений проверялась также методом, описанным в [3]. Для оцененных по гистограммам значений  $\Delta_1^i, \Delta_2^i, \Delta^i, \Delta_1^b, \Delta_2^b, \Delta^b, p (> \Delta^i), p (> \Delta^b)$  получены следующие величины указывающие на равномерность распределений и отсутствие значимого систематического изменения плотности С-звезд с широтой и долготой в пределах исследуемой области. Анализ обзора Южного неба [35, 36] показывает значимую неоднородность распределения С-звезд, проявляющуюся в систематическом увеличении плотности С-звезд с уменьшением галактической широты ([36], рис. 3), что, как было отмечено, не наблюдается в нашем обзоре, т. е. в обзоре северной части Млечного Пути. Это кажущееся противоречие объясняется тем, что в J—F-обзоре преимущественно выявляются С-звезды более ранних спектральных подклассов, чем в инфракрасных обзорах, а они как раз и имеют менее выраженную галактическую концентрацию.

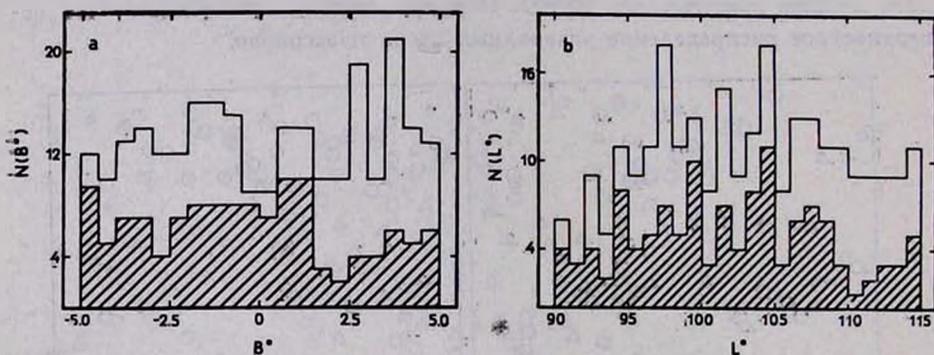


Рис. 2. Широтное а) и долготное б) распределение С-звезд. Незаштрихованная область соответствует звездам, выявленным нами.

**3. С-звезды в парах и скоплениях.** Вопрос встречаемости С-звезд в парах основательно проанализирован в начале 60-х годов [35, 36] с помощью каталога углеродных звезд, составленного на основе низкодисперсного спектрального обзора Млечного Пути. Было показано, что наблюдается статистически значимый избыток С—С-пар над их математическим ожиданием [36]. Учитывая, что выборка углеродных звезд экваториальной полосы северной части Млечного Пути до сих пор не проанализирована, а после завершения J—F-обзора она по меньшей мере удвоилась, мы сочли целесообразным обработать имеющуюся выборку методом, предложенным

в [2]. Ожидаемое число пар вычислялось посредством следующей зависимости:

$$N(\leq r) = \frac{1}{2} \pi r^2,$$

где множитель  $1/2$  введен для учета того факта, что каждая изолированная пара подсчитывается дважды. Указанное приближение справедливо при условии  $\gamma r^2 \ll 1$  ( $\gamma$  — плотность С-звезд на кв. град.). Очевидно, что в случае пар звездное скопление — С-звезда в вышеприведенной зависимости вместо множителя  $1/2$  необходимо взять 1.

Результаты подсчетов пар приведены в табл. 2, 3. Все наблюдаемые числа пар находятся в пределах доверительных зон для среднего значения распределения Пуассона (0.05). Таким образом статистический анализ взаимных расстояний без привлечения иных данных не позволяет выявить

Таблица 2  
С-ЗВЕЗДЫ В ПАРАХ

$R_i - R_{i+1}$	Ожид.	Набл.
0° 0—0° 05	2.4	3
0.05—0.10	7	11
0.10—0.15	12	5
0.15—0.20	15	7

значимую долю пар С-звезд и членов звездных скоплений, по-видимому, из-за их немногочисленности. С другой стороны, небезынтересно отметить, что обработка выборки С-звезд каталога [35] также указывает на маловероятное существование пар с взаимным расстоянием менее  $0^\circ.2$ , вопреки утверждению, содержащемуся в [36], табл. XI.

Таблица 3  
С-ЗВЕЗДЫ В СКОПЛЕНИЯХ

$R_i - R_{i+1}$	Ожид.	Набл.
0° 0—0° 1	1.5	4
0.1—0.2	4.3	2
0.2—0.3	6.2	5
0.3—0.4	7	3
0.4—0.5	7	9
0.5—0.6	6	3

4. **Заключение.** Средняя поверхностная плотность углеродных звезд в области  $90^\circ \leq l \leq 115^\circ$  равна одной звезде на кв. град., т. е. она возросла более чем в два раза.

Распределение С-звезд по долготе и широте равномерное, а поверхностное распределение пуассоново.

Пары С-звезд и возможные члены рассеянных звездных скоплений в исследуемой области отсутствуют.

В следующей статье данной серии будут представлены результаты спектрального обзора области  $70^\circ \leq l < 90^\circ$ .

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория

## A LOW DISPERSION SKY SPECTRAL SURVEY FOR REVEALING FAINT CARBON STARS. IV. REGION $90^\circ < l \leq 115^\circ$ , $-5^\circ \leq b \leq +5^\circ$

О. М. КУРТАНИДЗЕ, М. Г. НИКОЛАШВИЛИ

On the basis of the low dispersion (1250 Å/mm at H<sub>γ</sub>) spectral survey carried out by 70-cm meniscus telescope 267 carbon stars are revealed. 146 of them are newly detected. The latitude and longitude distribution of carbon stars in the studied region is uniform and the surface one-accidental. By the „nearest—neighbour“ method it is shown that pairs of C stars and possible members of the open star clusters in the region are absent.

### ЛИТЕРАТУРА

1. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 17, 576, 1981.
2. М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 26, 209, 1987.
3. М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 27, 197, 1987.
4. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 29, 470, 1988.
5. О. М. Kurtanidze, M. G. Nikolashvili, XI ERAM, *Astrophys. and Space Sci.*, (in press), 1989.
6. М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 28, 559, 1987.
7. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, (в печати).
8. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Астрофизика*, 29, 405, 1988.
9. О. М. Куртанидзе, М. Г. Николашвили, *Деп., ГрузНИИИТИ*, No. 430—Г88, 1, 1988.
10. О. М. Kurtanidze, M. G. Nikolashvili, *IAU Coll. № 106*, Cambridge Univ. Press., 1989.
11. О. М. Kurtanidze, M. G. Nikolashvili, *Astrophys. and Space Sci.* (in press), 1989.
12. Н. Mashara, T. Soyano, *Ann. Tokyo Astron. Observ.* 2—nd Ser., 21, 293, 1987.
13. Н. Mashara, T. Soyano, *Ann. Tokyo Astron. Observ.* 2—nd Ser., 21, 423, 1987.
14. С. В. Stephenson, *Astron. J.*, 90, 784, 1985.
15. *Bull. Am. Astron. Soc.*, 19, 612, 1987.
16. *Bull. Am. Astron. Soc.*, 20, 136, 1988.

17. *N. Sanduleak, P. Pesh*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 66, 387, 1988.
18. *C. B. Stephenson*, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, 1, № 4, 1973.
19. *J. J. Nassau, V. M. Blanco*, *Astrophys. J.*, 120, 118, 1954.
20. *J. J. Nassau, V. M. Blanco*, *Astrophys. J.*, 120, 129, 1954.
21. *J. J. Nassau, V. M. Blanco*, *Astrophys. J.*, 120, 464, 1954.
22. *J. J. Nassau, V. M. Blanco, W. W. Morgan*, *Astrophys. J.*, 120, 478, 1954.
23. *V. M. Blanco, L. Manch*, *Bol. Observ. Tonantzintla Tacubaya*, № 12, 17, 1955.
24. *V. M. Blanco*, in „Galactic Structure“, eds. A. Blaauw, M. Schmidt, Chicago; Univ. Chicago Press, 1965.
25. *F. J. Fuenmayor*, *Rev. Mex. Astron. y Astrofis.*, 6, 83, 1981.
26. *F. J. Fuenmayor*, *Rev. Mex. Astron. y Astrofis.*, 14, 379, 1987.
27. *А. Алкснис, Э. Алксне, В. Озолия, И. Элитис*, *Исслед Солнца и красн. звезд*, 5, 15, 1976.
28. *Э. Алксне, В. Озолия*, *Исслед. Солнца и красн. звезд*, 4, 5, 1976.
29. *А. Алкснис, Э. Алксне, В. Озолия, И. Элитис*, *Исслед. Солнца и красн. звезд*, 8, 5, 1978.
30. *И. Платайс*, *Исслед. Солнца и красн. звезд*, 12, 19, 1981.
31. *Э. Алксне, А. Алкснис*, *Исслед. Солнца и красн. звезд*, 12, 24, 1981.
32. *Л. Шметгерер*, *Введение в математическую статистику*, Наука, М., 1972.
33. *P. Hertz*, *Math. Ann.*, 67, 387, 1909.
34. *T. Shimizu*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 19, 258, 1967.
35. *B. E. Westerlund*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 4, 51, 1971.
36. *L. N. Mavridis*, in „Structure and Evolution of the Galaxy“, ed. L. N. Mavridis, Dordrecht, D Reidel, 1971.
37. *О. М. Куртунидзе, М. Г. Николашвили*, *Астрон. циркуляр*, No. 1172, 1981.
38. *О. М. Kurtunidze, R. M. West*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 39, 35, 1980.

УДК: 524.38—355

О РЕАЛЬНОСТИ НАБЛЮДАЕМЫХ ХИМИЧЕСКИХ АНОМАЛИЙ  
Ап-ЗВЕЗД С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ИХ ДВОЙСТВЕННОСТИ

Л. С. ЛЮБИМКОВ

Поступила 5 мая 1989

Принята к печати 25 июля 1989

Промоделирован спектр двойной системы, который затем анализируется как спектр одиночной звезды. В результате такого анализа воспроизведены характерные химические аномалии Ап-звезд. Сделан вывод, что пренебрежение фактором двойственности может приводить к результатам, не соответствующим реальному химическому составу компонентов системы.

Химический состав Ап-звезд обнаруживает ряд характерных особенностей, описание которых можно найти, например, в обзоре Боярчука и Саванова [1]. Довольно часто у звезд этого типа наблюдается дефицит относительно легких элементов, таких, как С, О, Mg, Ca и Sc. При переходе к более тяжелым элементам вместо дефицита появляется избыток, который имеет тенденцию расти с увеличением атомного номера  $Z$ , достигая у редких земель порядка величины и более. Таким образом, химические аномалии Ап-звезд показывают характерную зависимость от  $Z$ .

Природа Ап-звезд окончательно пока не выяснена. Существует две основных точки зрения на происхождение наблюдаемых химических аномалий: одна гипотеза рассматривает их как следствие нуклеосинтеза, другая предлагает в качестве возможной причины диффузию элементов в атмосфере. Выбор в пользу той или иной гипотезы можно сделать лишь на основе достоверных сведений о химическом составе Ап-звезд. Однако всегда ли данные, полученные даже по высококачественным спектрам, отражают реальный химический состав? Мы покажем, что фактор двойственности Ап-звезд, которым до сих пор полностью пренебрегали, может оказывать сильное влияние на определяемое содержание элементов.

Абт [2], исследовав 25 Ап-звезд, установил, что 22 из них являются спектрально-двойными. Учитывая, что некоторые реально существующие двойные не обнаруживают свою двойственность, так как плоскости их орбит наклонены под достаточно большим углом к лучу зрения, Абт пред-

положил, что все Ап-звезды могут быть спектрально-двойными. Если это так, тогда возникает следующий вопрос: в какой мере химические аномалии, наблюдаемые у Ап-звезд, отражают реальное содержание элементов в атмосферах компонентов? Ответ на него можно получить путем моделирования спектра двойной системы.

Будем рассматривать Ап-звезду как неразрешенную двойную систему, все наблюдаемые спектральные и фотометрические характеристики которой являются комбинацией соответствующих характеристик входящих в нее звезд А и В. Соотношения, задающие связь между индивидуальными характеристиками компонентов А и В, с одной стороны, и параметрами суммарного спектра, с другой стороны, получены нами ранее (см. [3]). В частности, эквивалентная ширина  $W_{AB}$  линии в общем спектре двойной системы связана с ширинами  $W_A$  и  $W_B$  той же линии, в спектрах звезд А и В следующим равенством:

$$W_{AB} = \frac{W_A + \beta W_B}{1 + \beta}, \quad (1)$$

где

$$\beta = \frac{F_c(B)}{F_c(A)} \cdot \left(\frac{R_B}{R_A}\right)^2, \quad (2)$$

причем в последней формуле  $F_c(A)$  и  $F_c(B)$  — это потоки в континууме, излучаемые звездами А и В в рассматриваемой длине волны, а  $R_A$  и  $R_B$  — радиусы компонентов. Если известны массы компонентов  $M_A$  и  $M_B$  и ускорения силы тяжести в их атмосферах  $g_A$  и  $g_B$ , тогда

$$\left(\frac{R_B}{R_A}\right)^2 = \frac{M_B}{M_A} \cdot \frac{g_A}{g_B}. \quad (3)$$

Моделирование спектра двойной системы проводилось следующим путем. Задавались эффективная температура  $T_{eff}$  и ускорение силы тяжести  $g$  каждого из компонентов, по соответствующей модели атмосферы (в основу положены модели Куруца [4]) вычислялись эквивалентные ширины  $W_A$  и  $W_B$  в собственных спектрах компонентов, затем с помощью соотношений (1)—(3) определялись ширины  $W_{AB}$  в комбинированном спектре; отметим, что в рассмотренном ниже случае  $\beta = 0.2—0.3$ . Аналогичный переход от индивидуальных характеристик к комбинированным был выполнен также для фотометрического индекса  $[c_1]$  и отношения освещенностей  $E_{4825}/E_{3825}$  (аналог бальмеровского скачка). Далее полученные величины  $[c_1]$ ,  $E_{4825}/E_{3825}$  и  $W_{AB}$  анализировались обычным методом при предположении, что мы имеем дело с одиночной звездой.

Задавая параметры  $T_{eff}$  и  $g$  компонентов, мы исходили из того факта, что Ап-звезды встречаются в скоплениях разного возраста, в том числе и

в очень молодых, то есть их возраст  $t$  может быть очень малым. Поэтому в качестве примера был рассмотрен случай, когда оба компонента имеют возраст  $t = 0$ , то есть лежат на начальной главной последовательности. Согласно эволюционным расчетам Менгела и др. [5] этому случаю у А-звезд соответствуют значения  $\lg g \approx 4.4$ . Принятые параметры  $T_{eff}$  и  $\lg g$  приведены в табл. 1; для определенности компонентом А будем назы-

Таблица 1

Компонент	$T_{eff}$	$\lg g$	$\xi_t$ , км/с	$M/M_{\odot}$	$R/R_{\odot}$
А	10000	4.40	2	2.0	1.5
В	7250	4.35	4	1.4	1.3

вать более горячую звезду. Там же указана скорость микротурбулентности  $\xi_t$ , которая в соответствии с разницей в  $T_{eff}$  выбрана более высокой для относительно холодного компонента В. Принятым параметрам  $T_{eff}$  и  $\lg g$

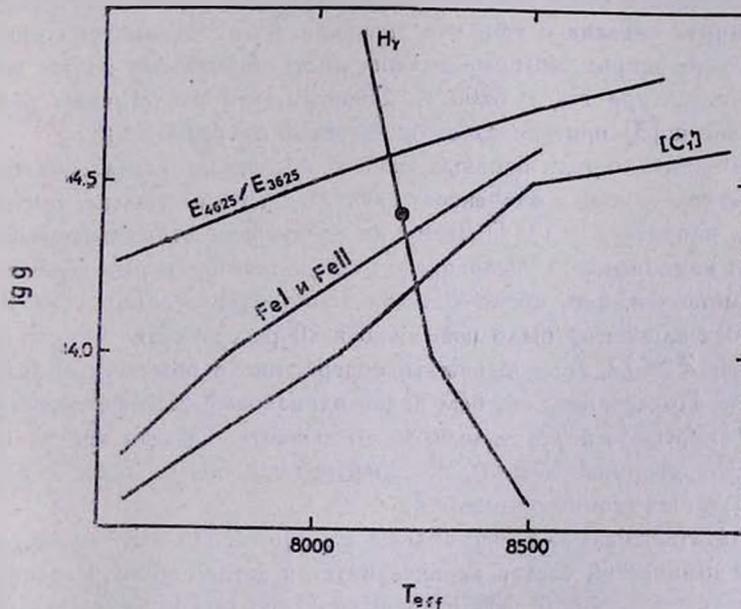


Рис. 1. Диаграмма для определения «средних» параметров  $T_{eff}$  и  $\lg g$  двойной системы. Точка соответствует принятой модели.

соответствуют массы  $M$  и радиусы  $R$ , приведенные в таблице (Менгел и др. [5]).

Итак, суммарный спектр двойной системы, полученный путем моделирования, анализируется как спектр одиночной звезды. Сначала по значе-

ниям  $E_{4025} / E_{3825}$ ,  $[c_1]$  и эквивалентной ширине  $W_{AB}$  линии  $H\gamma$  были найдены эффективная температура и ускорение силы тяжести:  $T_{eff} = 8200$  К,  $\lg g = 4.4$ . Для контроля был применен еще один критерий — ионизационное равновесие по линиям Fe I и Fe II, который подтвердил правильность выбора значений  $T_{eff}$  и  $\lg g$  (рис. 1). Подчеркнем, что это фиктивные параметры, характеризующие «в среднем» спектр двойной звезды. Далее, на основе модели атмосферы, соответствующей этим параметрам, по значениям  $W_{AB}$ , рассматриваемым как наблюдаемые эквивалентные ширины, было определено содержание 23 элементов. Для анализа выбирались такие спектральные линии, которые обычно используются при исследовании химического состава АМ-звезд. Когда линий было много (для элементов группы железа), отбирались линии разных мультиплетов. Наибольшее число — двадцать линий — рассмотрено для Fe I.

Сначала для обоих компонентов был принят нормальный (солнечный) химический состав. Оказалось, что в результате анализа значений  $W_{AB}$  для большинства элементов получается дефицит содержания, например, 0.55 dex для кальция и около 0.2 dex для тяжелых элементов. Причина подобного дефицита связана с тем, что значения  $W_{AB}$  получаются ниже тех эквивалентных ширин, которые должна иметь нормальная звезда при найденной температуре  $T_{eff} = 8200$  К. Отметим, что аналогичный результат был получен в [3] при исследовании двойной системы  $\pi$  Sgr.

Химический состав, наблюдаемый у АМ-звезд, характеризуется общим избытком тяжелых элементов, начиная с группы железа, точнее с титана (см., например, [6]). Поэтому на следующем этапе нашего исследования для компонента А было принято по-прежнему нормальное содержание всех металлов, в то время как для компонента В содержание Ti и более тяжелых элементов было повышено в 20 раз, то есть  $\lg \epsilon_B = \lg \epsilon_{\odot} + 1.30$  при  $Z \geq 22$ , если выражать содержание в обычной логарифмической шкале. Подчеркнем, что был задан одинаковый избыток тяжелых элементов в атмосфере более холодного компонента. Однако анализ суммарного спектра двойной системы, как выяснилось, показал совсем иную зависимость  $\lg \epsilon$  от атомного номера  $Z$ .

Результаты анализа представлены на рис. 2. Из него видно, что полученный химический состав характеризуется следующими особенностями. Во-первых, найден общий дефицит относительно легких элементов (для Ca около 0.8 dex), хотя их содержание у обоих компонентов нормальное. Во-вторых, для элементов группы железа в среднем получен умеренный избыток (а для Fe и Ti даже несколько повышенное содержание), хотя в действительности их избыток у холодного компонента равен 1.3 dex. В-третьих, для редких земель ( $Z \sim 60$ ) обнаружено наибольшее отклонение от нормального содержания, достигающее 1.0 dex. Избыток того же порядка найден для тория, очень тяжелого элемента с  $Z = 90$ , исследован-

ного по линии Th II  $\lambda$  4019.13; такой же результат был получен в [7] из анализа наблюдаемых профилей  $\lambda$  4019.13. В целом же рис. 2 демонстрирует тот самый ход химических аномалий с ростом  $Z$ , который характерен для Ат-звезд.

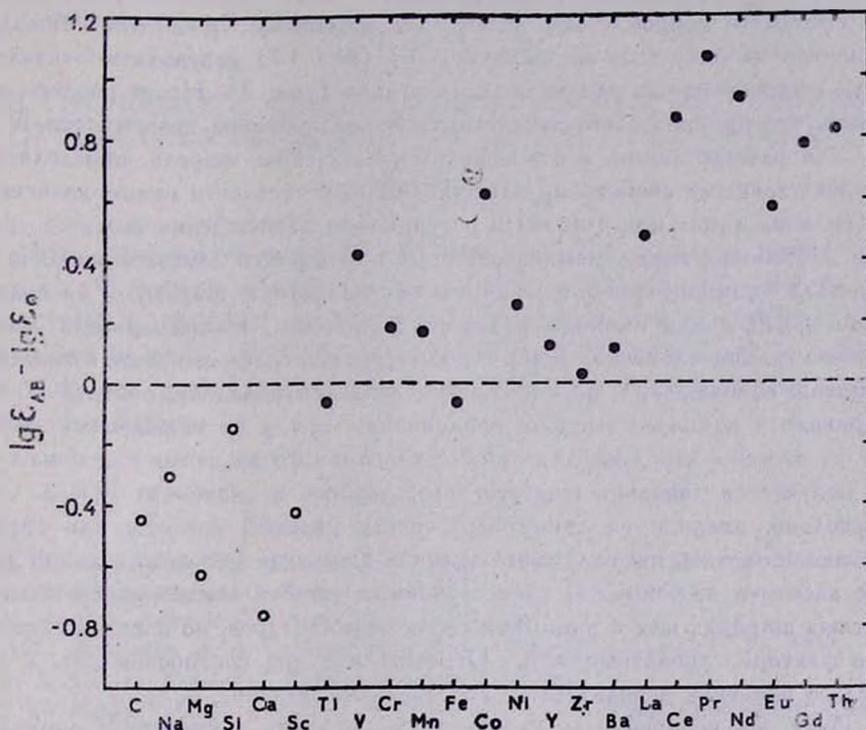


Рис. 2. Содержание элементов, определенное по теоретическому спектру двойной системы, проанализированному как спектр одиночной звезды. Штриховая линия соответствует нормальному (солнечному) содержанию, светлые кружки—элементам с нормальным содержанием у обоих компонентов, заполненные кружки — элементам, содержание которых у компонентов В повышено в 20 раз.

Отметим, что при анализе химического состава была использована микротурбулентная скорость  $\xi_t = 3.5$  км/с, найденная по эквивалентным ширинам  $W_{AB}$  линий Fe I. Далее, мы приняли избыток 1.3 dex в содержании тяжелых элементов для более холодного компонента В; если бы вместо этого принять ту же величину 1.3 dex для компонента А, тогда все избытки на рис. 2 оказались бы существенно меньше.

Для сравнения был рассмотрен также случай, когда содержание тяжелых элементов у компонента В повышено в 50 раз, то есть  $\lg \epsilon_B = \lg \epsilon_{\odot} + 1.70$  при  $Z \geq 22$ . По эквивалентным ширинам  $W_{AB}$  линий Fe I в этом случае определена микротурбулентная скорость  $\xi_t = 4.3$  км/с. В ре-

зультате анализа суммарного спектра снова получился характерный ход химических аномалий с ростом  $Z$ , только общий избыток относительно тяжелых элементов стал несколько выше. Железо и титан показали практически нормальное содержание, откуда можно заключить, что эти два элемента мало чувствительны к вариациям  $e_L$ .

Интересен вопрос о том, почему при повышении  $lg e_L$  для тяжелых элементов на одну и ту же величину 1.3 (или 1.7) результаты оказались столь неодинаковыми для разных элементов (рис. 2). Наши расчеты показали, что причина этого заключается в неодинаковой зависимости  $W$  от  $T_{eff}$  для разных линий, а эта зависимость, в свою очередь, определяется индивидуальными свойствами каждой линии, в частности самим значением  $W$  (сильная линия или слабая) и потенциалом возбуждения нижнего уровня  $\chi$ . Поскольку между компонентами А и В имеется заметное различие в  $T_{eff}$ , вклад компонентов в суммарную эквивалентную ширину  $W_{AB}$  оказывается разным для линий с разными свойствами. Например, для линий редкоземельных элементов и тория, которые все слабы и имеют низкие потенциалы возбуждения, определяющим оказался вклад компонента В, что и привело к наиболее высоким отклонениям  $lg e_{AB}$  от нормальных значений. Интересно, что даже для линий одного и того же атома или иона иногда получается довольно существенный разброс в значениях  $lg e_{AB}$ . Следовательно, анализируя суммарный спектр двойной системы как спектр одиночной звезды, мы получаем различие в оценках  $lg e_{AB}$  для линий данного элемента не только за счет случайных ошибок в измеренных эквивалентных ширинах или в принятых силах осцилляторов, но и вследствие самого фактора двойственности. Отметим, что при построении рис. 2 для каждого элемента использованы усредненные значения  $lg e_{AB}$ .

Итак, мы воспроизвели характерную картину химических аномалий Ап-звезд, предположив лишь, что содержание элементов группы железа и более тяжелых у холодного компонента повышено на одну и ту же величину 1.3 dex или 1.7 dex. Рассмотренный пример моделирования спектра двойной звезды позволяет сделать важный вывод: анализ комбинированного спектра двойной системы, выполненный обычным методом, то есть без учета двойственности, может приводить к результатам, не соответствующим реальному химическому составу компонентов. Отсюда следует, что если действительно все Ап-звезды являются двойными, то данные об их химическом составе требуют пересмотра. В частности, как показали наши расчеты (рис. 2), обнаруженный у Ап-звезд дефицит относительно легких элементов может оказаться фиктивным, а умеренный избыток элементов группы железа—сильно заниженным по сравнению с их содержанием в атмосфере более холодного компонента. Изложенные результаты демонстрируют важную роль двойственности в исследованиях химического состава Ап-звезд.

Очевидно, что фактор двойственности необходимо учитывать при исследовании не только Ам-звезд, но и других двойных, обнаруживающих аномалии химического состава.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE REALITY OF OBSERVED CHEMICAL PECULIARITIES OF Am-STARS FROM STANDPOINT OF THEIR DUPLICITY

L. S. LYUBIMKOV

The spectrum of a binary star was modelled with the further analysis as a spectrum of a single star. As a result of such analysis the characteristic chemical peculiarities of Am-stars are reproduced. The conclusion is made, that the ignoring of duplicity can lead to results, which do not correspond to the real chemical composition of components of a binary.

### ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Boyarchuk, I. S. Savanov, In "Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundances", eds. C. R. Cowley et al., Reidel, 1986, p. 433.
2. H. A. Abt, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 6, 37, 1961.
3. Л. С. Любимков, Э. А. Самедов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 77, 97, 1987.
4. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.
5. J. G. Mengel, A. V. Sweigart, P. Demarque, P. G. Gross, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 733, 1979.
6. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, *Астрофизика*, 19, 505, 1983.
7. Л. С. Любимков, И. С. Саванов, *Астрофизика*, 22, 63, 1985.

УДК: 524.338.6

О НАГРЕВЕ ГАЗА ПРИ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШКАХ.  
I. НАГРЕВ ПРОТОНАМИ

В. П. ГРИНИН, В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 4 июля 1989

В предыдущей статье мы привели аргументы в пользу того, что важную роль в возникновении оптических вспышек звезд типа UV Кита могут играть протоны высоких энергий ( $E \approx 10$  МэВ). В настоящей статье даются результаты детальных расчетов протонных вспышек. При заданном энергетическом спектре протонов вычисляется распределение температуры в области вспышки. При этом учитывается диффузное излучение вспышки. Находится распределение энергии в спектре вспышки и строится теоретическая двухцветовая диаграмма  $U-V$ ,  $B-V$ . Установлено, что теоретическая зависимость показателей цвета вспышки от их амплитуды согласуется с наблюдательными данными.

1. *Введение.* В большом числе исследований установлено, что звездные вспышки, под которыми мы понимаем вспышки звезд типа UV Кита, во многих отношениях подобны вспышкам на Солнце. Это подобие обнаружено наблюдениями вспышечных явлений в широком интервале длин волн — от радиодиапазона до рентгеновской области спектра (подробнее об этом см. в обзоре К. Кодайры [1]). Однако, по крайней мере в одном отношении, звездные вспышки существенно отличаются от солнечных — они гораздо мощнее. Даже самые сильные вспышки на Солнце обладают светимостью в максимуме блеска порядка  $10^{28}$  эрг/с, т. е. они в десятки и сотни раз слабее средних звездных вспышек.

Как известно, солнечные вспышки происходят в хромосферных слоях с концентрацией атомов порядка  $10^{13}$  —  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Однако принятие подобного представления в отношении звездных вспышек влечет за собой вывод о неправдоподобно большом объеме светящегося газа. Поэтому десять лет назад в работе авторов [2] был высказан взгляд, согласно которому звездные вспышки происходят в гораздо более глубоких слоях атмосферы. В упомянутой работе были рассчитаны характеристики светящегося газа при различных плотностях и температурах и показано, что наилучшее согласие между теоретическими и наблюдаемыми характеристиками имеет

место при концентрациях атомов порядка  $10^{15}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup> и температурах порядка 5000—20 000 К. При этом площадь вспышки занимает сравнительно небольшую часть поверхности звезды.

Из сравнения данной теории с наблюдениями также следовало, что в случае сильных вспышек излучающая область должна быть оптически толстой в непрерывном спектре, а выходящее из нее излучение — близким к планковскому. Впоследствии квазипланковское излучение действительно наблюдалось при вспышках звезды YZ CMi (С. В. Мохнацкий и Г. Зирин [3], С. Калер и др. [4]) и звезды VY Dga (П. Ф. Чугайнов [5], С. Де Ягер и др. [6]).

В статье авторов [7] сделан еще один шаг в направлении объяснения звездных вспышек — указан возможный механизм нагревания столь глубоких слоев звездных атмосфер. Таким механизмом может являться образование при первоначальном «взрыве» (природа которого пока не выяснена) потоков быстрых протонов, обладающих большой проникающей способностью. Показано, что протоны с энергией порядка 10 МэВ вполне способны проникать до слоев с концентрацией атомов порядка  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> и нагревать их до температур порядка 10 000 К, т. е. вызывать свечение, наблюдаемое при вспышках. Из других соображений идея протонного нагрева газа при звездных вспышках была высказана также Ван ден Оордом [8].

В настоящей статье приведены результаты подробного изучения модели звездных вспышек, вызываемых протонным нагревом атмосферы. Принимая начальный степенной спектр протонов, мы определяем изменение температуры с глубиной. При этом учитываем влияние на температуру диффузного излучения, возникающего вследствие непрозрачности области вспышки. В результате найдено распределение энергии в излучении вспышки и, в частности, показатели цвета  $U-B$ ,  $B-V$ , которые сравниваются с наблюдаемыми значениями этих величин (предварительное сообщение об этом см. в [9]).

Все результаты, полученные в настоящей статье, относятся к начальной (иначе называемой импульсной) фазе вспышки.

**2. Нагрев атмосферы протонами.** Чтобы определить энергию, приобретаемую в разных местах атмосферы от падающих на нее протонов, необходимо знать закон уменьшения энергии протона при прохождении его через газ. Известно, что протоны теряют свою энергию при ионизации атомов и при кулоновском взаимодействии со свободными электронами. Уменьшение энергии протона  $E$  на пути  $dx$  в водородном газе приближенно описывается уравнением (см., например, [10])

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{\sigma}{E}, \quad (1)$$

где

$$\sigma = n_1 A_1 + n_e A_e, \quad (2)$$

$n_1$  и  $n_e$  — концентрации нейтральных атомов и свободных электронов соответственно,  $A_1$  и  $A_e$  — величины, слабо зависящие от температуры  $T$ . При температурах порядка 10 000 К можно принять:  $A_1 \approx 1.8 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2/\text{МэВ}^2$ ,  $A_e \approx 3.9 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2/\text{МэВ}^2$ .

Интегрирование уравнения (1) дает

$$E(x) = \sqrt{E_0^2 - 2D(x)}, \quad (3)$$

где

$$D(x) = \int_0^x \sigma(x) dx \quad (4)$$

и  $E_0$  — начальная энергия протона.

Будем считать, что на 1 см<sup>2</sup> границы атмосферы перпендикулярно к ней за 1 с падают протоны, число которых в интервале энергии от  $E_0$  до  $E_0 + dE_0$  равно  $H(E_0)dE_0$ . Тогда энергия, поглощаемая единичным объемом атмосферы и переходящая в тепло на расстоянии  $x$  от границы за 1 с, будет равна

$$q(x) = \sigma(x) \int H(E_0) \frac{dE_0}{E(x)}, \quad (5)$$

где энергия  $E(x)$  дается формулой (3).

Примем, что величина  $H(E_0)$  убывает с ростом энергии  $E_0$  по степенному закону, т. е.

$$H(E_0) = C E_0^{-\gamma} \text{ при } E_0 > E_1, \quad (6)$$

где  $E_1$  — пороговая энергия,  $C$  и  $\gamma$  — постоянные. Так как полный поток энергии протонов на границе атмосферы равен

$$F(0) = \int_{E_1}^{\infty} H(E_0) E_0 dE_0, \quad (7)$$

то, подставляя (6) в (7), находим

$$C = (\gamma - 2) E_1^{\gamma-2} F(0). \quad (8)$$

Пользуясь формулами (3), (6), (8), вместо (5) получаем

$$q(x) = (\gamma - 2) E_1^{-2} F(0) \sigma(x) \int_{E_1}^{\infty} \frac{E_0^{-1} dE_0}{\sqrt{E_0^2 - 2D(x)}}. \quad (9)$$

Следует, однако, иметь в виду, что формула (9) справедлива только при  $x < X$ , где  $X$  определяется из условия

$$E_1^2 = 2D(x). \quad (10)$$

При значении  $x = X$  протон с энергией  $E_1$ , исчерпав свою энергию, останавливается. Когда же  $x > X$ , то нижний предел интегрирования в формуле (9) должен быть  $\sqrt{2D(x)}$ .

Формулу (9) можно переписать в виде

$$q(x) = (\gamma - 2) \frac{t_1^{\frac{1}{2}}}{E_1^2} F(0) \sigma(x) \int_{z_*}^{\infty} \frac{dz}{(1+z^2)^{\frac{\gamma+1}{2}}}, \quad (11)$$

где  $z_* = \sqrt{t_1^2 - 1}$  при  $x < X$  и  $z_* = 0$  при  $x > X$ , а  $t_1 = E_1/\sqrt{2D(x)}$ .

Формула для величины  $q(x)$  была также получена в работе [10]. Но в ней не была учтена зависимость пороговой энергии от глубины, и поэтому она носит приближенный характер.

3. *Изменение температуры с глубиной.* Применяя формулу (11), определяющую энергию нагрева атмосферы протонами на разных глубинах, мы можем найти распределение температуры в области вспышки. Для этого воспользуемся уравнением энергетического равновесия

$$4\pi \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu} d\nu = q, \quad (12)$$

где  $4\pi \varepsilon_{\nu}$  — энергия частоты  $\nu$ , излучаемая единичным объемом за 1с на глубине  $x$ .

Будем считать, что атмосфера состоит в основном из водорода. Тогда величина  $\varepsilon_{\nu}$  будет определяться излучением атомов водорода при рекомбинациях и свободно-свободных переходах, а также излучением отрицательных ионов водорода. Принимая, что распределение атомов по состояниям дается формулами Больцмана и Саха вследствие большой роли столкновений, мы можем представить коэффициент излучения в виде

$$\varepsilon_{\nu} = n_+ n^+ \varphi_{\nu}(T) + n_+ n_1 \psi_{\nu}(T), \quad (13)$$

где  $n^+$  — концентрация ионизованных атомов водорода, а  $\varphi_+(T)$  и  $\psi_+(T)$  — известные функции от температуры (см., например, [11]).

Чтобы знать величины  $n_1$  и  $n_e = n^+$  на разных глубинах, надо задать закон изменения плотности с глубиной. Для простоты примем, что величина  $n_H = n_1 + n^+$  возрастает с глубиной по экспоненциальному закону

$$n_H \sim e^{bx}, \quad (14)$$

где для карликовых звезд поздних классов  $b \approx 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ .

Подстановка выражений (11), (13) и (14) в соотношение (12) дает искомое уравнение для определения температуры в области вспышки в зависимости от глубины.

Изложенным методом была определена температура при различных значениях потока энергии протонов  $F(0)$  и пороговой энергии  $E_1$ . При этом выяснилось, что соотношение (12) может применяться лишь для сравнительно слабых вспышек. В случае же сильных вспышек оптические толщины области вспышки за границами субординатных серий становятся больше единицы. Это значит, что в правую часть соотношения (12) следует добавить член, учитывающий поглощение элементарным объемом диффузного излучения, возникающего при вспышке.

На основании сказанного уравнение энергетического равновесия должно иметь вид

$$4\pi \int_0^{\infty} \epsilon_v dv = q + \int_0^{\infty} \alpha_v dv \int L_\omega d\omega, \quad (15)$$

где  $L_\omega$  — интенсивность диффузного излучения и  $\alpha_v$  — объемный коэффициент поглощения. Для определения величины  $L_\omega$  к уравнению (15) должно быть еще присоединено уравнение переноса излучения

$$\cos \vartheta \frac{dL_\omega}{dx} = \alpha_\omega L_\omega - \epsilon_\omega, \quad (16)$$

где  $\vartheta$  — угол между направлением излучения и внешней нормали к атмосферным слоям. Что же касается величины  $\alpha_\omega$ , то она может быть найдена из соотношения  $\alpha_\omega = \alpha_\omega B_\omega(T)$ , где  $\epsilon_\omega$  дается формулой (13) и  $B_\omega(T)$  — функция Планка.

Следует подчеркнуть, что сделанные нами выше предположения, соответствующие наличию ЛТР, справедливы в большей степени для сильных вспышек, чем для слабых, так как непрозрачность области вспышки и «запертость» в ней излучения существенно способствуют термализации.

Задача, состоящая в решении уравнений (15) и (16), довольно сложна, так как оптические расстояния в области вспышки заранее не заданы. Поэтому вместе с определением температуры приходится находить и опти-

ческие расстояния, от которых зависит поле диффузного излучения, влияющее в свою очередь на температуру. Таким образом, мы имеем нелинейную задачу, заслуживающую специального рассмотрения.

Наиболее естественный путь для решения данной задачи состоит в использовании итерационного процесса. В качестве первого приближения можно взять температуру, получающуюся при непосредственном нагреве атмосферы протонами, а затем при этой температуре найти оптические расстояния, интенсивности диффузного излучения и новую температуру, которая может служить исходной для следующего приближения. Однако такой способ решения задачи при больших оптических толщинах является довольно трудоемким. Поэтому мы сначала находили решение для случая «серой» атмосферы, а затем уточняли его с учетом зависимости коэффициентов поглощения и излучения от частоты.

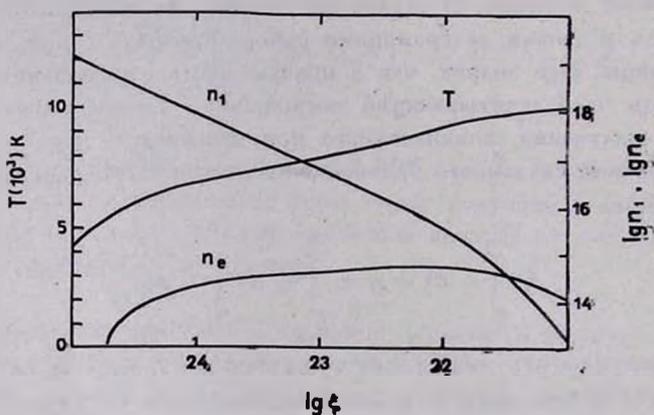


Рис. 1. Изменение температуры  $T$ , концентрации нейтральных атомов водорода  $n_1$  и концентрации свободных электронов  $n_e$  с глубиной  $\xi$ .

Путем численного решения уравнений (15) и (16) было найдено распределение температуры в области вспышки для многих частных случаев, отличающихся друг от друга значениями параметров  $F(0)$ ,  $E_1$ ,  $\gamma$ ,  $b$ . Для примера на рис. 1 изображен ход с глубиной температуры  $T$  и концентраций  $n_1$  и  $n_e$  при следующих значениях параметров:  $F(0) = 5 \cdot 10^{11} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}$ ,

$E_1 = 5 \text{ МэВ}$ ,  $\gamma = 3$ ,  $b = 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ . По оси абсцисс отложена величина  $\xi$ , связанная с глубиной  $x$  формулой

$$\xi = \int_0^x n_H(x) dx. \quad (17)$$

Из рис. 1 видно, что в принятом случае температура с глубиной убывает. Такой результат получился, как и ожидалось, и в других рассмотренных нами случаях.

Разумеется, убывание температуры с глубиной происходило бы еще быстрее, если бы в области вспышки не возникало поле диффузного излучения. Как показывают расчеты, это излучение вызывается непрозрачностью, обусловленной в основном появлением большого числа отрицательных ионов водорода при температурах, меньших 8000 К.

На рис. 2 отражена относительная роль двух факторов, определяющих температуру: непосредственного нагрева газа протонами и поглощения диффузного излучения, возникающего в области вспышки. Эти факторы характеризуются двумя слагаемыми в правой части уравнения (15) (первое есть  $q$ , а второе обозначено через  $W$ ). Мы видим, что в верхних слоях области вспышки роль диффузного излучения невелика, однако она возрастает с глубиной. На том же рисунке показано, как меняются с глубиной

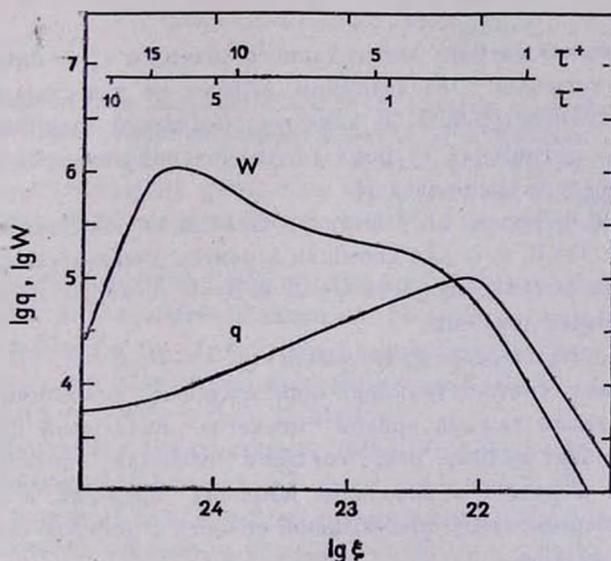


Рис. 2. Изменение с глубиной  $\xi$  величин  $q$  и  $W$  (эрг/см<sup>2</sup>с), а также величин  $\tau^-$  и  $\tau^+$ , представляющих собой соответственно оптические глубины до бальмеровского предела и после него.

ной  $\xi$  оптические глубины до бальмеровского предела и после него ( $\tau^-$  и  $\tau^+$  соответственно). В верхних слоях поглощение вызывается в основном атомами водорода, и поэтому величина  $\tau^+$  значительно превышает величину  $\tau^-$ . С ростом же глубины, а значит с уменьшением температуры, в поглощении становится преобладающей роль отрицательных ионов водорода, и величины  $\tau^-$  и  $\tau^+$  возрастают примерно одинаково быстро.

Результаты вычислений, представленные на рис. 1 и 2, относятся к случаю  $F(0) = 5 \cdot 10^{11} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{с}}$ , т. е. к сильной вспышке. Когда величина  $F(0)$  по порядку меньше этого значения, то вспышка должна быть слабой. В таком случае влияние диффузного излучения на температуру невелико.

4. *Излучение вспышки.* Зная распределение температуры и плотности в области вспышки, мы можем определить излучение вспышки в разных частотах.

Для интенсивности излучения вспышки в частоте  $\nu$ , выходящего наружу под углом  $\theta$  к нормали, имеем

$$I_{\nu}(\theta, \nu) = \int_0^{\tau_0^{\nu}} B_{\nu}(T) e^{-\tau_{\nu} \sec \theta} \sec \theta d\tau_{\nu}, \quad (18)$$

где  $\tau_{\nu}$  — оптическая глубина элементарного объема и  $\tau_0^{\nu}$  — оптическая толщина области вспышки. Обе величины заранее не известны и определялись вместе с температурой  $T$ . В качестве оптической толщины  $\tau_0^{\nu}$  условно принимается оптическая глубина  $\tau_{\nu}$ , на которой температура вспышки близка к температуре самой звезды.

С помощью формулы (18) были вычислены интенсивности излучения  $I_{\nu}$  для случая  $\theta = 0$ , т. е. для вспышки в центре диска звезды. Это позволило определить показатели цвета  $U-B$  и  $B-V$ , которые можно сравнить с наблюдательными данными.

На рис. 3 дана теоретическая диаграмма  $U-B$ ,  $B-V$ . На ней изображены три кривые, соответствующие определенным значениям пороговой энергии  $E_1$ , а вдоль каждой кривой меняется начальный поток энергии протонов  $F(0)$ . Мы видим, что, согласно расчетам, показатели цвета вспышек могут меняться в довольно широких пределах, а для сильных вспышек они сосредоточены в небольшой области с центром около  $U-B \approx -1$ ,  $B-V \approx 0.2$ .

Наблюдательные данные в общем подтверждают это теоретическое заключение. На рис. 3 разными значками отмечены средние значения показателей цвета  $U-B$ ,  $B-V$  в максимумах блеска сильных вспышек пяти наиболее активных вспыхивающих звезд, наблюдавшихся Т. Моффеттом [12] и П. Ф. Чугайновым [13]. Мы видим, что все они попадают в указанную выше небольшую область.

С физической точки зрения сгущение показателей цвета сильных вспышек в небольшой области может быть объяснено тем обстоятельством, что в таких вспышках далеко заходит процесс термализации (см. выше). Поэтому излучение сильных вспышек оказывается близким к планковско-

му излучению с температурой порядка 10 000 К. Нагревание плотного газа до более высоких температур потоком протонов не происходит вследствие быстрого охлаждения газа через излучение.

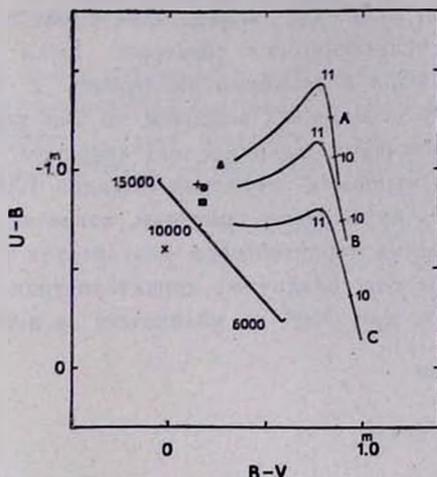


Рис. 3. Теоретическая диаграмма  $U-B$ ,  $B-V$  для ряда моделей вспышки. Кривые А, В, С соответствуют значениям энергии  $E_1 = 10,5$  и  $3$  МэВ при  $\gamma = 3$ . Вдоль кривых показаны значения  $\lg F(0)$ . Приведены также средние значения показателей цвета сильных вспышек UV Ceti (x), EV Lac (+), YZ CMi (●), AD Leo (▲) и CN Leo (■) в максимуме блеска по наблюдениям Моффетта (1974) и Чугайнова (1982).

Заметим, что расчеты, сделанные для различных значений показателя  $\gamma$ , приводят к аналогичным выводам. Например, теоретические цветовые треки в моделях с  $\gamma = 3, 4, 5$  при фиксированном  $E_1 = 5$  МэВ занимают примерно ту же область на диаграмме  $U-B$ ,  $B-V$ , что и теоретические треки при  $\gamma = 3$  и  $E_1 = 3, 5, 10$  МэВ.

При исследовании вспыхивающих звезд был обнаружен еще один важный факт, касающийся показателей цвета (получен в [2] и подтвержден в [13]). Он состоит в том, что с увеличением амплитуды вспышек величина  $B-V$  монотонно убывает, а величина  $U-B$  не показывает зависимости от амплитуды. Как следует из рис. 3, к такому же выводу приводит и теория.

Пользуясь формулой (18), мы можем определить не только величину  $I_\nu(0, 0)$ , как это было сделано выше, но и величину  $I_\nu(0, \theta)$ , т. е. интенсивность излучения вспышки, находящейся на любом угловом расстоянии  $\theta$  от центра диска звезды. Тем самым может быть найдено и изменение различных спектральных характеристик вспышки (показателей цвета, балмеровского скачка и др.) с возрастанием угла  $\theta$ . Очевидно, что для определения этих изменений необходимо особенно точно знать физические ус-

ловия в верхних слоях вспышки, так как с ростом  $\theta$  возрастает роль этих слоев в излучении, идущем к наблюдателю.

В заключение заметим, что в дальнейшем мы предполагаем решить задачу о свечении вспышки при одновременном нагревании атмосферы протонами и электронами. Ясно, что вклад электронов в нагрев определяется их начальным энергетическим спектром. Если при первоначальном «взрыве» образуются в основном электроны с энергиями порядка 10 КэВ, как и в случае солнечных вспышек, то они нагревают только поверхностные слои атмосферы. Если же при «взрыве» возникают также субрелятивистские электроны с энергиями порядка 100 КэВ и больше, то они, подобно рассмотренным выше протонам, нагревают и более глубокие слои. С целью сравнения теоретических результатов с наблюдательными данными будут определены различные характеристики излучения, идущего от вспышек (причем при учете их положения на диске звезды).

Крымская астрофизическая  
обсерватория  
Ленинградский государственный  
университет

## ON THE GAS HEATING IN STELLAR FLARES. I. THE HEATING BY PROTONS

V. P. GRININ, V. V. SOBOLEV

In the previous paper we led the arguments in favour of the fact, that an important role in producing the optical flares of UV Ceti-type stars can be played by high energetic protons ( $E \approx 10$  Mev). In the present paper the results of detailed calculations of the proton flares are given. At the initial proton power spectrum the temperature distribution in flares is calculated. The diffuse radiation of the flare was taken into account. The energy distribution in the flare spectra is found and theoretical two-colour diagrams  $U-B$ ,  $B-V$  are calculated. It is established, that theoretical dependences of the colour-indexes of flares versus their amplitude agree with the observational data.

### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Kodaira, In „Activity in Red-Dwarf Stars“, IAU Coll. № 71, Eds. P. B. Byrne, M. Rodono, D. Reidel Publ. Co., 1983, p. 561.
2. В. П. Гринин, В. В. Соболев, *Астрофизика*, 13, 587, 1977.
3. S. W. Mochnicki, H. Zirin, *Astrophys. J. Lett.*, 239, L27, 1986.
4. S. Kaler et al., *Astrophys. J.*, 252, 239, 1982.
5. П. Ф. Чукайнов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 65, 155, 1982.

5. *C. de Jager et al.*, *Astron. and Astrophys.*, 156, 95, 1986.
7. *В. П. Гримин, В. В. Соболев*, *Астрофизика*, 28, 355, 1988.
8. *G. H. J. Van den Oord*, *Astron. and Astrophys.*, 207, 101, 1988.
9. *V. P. Grinin, V. V. Sobolev*, In „Solar and Stellar Flares“, IAU Coll. 104, Eds. *B. M. Haish, M. Rodono*, *Catania Astrophys. Obs. Special Publication*, 1989, p. 297.
10. *F. Q. Orral, J. R. Zirker*, *Astrophys. J.*, 208, 618, 1976.
11. *В. В. Соболев*, *Курс теоретической астрофизики*, Наука, М., 1985.
12. *T. J. Moffett*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 29, 1, 1974.
13. *П. Ф. Чугайнов*, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 78, 53, 1987.

УДК: 524.316.2.022

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ЗВЕЗД-ГИГАНТОВ ПО ЖЕНЕВСКОЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ  
СИСТЕМЕ

Л. В. КОРОТИНА, А. В. ДРАГУНОВА, Н. С. КОМАРОВ

Поступила 22 августа 1989

Принята к печати 30 сентября 1989

Предложен метод определения фундаментальных характеристик звезд-гигантов поздних спектральных классов по фотометрии в Женевской системе путем использования для калибровки большого количества звезд-стандартов. Получен каталог  $T_{\text{эфф}}$ ,  $\lg g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  для 982 звезд-гигантов спектральных классов G 5 — K 5. Определены шкалы эффективных температур и ускорений силы тяжести. Получено распределение металличности по спектральным классам. Сделан вывод о возможном наличии двух возрастных групп среди гигантов диска.

В восьмидесятые годы особый интерес вызвала проблема эволюции содержания химических элементов, что и обусловило значительное развитие астрофизических наблюдений разнообразных объектов Галактики для определения их фундаментальных характеристик. Фундаментальные характеристики звезд можно определить двумя методами. Первый метод — это получение и анализ высокодисперсионных спектров. Этот метод применим только для ярких звезд, т. к. затраты времени на получение спектров и их обработку велики. Второй метод основан на анализе фотометрических наблюдений с помощью калибровок, полученных по надежно определенным данным. С помощью этого метода можно получить характеристики большого числа слабых звезд.

Все определения фундаментальных характеристик звезд, полученные по фотометрии, страдают одним недостатком — калибровка фотометрических индексов проводилась по малому количеству объектов. Поэтому целью настоящей работы является получение фундаментальных характеристик звезд по Женевской фотометрической системе, используя для калибровки большое количество звезд-стандартов Одесской астрономической обсерватории.

Семицветная система  $UB_1BB_2VV_1G$  была осуществлена в 1963 г. в женеvской обсерватории Голэ. Она состоит из трех широкополосных величин с кривыми реакции, близкими к  $UBV$ , и четырех среднеполосных, ширины которых в два раза меньше, чем у величин  $B$  и  $V$ . Средние длины волн для каждого фильтра приведены в табл. 1.

Таблица 1

СРЕДНИЕ ДЛИНЫ ВОЛН (в А) ФИЛЬТРОВ  
ЖЕНЕВСКОЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ  
СИСТЕМЫ

$U$	$B_1$	$B$	$B_2$	$V_1$	$V$	$G$
3456	4024	4245	4480	5400	5500	5805

Для исследований в нашем распоряжении был каталог Руфенер [1], содержащий 13500 звезд всех спектральных классов и светимостей. Звезды выбирались непокрасневшие, по нормальному показателю цвета  $B_2-V_1$ , определенному Голэ [2].

На галактических широтах  $b < \pm 25^\circ$  выбирались звезды с известными классами светимости, а на более высоких широтах класс светимости определялся, если он не был указан в каталоге, по диаграммам  $d/B_2-V_1$ ,  $\Delta/B_2-V_1$ ,  $\Delta/d$ , которые были построены для звезд с известными классами светимости.

$$d = (U - B_1) - 1.430 (B_1 - B_2),$$

$$\Delta = (U - B_2) - 0.832 (B_2 - G).$$

На всех трех диаграммах карлики уверенно отделяются от гигантов, а яркие гиганты и сверхгиганты исключались по показателю цвета  $B_2-V_1$  и известному спектральному классу.

Звезды для калибровки (170 звезд) были отобраны из каталога Мотрича [3], который является оригинальным исследованием. Предпочтение каталогу [3] было отдано из-за того, что он является однородным, наиболее обширным и в нем присутствуют все три интересующие нас величины  $T_{\text{эфф}}$ ,  $\lg g$ , и  $[Fe/H]$ . Для определения фундаментальных характеристик красных гигантов в [3] были использованы спектрофотометрические наблюдения АО ОГУ [4] и данные распределений энергии из каталогов Глушневой и др. [5], Харитоновой и др. [6], приведенные к единому стандарту  $\alpha$  Луг. Калибровка индекса металличности в [3] выполнена по определениям  $[Fe/H]$  из высокодисперсионных наблюдений Мишениной [7], Мишениной, Мотрича, Комарова [8], Хельфера, Валлерштейна, Конти [9, 10], приведенных в одну систему. Калибровка температурного индекса проводилась по прямым определениям Риджвея [11] и данным каталога

Керель [12], индекса ускорения силы тяжести—по данным каталога [12]. Затем нами были построены разнообразные зависимости между показателями цвета [1] и фундаментальными характеристиками звезд [3] и выбраны наилучшие.

Зависимость показателя цвета  $B_2-G$  от эффективной температуры была аппроксимирована параболой:

$$\theta_{\text{эфф}} = 0.261 (B_2 - G)^2 + 0.00817 (B_2 - G) + 0.967, \quad (1)$$

$$\theta_{\text{эфф}} = \frac{5040}{T_{\text{эфф}}}, \quad \tau = \pm 125 \text{ К.}$$

Показатель цвета  $V_1-G$  является индикатором ускорения силы тяжести:

$$\lg g = -6.204 (V_1 - G) + 1.277, \quad \sigma = \pm 0.25 \text{ dex.} \quad (2)$$

Для определения металличности использована диаграмма  $m_2/\theta_{\text{эфф}}$ , где  $m_2$  — основной параметр Женевской системы, приведенный в каталоге [1],

$$m_2 = (B_1 - B_2) - 0.457 (B_2 - V_1). \quad (3)$$

Звезды с солнечным химсоставом из каталога [3] образуют на диаграмме  $m_2/\theta_{\text{эфф}}$  последовательность

$$m_2 = -2.85 \theta_{\text{эфф}}^2 + 7.63 \theta_{\text{эфф}} - 4.93. \quad (4)$$

Отклонения  $\Delta m_2$  индивидуальных значений  $m_2$  от кривой нормального химсостава коррелируют с  $[\text{Fe}/\text{H}]$ :

$$[\text{Fe}/\text{H}] = 2.78 \Delta m_2 + 0.01, \quad \sigma = \pm 0.12 \text{ dex.} \quad (5)$$

Следующим этапом работы было нахождение зависимостей вида

$$\Delta \theta_{\text{эфф}} / \lg g, \quad \Delta \theta_{\text{эфф}} / [\text{Fe}/\text{H}], \quad \Delta \lg g / \theta_{\text{эфф}} \text{ и т. д.}$$

Было обнаружено, что существует зависимость

$$\Delta \theta_{\text{эфф}} = -0.013 - 0.110 [\text{Fe}/\text{H}], \quad (6)$$

и эта поправка была внесена в определение эффективной температуры. Затем определялась  $[\text{Fe}/\text{H}]$  во втором приближении.

Также была исследована связь новых фундаментальных характеристик с данными, полученными другими авторами.

$[\text{Fe}/\text{H}]$  сравнивалось с данными из каталогов: [13],  $\sigma = \pm 0.12 \text{ dex}$ , [14],  $\sigma = \pm 0.16 \text{ dex}$ , [15],  $\sigma = \pm 0.12 \text{ dex}$ . Для [15] обнаружена систематическая зависимость

$$[\text{Fe}/\text{H}]_{[15]} = -0.384 [\text{Fe}/\text{H}]_{[16]}^2 + 0.963 [\text{Fe}/\text{H}]_{[16]} + 0.141. \quad (7)$$

Для [13] и [14] систематической зависимости нет. На рис. 1 приведено графическое сравнение полученных нами значений  $[\text{Fe}/\text{H}]$  с дан-

ными каталогов [13] — рис. 1а, [14] — рис. 1б, [15] — рис. 1с. При сравнении каталогов [14] и [16] из [14] были отобраны общие с [16] звезды с  $[Fe/H] > -0.5$  dex.  $T_{эфф}$  сравнивалась с данными из каталогов [15] (рис. 2а) и [17] (рис. 2б). В обоих случаях имеется систематическое различие, которое можно объяснить расхождениями в шкалах эффективных температур.

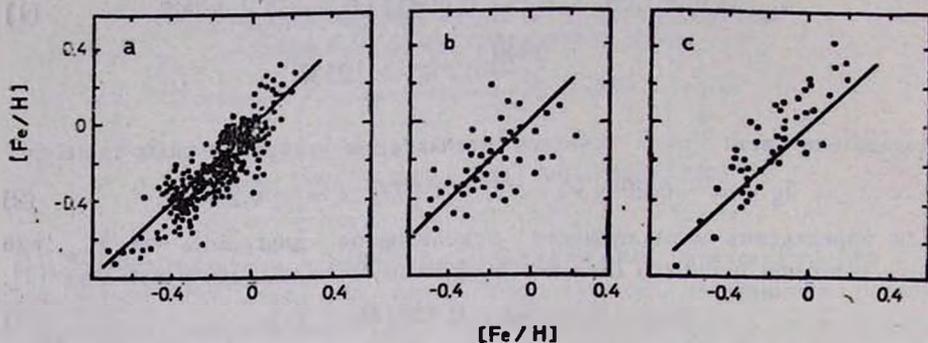


Рис. 1. Сравнение полученных  $[Fe/H]$  с данными: а — [13], б — [14], с — [15].

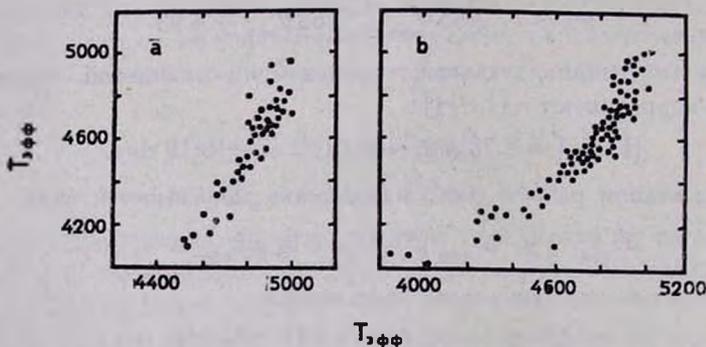


Рис. 2. Сравнение полученных  $T_{эфф}$  с данными: а — [15], б — [17].

$$T_{эфф[15]} = -2890 + 1.55 T_{эфф[16]}, \quad \sigma = \pm 120 \text{ K}; \quad (8)$$

$$T_{эфф[17]} = 8.16 \cdot 10^{-4} T_{эфф[16]}^2 - 6.47 T_{эфф[16]} + 16931, \quad \sigma = \pm 70 \text{ K}, \quad (9)$$

$\lg g$  сравнивался с данными тех же каталогов, что и  $T_{эфф}$  (рис. 3а, б). При сравнении с [15]  $\sigma = \pm 0.20$  dex для прямой, идущей под углом  $45^\circ$  через начало координат.

При сравнении с [17] обнаружена зависимость

$$\lg g_{[17]} = 0.518 + 0.938 \lg g_{[16]}, \quad \sigma = \pm 0.19 \text{ dex}. \quad (10)$$

В результате проведенной работы был получен каталог фундаментальных характеристик звезд-гигантов спектральных классов G и K (982 звезды) и сделан вывод, что по фотометрии в Женевской системе можно определять фундаментальные характеристики звезд-гигантов подобных спектральных классов, если для калибровки взять большое количество звезд с характеристиками, определенными в однородной системе по единой методике, с точностью для  $T_{\text{эфф}} \pm 150$  K, для  $\lg g \pm 0.2$  dex, для  $[\text{Fe}/\text{H}] \pm 0.15$  dex.

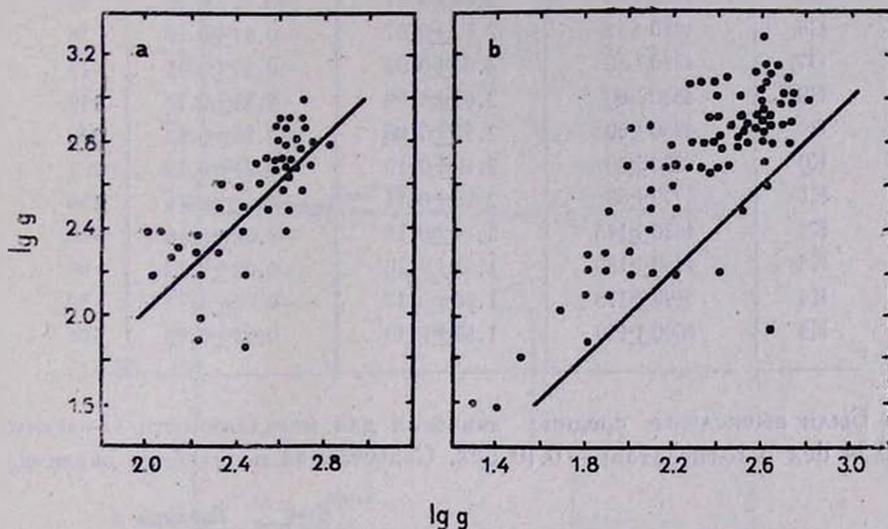


Рис. 3. Сравнение полученных  $\lg g$  с данными: а — [15], б — [17].

В результате исследования каталога [16] были определены шкалы  $T_{\text{эфф}}$ ,  $\lg g$  и вычислены значения средней металличности для каждого спектрального класса. Они приведены в табл. 2, где  $N$  означает количество звезд данного спектрального класса в каталоге [16]. Сопоставление полученной нами шкалы эффективных температур с установленными ранее шкалами приведено в табл. 3, где наша шкала принята за единицу. Первый столбец — шкала Густафссона [18], второй — Комарова [19], 3 — Бом-Витензе [20], 4 — Де Ягера [21], 5 — Риджвея [11], 6 — Винга [22], 7 — Виллиамса [23], 8 — Леджета [24].

На рис. 4 приведено общее распределение звезд по металличности (а) и отдельно — распределение по металличности G-гигантов (б) и K-гигантов (с).

Распределение G-гигантов практически обрывается у значения  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ , а распределение K-гигантов продолжается до  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.3$ .

В сторону дефицита металлов оба распределения продолжают до  $[Fe/H] = -0.5$  dex.

Таблица 2

ШКАЛЫ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУР, УСКОРЕНИЙ СИЛЫ  
ТЯЖЕСТИ И ЗНАЧЕНИЯ СРЕДНИХ МЕТАЛЛИЧНОСТЕЙ

Sp	$T_{эфф}$	$\lg g$	$\langle [Fe/H] \rangle$	N
G5	4930 $\pm$ 45	2.76 $\pm$ 0.07	-0.43 $\pm$ 0.12	21
G6	4910 $\pm$ 65	2.69 $\pm$ 0.07	-0.37 $\pm$ 0.19	16
G7	4890 $\pm$ 50	2.64 $\pm$ 0.09	-0.32 $\pm$ 0.13	15
G8	4880 $\pm$ 60	2.62 $\pm$ 0.09	-0.33 $\pm$ 0.13	119
G9	4880 $\pm$ 60	2.57 $\pm$ 0.08	-0.23 $\pm$ 0.12	252
K0	4830 $\pm$ 80	2.49 $\pm$ 0.12	-0.22 $\pm$ 0.13	289
K1	4770 $\pm$ 80	2.36 $\pm$ 0.11	-0.12 $\pm$ 0.11	100
K2	4630 $\pm$ 145	2.14 $\pm$ 0.15	-0.05 $\pm$ 0.16	112
K3	4450 $\pm$ 180	1.93 $\pm$ 0.12	-0.02 $\pm$ 0.12	95
K4	4190 $\pm$ 175	1.68 $\pm$ 0.17	-0.02 $\pm$ 0.15	59
K5	4000 $\pm$ 150	1.50 $\pm$ 0.13	0.02 $\pm$ 0.08	106

Были вычислены средние значения для металличности G-гигантов:  $-0.34$  dex и K-гигантов:  $-0.10$  dex. Сопоставляя полученное различие в

Таблица 3

Sp	1	2	3	4	5	6	7	8
G5	0.99		1.03	1.03			1.06	
G6				1.02				
G8	0.98				1.01			1.02
G9					0.99			0.99
K0	0.95	1.00	0.99	0.97	0.97	1.03	0.99	1.00
K1	0.94	0.95	0.96		0.96	1.00		
K2	0.94	0.93	0.93	0.96	0.97	0.99	0.97	0.93
K3	0.92	0.92	0.94	0.94	1.00	0.98		
K4	0.94	0.95	0.94	0.94	0.98	1.00	1.01	
K5		0.99	0.94		0.98			0.99

средней металличности гигантов диска поздних спектральных классов с погрешностью в определении  $[Fe/H]$  0.15 dex, можно сделать вывод, что существует реальное различие средней металличности G и K-гигантов.

Рассмотрим обнаруженную нами при исследовании каталога [16] зависимость средней металличности от температуры, изображенную на рис. 5. Здесь следует отметить, что рис. 5 не является отражением табл. 2. В табл. 2 приведены средние значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и металличности для каждого спектрального класса. Для построения рис. 5 средняя металличность определялась для звезд одинако-

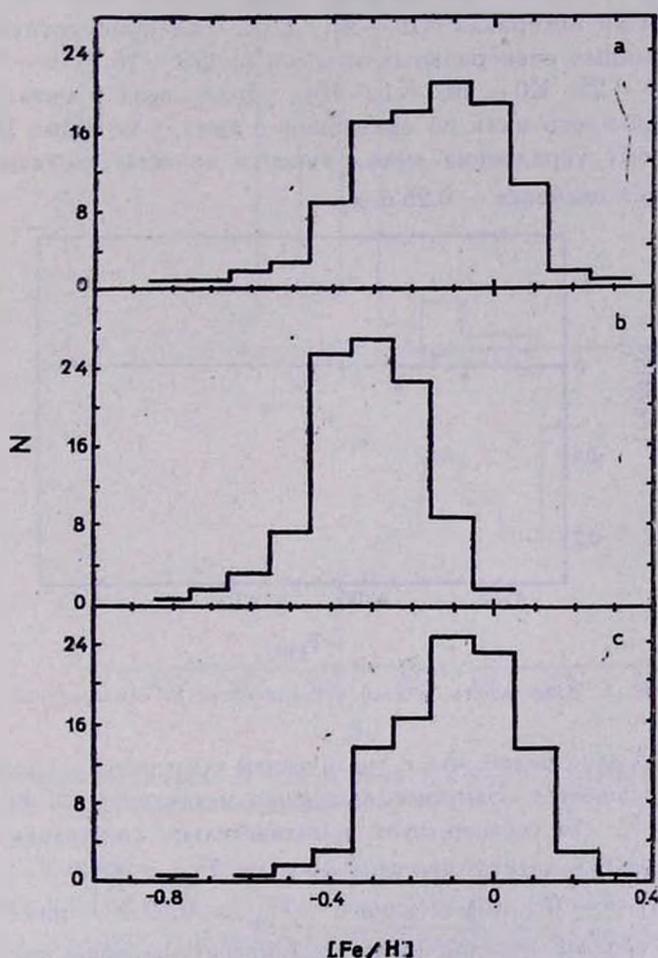


Рис. 4. Распределение звезд по металличности: а — общее, б — G-гигантов, с — K-гигантов. Площадь под кривой равна 100.

вой температуры. Средние  $T_{\text{эфф}}$  для каждого подкласса из интервала G5 — G9 оказались близкими к значению 4900 К в пределах ошибок. Это связано, отчасти, с неточностью спектральной классификации и с тем, что доля высокотемпературных звезд ( $T_{\text{эфф}} > 5000$  К) в нашем каталоге из

интервала G5—G7 ограничена самим методом калибровки, т. к. аппроксимация параболой (см. формулу (1)) пригодна для звезд с показателем цвета ( $B_2-G$ )  $> 0.3$ , и средняя  $T_{\text{эфф}}$  для звезд G5—G7 должна быть выше. В связи с этим далее анализировалась средняя металличность для конкретной температуры, а не спектрального подкласса. При вычислении средней металличности для звезд с  $T_{\text{эфф}} \sim 4900$  К (рис. 5) были выбраны звезды из интервала G5—K1, т. к. они присутствуют в каждом из указанных спектральных классов (в G5—16, G6—9, G7—7, G8—58, G9—25, K0—60, K1—10). Доля звезд с металличностью порядка  $-0.4$  здесь мала по сравнению с теми, у которых  $[Fe/H] \sim -0.2$ , поэтому усреднение металличности по всем звездам с  $T_{\text{эфф}} \sim 4900$  К дает значение  $-0.25$  dex.

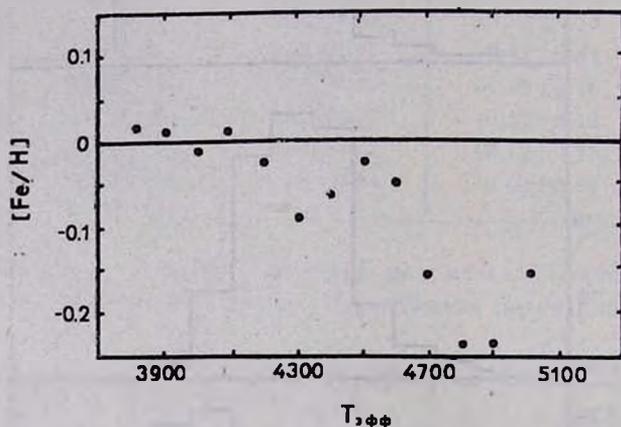


Рис. 5. Зависимость средней металличности от температуры.

На рис. 5 ясно видно, что с увеличением температуры средняя металличность уменьшается. Заметное изменение металличности происходит в районе 4600 К, что соответствует приблизительно спектральному классу K2. Еще можно заметить, что все точки с  $T_{\text{эфф}} < 4600$  К лежат выше линии  $[Fe/H] = -0.1$ , а все точки с  $T_{\text{эфф}} > 4600$  К — ниже. Подобная зависимость средней металличности от температуры обнаружена для выборок звезд из разных каталогов как для гигантов [25], так и для карликов [26] и ее достоверность не вызывает сомнения. Наша зависимость в районе спектральных классов K4—K5 несколько отличается от зависимости, приведенной в [25]. Это связано, видимо, с тем, что из-за неточности спектральной классификации в этом районе нами как покрасневшие были отброшены и некоторые непокрасневшие, но с дефицитом металлов звезды.

Такой характер связи средней металличности с температурой согласуется с гипотезой о существовании двух групп звезд со скачком металличности между ними. Для карликов эту гипотезу подтверждают гистограммы распределения их по металличности\*. Они показывают провал в районе

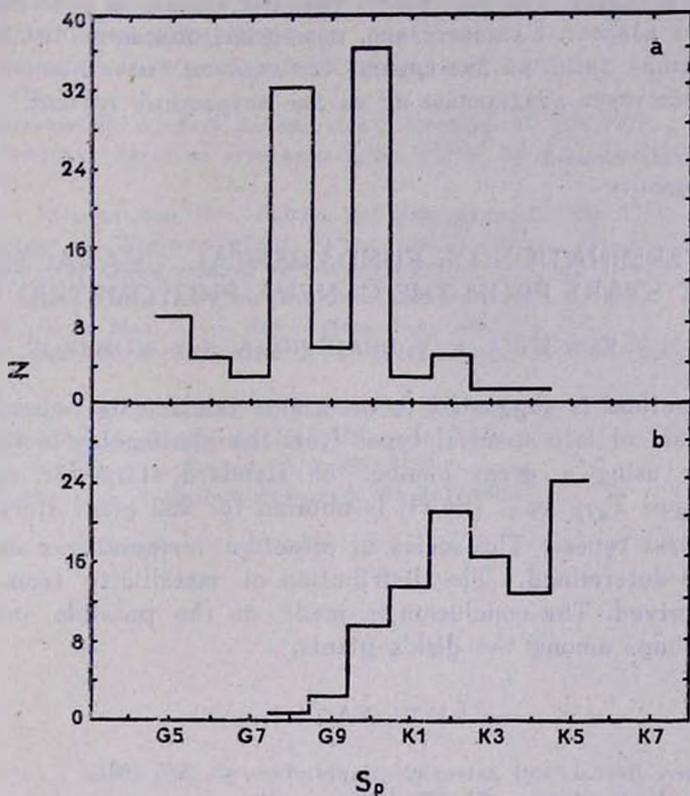


Рис. 6. Распределение звезд по спектральным классам: а — с  $[Fe/H] < -0.3$ , б — с  $-0.1 < [Fe/H] < 0.1$ . Площадь под кривой равна 100.

$[Fe/H] = -0.1$  [27]. Гистограммы распределения по металличности гигантов диска (в том числе и наша — см. рис. 4а), за исключением гистограмм звезд северного и южного полюса Галактики, не показывают провала в области  $[Fe/H] = -0.1$  [28]. Но, построив гистограмму распределения звезд-гигантов из каталога [16] по спектральным классам с  $[Fe/H] < -0.3$  (рис. 6а) и  $-0.1 < [Fe/H] < 0.1$  (рис. 6б), видим, что мало-металлические гиганты сосредоточены в более ранних спектральных клас-

\* Эти гистограммы, как и полученные для гигантов в [28], основаны на анализе фотометрических данных.

сах, а звезды с нормальным химическим составом — в более поздних, т. е. рис. 6 может также подтвердить наличие среди гигантов диска двух групп с разной средней металличностью. Определение средней металличности звезд-гигантов, принадлежащих рассеянным скоплениям и динамическим группам, показывает, что содержание тяжелых элементов у гигантов диска отражает их возраст. Следовательно, можно предположить что разделение звезд-гигантов диска на две группы со скачком металличности между ними соответствует разделению их на две возрастные группы.

Одесский государственный  
университет

## THE DETERMINATION OF FUNDAMENTAL CHARACTERISTICS OF GIANT STARS FROM THE GENEVA PHOTOMETRIC SYSTEM

L. V. KOROTINA, A. V. DRAGUNOVA, N. S. KOMAROV

The method is suggested to determine fundamental characteristics of giant stars of late spectral types from the photometry in the Geneva system by using a great number of standard stars for calibration. The catalogue  $T_{eff}$ ,  $\lg g$ ,  $[Fe/H]$  is obtained for 982 giant stars of G5—K5 spectral types. The scales of effective temperatures and surface gravity are determined. The distribution of metallicity from spectral types is derived. The conclusion is made on the possible presence of two age groups among the disk's giants.

### ЛИТЕРАТУРА

1. F. Rufener, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 45, 207, 1981.
2. M. Golay, *Vistas Astron.*, 24, 141, 1980.
3. В. Д. Могрич, Каталог фундаментальных характеристик звезд поздних спектральных классов (Деп. 11. 08. 88 в УкрНИИИИТИ, № 1926 Ук-88).
4. Н. С. Комаров, В. А. Повизун, С. И. Белик и др, Спектрофотометрия звезд в диапазоне  $\lambda\lambda$  550—900 нм., Наукова думка, Киев, 1983.
5. И. В. Волошина, И. Н. Глушчева, В. Т. Дорошенко и др. Спектрофотометрия ярких звезд, Наука, М., 1982.
6. А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, Л. Н. Князева, Сводный спектрофотометрический каталог звезд, Наука, Алма-Ата, 1978.
7. Т. В. Мишенина, Канд. диссертация, Одесса, 1985.
8. Н. С. Комаров, Т. В. Мишенина, В. Д. Могрич, *Астрон. ж.*, 62, 740, 1985.
9. H. L. Helfer, G. Wallerstein, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 9, 81, 1964.
10. G. Wallerstein, P. Conti, *Astrophys. J.*, 140, 835, 1964.
11. S. T. Ridgway, R. R. Joyce, *Astrophys. J.*, 235, 126, 1980.
12. C. de Strobel, C. Bentolila, B. Hauck, A. Dygnennay, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 59, 145, 1985.

13. *L. Hansen, P. Kjaergaard*, *Astron. and Astrophys.*, 15, 123, 1971.
14. *W. I. Hartkopf, K. M. Yoss*, *Astron. J.*, 87, 1679, 1982.
15. *B. Gustafsson, P. Kjaergaard, P. Andersen*, *Astron. and Astrophys.*, 34, 99 1974.
16. *Л. В. Коротина, А. В. Драгунова, Н. С. Комаров*, Каталог фундаментальных характеристик 980 звезд-гигантов поздних спектральных классов, (Деп. 18, 08. 88 в УкрНИИНТИ, № 2037 Ук-88).
17. *M. E. Rego, P. M. Williams, D. W. Peat*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 160, 129, 1972.
18. *B. Gustafsson, R. A. Bell*, *Astron. and Astrophys.*, 74, 313, 1979.
19. *Н. С. Комаров*, «Звездные атмосферы» (Деп. 14. 04. 87 в УкрНИИНТИ, № 1230 Ук-87).
20. *E. Böhm—Vltense*, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 19, 295, 1981.
21. *C. De Jager, H. Nieuwenhutzen*, *Astron. and Astrophys.*, 177, 217, 1987.
22. *R. E. Wing, B. Gustafsson, K. Erickson*, *Calibration Fund. Stellar Quant. Proc.* 111th Symp., Como, May 24—29, 1984, Dordrecht. 1985, p. 571.
23. *P. M. Williams*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 153, 171, 1971.
24. *S. K. Leggett, C. M. Mounteln, M. I. Selly*, *Astron. and Astrophys.*, 159, 217, 1986.
25. *В. А. Марсаков, А. А. Сучков*, *Астрон. ж.*, 62, 687, 1985.
26. *В. А. Марсаков, А. А. Сучков, Ю. Г. Шевелев*, *Астрон. ж.*, 61, 463, 1984.
27. *А. А. Сучков*, *Письма в Астрон. ж.*, 6, 632, 1980.
28. *В. А. Марсаков, А. А. Сучков*, *Астрон. ж.*, 62, 847, 1985.

УДК: 524.354.4—337

## ОТКЛОНЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ДИПОЛЬНОГО В МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ПУЛЬСАРОВ

И. Ф. МАЛОВ, С. А. СУЛЕЙМАНОВА

Поступила 9 августа 1988

Принята к печати 4 ноября 1988

Для ряда пульсаров в диапазоне 60—8700 МГц обнаружено заметное изменение с частотой максимальной производной позиционного угла плоскости поляризации в среднем профиле  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$ . В рамках модели «полого конуса» это означает нарушение дипольной структуры магнитного поля в меридиональной плоскости этих пульсаров.

1. *Введение.* В настоящее время при описании пульсаров считается общепринятой модель полого конуса, в которой наблюдаемое радиоизлучение связывают с излучением релятивистских электронов и позитронов, движущихся по искривленным силовым линиям дипольного магнитного поля, — излучением кривизны [1—3]. В этой модели электрический вектор волны расположен в плоскости магнитной силовой линии, и изменение позиционного угла  $\psi$  плоскости линейной поляризации вызывается прохождением различных силовых линий через луч зрения наблюдателя вследствие вращения пульсара [4] и описывается выражением:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \beta \sin \varphi}{\sin \zeta \cos \beta - \cos \zeta \sin \beta \cos \varphi}, \quad (1)$$

где  $\beta$  и  $\zeta$  — углы, образованные осью вращения с осью магнитного диполя и с направлением на наблюдателя, соответственно;  $\varphi$  — долгота наблюдаемой точки импульса.

Скорость изменения позиционного угла оказывается максимальной при прохождении меридиана магнитного полюса ( $\varphi = 0$ ):

$$\left( \frac{d\psi}{d\varphi} \right)_M = \frac{\sin^2 \beta}{\sin(\zeta - \beta)}. \quad (2)$$

Таким образом, по характеру изменения угла  $\psi$  можно судить об особенностях геометрии магнитного поля в области генерации излучения.

Если магнитное поле дипольно, то ось конуса излучения — прямая линия, и, как следует из соотношений (1) и (2), скорость изменения позиционного угла вдоль импульса не зависит от того, на каком уровне в магнитосфере пульсара генерируется излучение. В рамках модели полого конуса в предположении о генерации более высоких частот ближе к поверхности нейтронной звезды [5] это означает, что  $\left(\frac{d\psi}{d\varphi}\right)_M$  не должно зависеть от частоты.

Сравнение данных о ходе позиционного угла вдоль среднего профиля на частотах 410 и 1665 МГц проведено в работе [6]. Был сделан вывод о том, что для выборки, состоящей из 7 пульсаров, заметных отличий этого параметра на двух частотах нет (если не считать PSR 0329+54). Однако позднее в работе [7] было показано, что на частоте 2700 МГц значения

$\left.\frac{d\psi}{d\varphi}\right|_M$  для выборки из 17 пульсаров, в среднем, меньше, чем на 1700 МГц.

В последние годы опубликован ряд работ, в которых обсуждаются наблюдательные эффекты, связанные с отличием структуры магнитного поля от дипольной. В работах [8—9] сообщается об обнаружении эффекта сверхдисперсионного запаздывания (СДЗ) прихода импульсов на низких частотах, что интерпретируется как отклонение магнитного поля от дипольного в экваториальной плоскости вследствие вращения пульсара. Предполагается, что наиболее заметным эффектом СДЗ будет на тех частотах, которые генерируются вблизи светового цилиндра.

Еще одно проявление отличия структуры магнитного поля от дипольной (в экваториальной плоскости), но уже вблизи поверхности нейтронной звезды, описано в работе [10]. Оно выражается в искажении формы и времени прихода импульсов на самых высоких частотах ( $\geq 10$  ГГц). На промежуточных частотах (100—1000 МГц) самым доступным инструментом проверки дипольности магнитного поля пульсаров остается анализ поведения позиционного угла в среднем импульсе в зависимости от частоты. В настоящее время опубликовано большое количество новых поляризационных данных. Ниже проводится анализ этих данных с целью оценки искажения дипольной структуры магнитного поля на умеренных расстояниях от поверхности нейтронной звезды.

2. *Наблюдательные данные о ходе позиционного угла в среднем профиле.* Из пульсаров, для которых известны данные поляризационных измерений [6, 11—20], мы выбрали объекты с монотонным изменением позиционного угла на трех и более частотах. Измеренные нами величины

$\left.\frac{d\psi}{d\varphi}\right|_M$  приведены в табл. 1 и 2. Поскольку направление вращения

нейтронной звезды мы не знаем (может быть  $d\varphi > 0$  и  $d\varphi < 0$ ), таблицы содержат только абсолютные значения производных  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$ . Из табл. 1 видно, что у ряда пульсаров значение  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  в пределах ошибок не зависит от частоты. Наиболее отчетливо эту независимость

Таблица 1

ПУЛЬСАРЫ, У КОТОРЫХ НЕТ ИЗМЕНЕНИЙ  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  С ЧАСТОТОЙ

№	PSR	60	103	150	240	400	610	1404	1612	2295	8700
			113	170	270	430	640	1420	1709	2700	
1	0031—07	0.7	0.7	0.7	{0.8  0.6	0.8			<1.6		
2	0355+54								1.2	2.2	1.9
3	0540+23					1.0			2.2	1.5	3.0
4	0611+22					2.9			3.4	3.7	
5	0628—28	3.8	4.1	{3.3  3.4	3.5	3.2	3.5		3.7	3.3	
6	0943+10	2.1	2.5			2.5					
7	0950+08	1.9	2.9	{1.6  2.1	2.1	1.6	2.2	1.7		2.0	
8	1451—68			0		3			0		
9	1541+09		0.4			0			0		
10	1929+10			1.5	1.0	{2.4  1.3			{1.4  1.5	1.5	1.2
11	2021+51					4.0			{3.4  3.3	4.2	4.7
12	2327—20			40	40		40				

демонстрируют пульсары PSR 0031 — 07, 0628 — 28 и 0950 + 08. В табл. 2 даны объекты, для которых обнаружены изменения производной позиционного угла с частотой. У пульсаров PSR 1133+16, 1747—46 и 2217 + 47 эти изменения ярко выражены. Для иллюстрации двух типов поведения параметра  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  в зависимости от частоты можно привести данные для PSR 0628—28 и PSR 1747—46 (рис. 1). Следует отметить, что такое же  $\Lambda$ -образное изменение, как у PSR 1747—46, наблюдается у PSR 1133 + 16 (и, возможно, еще у двух пульсаров—см. табл. 2). Для других пульсаров этой группы величина  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  может с частотой либо увеличиваться (+), либо уменьшаться (-).

ПУЛЬСАРЫ, У КОТОРЫХ

№	PSR	60	103	150	240	400,
			113	170	270	430
1	0301+19				12.6	16.7
2	0525+21					{33 30
3	0740-28				2.4	
4	0823+26	6.5			11.1	{ 7.5 10.0
5	0833-45					1.7
6	0835-41				6.6	13.7
7	0919+06		2.8			4.3
8	1133+16	5.6	9.0	{7.7 9.0	8.5 10.7	10.0
9	1449-64			0	2.3	2.3
10	1508+55					{18.6 18.1
11	1642-03		5.5	9.0	4.7	3.8
12	1727-47				8.3	
13	1747-46			6.9	14.6	30.0
14	2045-16			42	30	31
15	2217+47 j		0.5			

## ЗАВИСИТ ОТ ЧАСТОТЫ

610 640	1404 1420	1665 1720	2650 2700	8700	Примечания
		11.8 27	11.5 21		+,- -
3.0		{9.2 6.0	6.5	4.7	+,-
8.6	10.7	21.6	21.0		+
4.3		{7.5 6.3			+
		20.4			+
	4.9				+
9.2	9.2	{7.0 6.8 7.5	{5.5 6.4		+,-
3.3		4.0			+
		{12.8 12.7	11.0		-
4.3		3.5*			Изменение знака
19.5		22.0			+
21.0		8.0			+,-
21		{25 28 22	18		-
		10.3	17.5		+

И. Ф. МАЛОВ, С. А. СУЛЕЙМАНОВА

У ряда пульсаров происходит, по-видимому, изменение не только величины производной  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$ , но и ее знака. В качестве примера можно привести пульсары 1642—03 (1720 МГц [20]), 1749—28 (170 МГц [11, 15]), 1911—04 (170 МГц [15]) и 1919+21 (60 и 1612 МГц [12, 20]). Этот вывод следует считать предварительным, поскольку поляризация у этих пульсаров слабая, и измерения позиционного угла проведены с большими ошибками. Наиболее надежны данные для пульсара PSR 1642—03.

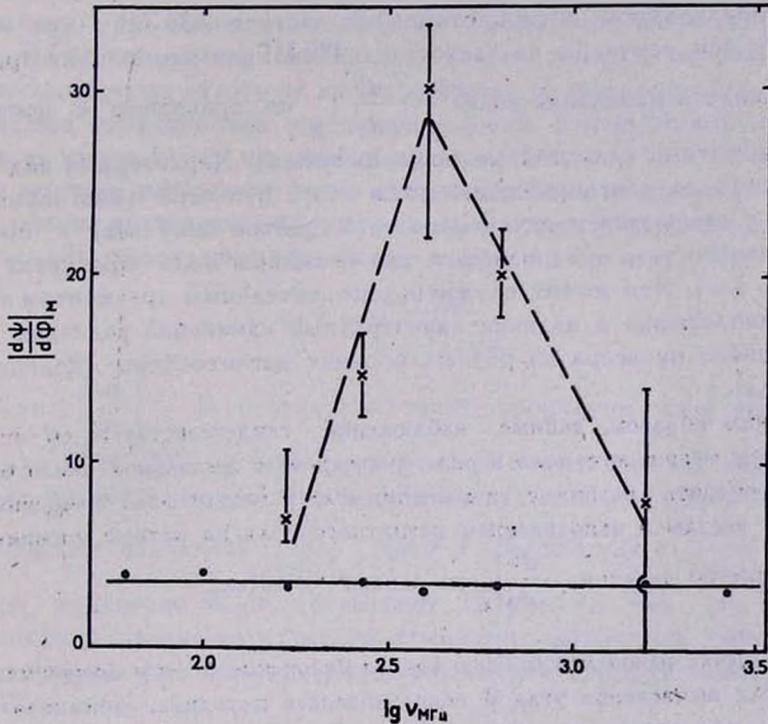


Рис. 1 Зависимость  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  от частоты для PSR 1747—46 (крестики, пунктир, указаны максимальные ошибки измерений) и PSR 0628—28 (точки, сплошная линия).

Измеренные значения  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  для этого пульсара приведены в табл. 2. Изменение знака производной происходит на частоте 1720 МГц (отмечено звездочкой).

Если этот эффект подтвердится, он будет свидетельствовать о том, что на одних уровнях луч зрения ближе к оси вращения, чем ось конуса

излучения ( $\zeta - \beta < 0$ ), на других—дальше от нее ( $\zeta - \beta > 0$ ). Следствием этого будет резкое увеличение абсолютного значения  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  на той частоте, которая генерируется в области, соответствующей  $\beta = \zeta$ . Для PSR 1642—03 такое увеличение должно наблюдаться на частотах  $640 \text{ МГц} < \nu < 1700 \text{ МГц}$ . Вероятно, именно этот эффект обнаруживается у PSR 1237+25 [21]: для аномальной моды его среднего импульса  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M = 39$  на частоте  $1700 \text{ МГц}$  и  $78$  на  $430 \text{ МГц}$ . В свете предлагаемой интерпретации на частоте  $430 \text{ МГц}$  луч зрения ближе к оси конуса, а на частотах  $< 430 \text{ МГц}$  у этого пульсара следует ожидать изменения знака у  $\left( \frac{d\psi}{d\varphi} \right)_M$  по сравнению с приведенными частотами (для той же моды импульса). Характерный вид среднего импульса для нормальной моды этого пульсара (многокомпонентность с уменьшением интенсивности в центре импульса) и профиль позиционного угла предполагают, что указанная мода образуется в области с  $\beta \approx \zeta$ . Это может служить дополнительным аргументом в пользу предположения о наличии значительных изменений величины ( $\zeta - \beta$ ) для данного пульсара на разных уровнях магнитосферы (недипольности поля).

Таким образом, данные наблюдений свидетельствуют об отличии структуры магнитного поля в ряде пульсаров от дипольной. Было бы интересно оценить величину изменений угла  $\beta$  между осью вращения нейтронной звезды и направлением магнитного поля на разных уровнях магнитосферы по величине  $\frac{d\psi}{d\varphi} \Big|_M$  на разных частотах.

3. *Оценки углов между осью конуса излучения и осью вращения пульсара.* Для вычисления угла  $\beta$  использовалась методика, описанная в работе [7], где вместе с уравнением (2) записывались соотношения:

$$\cos \theta = \cos \beta \cos \zeta + \cos W \sin \beta \sin \zeta, \quad (3)$$

$$\lg \theta = \lg a - b \lg P. \quad (4)$$

Здесь  $\theta$ —угловая ширина конуса излучения,  $W$ —наблюдаемая ширина профиля по уровню  $10\%$ ,  $a$  и  $b$ —постоянные, определяемые вписыванием в массив  $\lg W (\lg P)$  прямой по методу наименьших квадратов.

Решение уравнений (2)—(4) дает значения углов  $\beta$  и  $\zeta$  на разных частотах. Если угол  $\beta$  не зависит от частоты, то ось конуса излучения в областях генерации соответствующих частот является прямой линией и маг-

нитное поле можно считать дипольным. Если же поле уклоняется от дипольного,  $\beta$  будет зависеть от частоты.

Результаты вычислений с применением своего соотношения (4) для  $\Theta(P)$  на каждой частоте показывают, что угол  $\beta$  в объектах с сильными

изменениями  $\left. \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  также заметно отличается на разных частотах. Од-

нако при этом изменяется и вычисленный угол  $\zeta$ . Поскольку луч зрения фиксирован относительно оси вращения пульсара, реальный угол  $\zeta$  не должен зависеть от частоты. Описанный метод дает неверный результат, по-видимому, из-за того, что на разных частотах при получении зависимости  $\Theta(P)$  использованы выборки из разного числа пульсаров, причем значительная часть пульсаров в этих выборках не совпадает. Для устранения такого несоответствия можно использовать рассмотренный метод на одной из частот (здесь мы произвольно взяли частоту 1700 МГц, на которой известно наибольшее число поляризационных измерений), а затем, зафиксировав вычисленное на этой частоте значение  $\zeta$ , находить  $\beta$  из соотношения (2), которое можно переписать в виде:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{C \sin \zeta}{1 + C \cos \zeta}, \quad (5)$$

где  $C = \pm \left. \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$ . В результате такой процедуры получим, что у пульсара PSR 1747—46 изменения угла  $\beta$  с частотой составляют несколько градусов, и ход зависимости качественно совпадает с ходом наблюдаемых изменений  $\left. \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  ( $\nu$ ). У PSR 0628—28 с  $\left. \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  ( $\nu$ ) =  $\text{const}$  изменения  $\beta$  не превышают  $1^\circ$  (рис. 2). Как уже отмечалось выше, незнание направления вращения нейтронной звезды заставляет искать решение при положительных и отрицательных значениях  $C$ .

Наибольшее относительное изменение  $\left. \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  наблюдается у PSR 2217+47. Применение описанной методики к этому пульсару дает значение  $\beta = 74^\circ 8$  на частоте 1700 МГц и  $\beta = 24^\circ 4$  на 102 МГц. Такое большое отличие углов, необходимое для объяснения наблюдаемых изменений  $\frac{d\psi}{d\varphi}$  с частотой, означает неприменимость формул дипольного приближения.

Проведенные оценки углов  $\beta$  относятся к меридиональной плоскости. Интересно было бы сравнить эти результаты с данными об искажении

магнитного поля в плоскости экватора, полученными по эффекту СДЗ [8, 9] и по высокочастотным искажениям профилей [10].

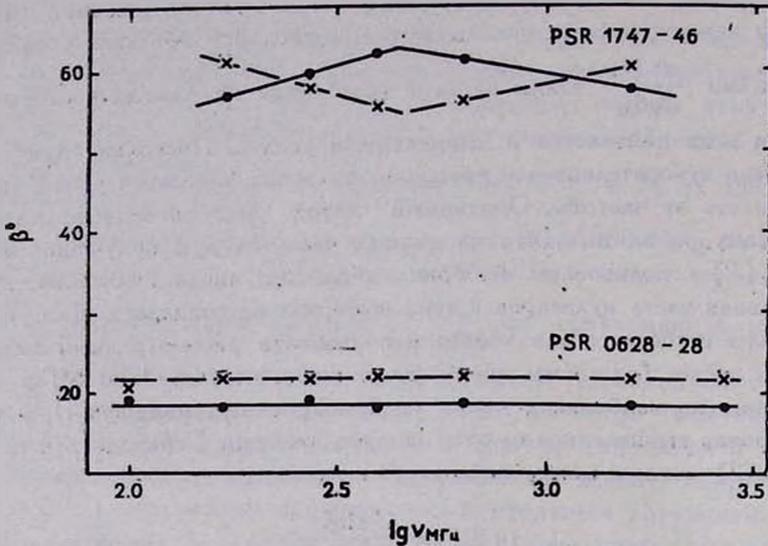


Рис. 2 Изменение угла  $\beta$  в зависимости от частоты для PSR 1747—46 и PSR 0628—28 (—  $C > 0$ , - - -  $C < 0$ ).

К сожалению, эффект СДЗ становится заметным на частотах ниже 100 МГц, а в нашей работе использованы данные, в основном, на более высоких частотах. Тем не менее, у пульсаров со слабыми изменениями

$\left. \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  ( $\nu$ ) (PSR 0031—07, 0628—28, 0950+08) наблюдаются также и самые слабые сверхдисперсионные запаздывания  $\Delta\varphi$ — не более  $3^\circ$  [9].

Наибольшее изменение  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  и  $\beta$  с частотой у PSR 2217+47 соответствует и наибольшему СДЗ ( $\Delta\varphi \sim 58^\circ$ ). Следующее по величине СДЗ ( $\Delta\varphi \sim 52^\circ$ ) наблюдается в PSR 1642—03. У этого пульсара, как уже отмечалось, по видимому, изменяется не только величина, но и знак производной  $\left( \frac{d\psi}{d\varphi} \right)_M$ , что соответствует значительным изменениям

угла  $\beta$ . Сильная зависимость  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  и  $\beta$  от частоты наблюдается также у пульсара PSR 1747—46, который до сих пор не исследовался на предмет поиска СДЗ. В свете сказанного выше следует ожидать, что этот эффект у него должен быть ярко выражен.

Полученные данные показывают, что существует корреляция искажений поля в меридиональной плоскости с искажениями в плоскости экватора, обнаруженными на низких частотах. Подобной корреляции с искажениями на высоких частотах не выявлено. Однако можно отметить, что сильное искажение формы и заметное смещение профиля обнаружено вновь у PSR 1642—03, в то время как у PSR 0950+08 этот эффект существенно меньше [10]. Эти два пульсара и в наших исследованиях попадают в разные группы.

4. *Зависимость ширины конуса излучения от частоты.* В предыдущем разделе для определения параметров  $\beta$  и  $\zeta$  на разных частотах использовались значения  $a$  и  $b$  на тех же частотах. Данные на 400, 640, 1700 и 2700 МГц были получены в работе [7]. Здесь мы дополнили их результатами наблюдений на 60, 102, 170 и 270 МГц [18—20]. В табл. 3 приведены соответствующие значения  $a$  и  $b$ .

Таблица 3

$\nu$ (МГц)	$a$	$b$	$\pm \Delta b$
60	15.4	0.55	0.31
102	14.8	0.24	0.20
170	8.5	0.34	0.13
270	8.4	0.23	0.20
400	9.3	0.36	0.05
640	8.1	0.28	0.14
1700	7.9	0.11	0.09
2700	3.4	0.16	0.17

Как следует из табл. 3 и рис. 3, средняя ширина конуса излучения (параметр  $a$ ) уменьшается с увеличением частоты, что уже неоднократно отмечалось в литературе и согласуется с предсказаниями большей части разрабатываемых моделей. Интересно, однако, отметить, что зависимость ширины от периода, определяемая параметром  $b$ , становится на высоких частотах более слабой. Такое поведение может быть связано с тем, что вблизи поверхности пульсара (в областях, где генерируется высокочастотное радиоизлучение) структура магнитного поля уже слабо зависит от скорости вращения нейтронной звезды, а, в основном, определяется другими факторами (структурой поля в момент образования пульсара, процессами внутри нейтронной звезды и т. п.). Следует, однако, отметить, что величина  $b$  из-за бедной статистики (и, может быть, из-за большой дисперсии индивидуальных значений параметров пульсаров) вычисляется с боль-

шой ошибкой (последняя строка в табл. 3). Поэтому в настоящее время можно говорить лишь о тенденции уменьшения параметра  $b$  с частотой.

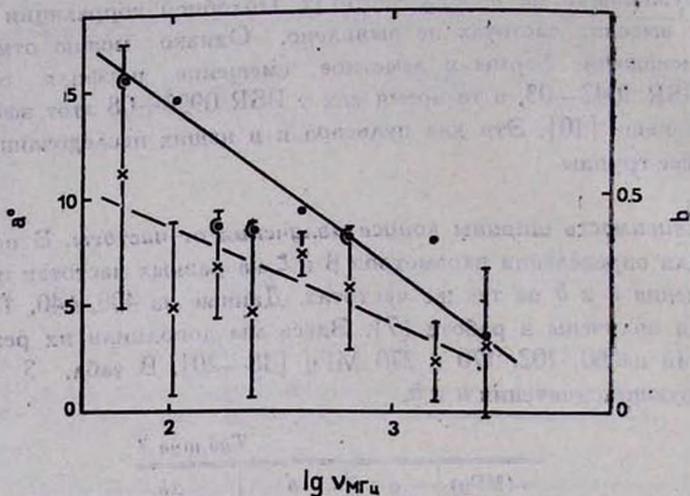


Рис. 3. Зависимость параметров  $a$  (точки, сплошная линия) и  $b$  (крестики, пунктир) от частоты.

5. **Заключение.** Проведено сравнение производных изменения позиционного угла плоскости поляризации в среднем профиле для ряда пульсаров. Обнаружено заметное изменение  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  по частоте для  $\sim 50\%$  пульсаров, у которых известны поляризационные измерения на трех и более частотах. Существование у этих пульсаров таких изменений свидетельствует об отличии магнитного поля от дипольного, а именно: об изменении углового расстояния между осью конуса излучения и лучом зрения. Оценить количественно это расстояние можно пока только по методике, разработанной для дипольного приближения. Проведенные по этой методике вычисления показывают, что для большей части пульсаров из табл. 2 изменения угла между осью вращения и осью конуса излучения на разных частотах не превышают  $2^\circ$ . В отдельных случаях (например, у PSR 2217+47) это различие может достигать  $50^\circ$ .

Таким образом, нами обнаружены искажения дипольной структуры магнитного поля в меридиональной плоскости целого ряда пульсаров. Важным моментом является то, что эти деформации обнаруживаются даже на средних частотах радиодиапазона ( $100-1000$  МГц).

Необходимо накопление новых наблюдательных данных для проверки наметившейся корреляции в отклонениях от чисто дипольного поля в меридиональной и экваториальной плоскостях.

Все сказанное означает, что простейшая модель пульсара с излучением в конусе открытых силовых линий дипольного магнитного поля должна быть изменена для объяснения наблюдаемых поляризационных данных в значительной части известных пульсаров.

В заключение выражаем благодарность Р. Манчестеру за предоставление профилей на низких частотах до их опубликования, а также сотрудникам группы исследования пульсаров ФИАН за полезные замечания.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР

## ON DISTORTIONS OF DIPOLAR MAGNETIC FIELD IN THE PULSARS MERIDIONAL PLANE

I. F. MALOV, S. A. SULEYMANOVA

Noticeable changes of maximum values of the position angle swing rate across integrated profiles were found comparing this rate at different frequencies (60—8700 MHz). Within the hollow cone model we interpret these changes as resulting from the distortion of the pulsar dipolar magnetic field structure.

### ЛИТЕРАТУРА

1. V. Radhakrishnan, D. J. Cooke, *Astrophys. Lett.*, 3, 225, 1969.
2. P. A. Starrock, *Astrophys. J.*, 164, 529, 1971.
3. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Astrophys. J.*, 196, 51, 1975.
4. M. M. Komisaroff, *Nature*, 225, 612, 1970.
5. J. M. Cordes, *Astrophys. J.*, 222, 1006, 1978.
6. R. N. Manchester, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 23, 283, 1971.
7. И. Ф. Малов, *Астрофизика*, 24, 507, 1986.
8. Ю. П. Шитов, В. М. Малофеев, *Гизыма в Астроном. ж.*, 11, 94, 1985.
9. В. А. Извекова, А. Д. Кузьмин, В. М. Малофеев, Ю. П. Шитов. *Тр. Физ. ин-та АН СССР*, № 199, 13, 1989.
10. A. D. Kazmin, V. M. Malofeev, V. A. Izvekova, W. Steber, R. Wislabinaki, *Astron. and Astrophys.*, 181, 183, 1986.
11. С. А. Сулейманова, Ю. В. Володин, Ю. П. Шитов, *Астроном. ж.*, 65, 349, 1988.
12. С. А. Сулейманова, *Тр. Физ. ин-та АН СССР*, № 199, 42, 1989.
13. U. L. Schwarz, D. Morris, *Astrophys. Lett.*, 7, 185, 1971.
14. A. G. Lyne, F. G. Smith, D. A. Graham, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 153, 337, 1971.
15. P. M. McCulloch, P. A. Hamilton, R. N. Manchester. (unpublished data).
16. D. C. Backer, J. M. Rankin, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 42, 143, 1980.
17. P. A. Hamilton, P. M. McCulloch, J. G. Ables, M. M. Komisaroff, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 180, 1, 1977.

УДК: 52—468—423

## О СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ В СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОМ ДВИЖЕНИИ ГРАВИТИРУЮЩЕГО ГАЗА

Е. А. ФИЛИСТОВ, А. Д. ЧЕРНИН

Поступила 14 сентября 1989

Принята к печати 5 октября 1989

В рамках ньютоновской механики рассматривается сферически-симметричное неустановившееся движение самогравитирующего совершенного газа при наличии сильной ударной волны, за фронтом которой распределение газа является однородным по плотности, а его движение имеет параболический характер.

1. Используем стандартные условия на разрыве и, следуя [1], в случае параболического движения газа за фронтом решаем задачу о законе движения сильной ударной волны, распространяющейся в расширяющемся (или сжимающемся) самогравитирующем газе с нулевым давлением; для радиуса фронта волны, его скорости и массы за фронтом находим:

$$R(t) = C t^{2/3} + e_2 a t^{1-\gamma}, \quad (1)$$

$$v(t) = \frac{2}{3} e_2 C t^{-1/3} + (2 - \gamma) a t^{-\gamma}, \quad (2)$$

$$M(t) = \left[ m_0^{1/3} + e_2 a \left( \frac{2}{9G} \right)^{1/3} t^{\frac{4-3\gamma}{3}} \right]^3, \quad (3)$$

где  $C$  — константа интегрирования;  $m_0 = 2C^3/(9G)$ ;  $a = (4 - 3\gamma)^{-1} \times [3^{3-\gamma} 2^{-\gamma} A (\gamma - 1) (\pi G)^{1-\gamma}]^{1/2}$ ;  $A$  — энтропийная константа;  $G$  — гравитационная постоянная;  $\gamma$  — показатель адиабаты;  $e_2 = +1$  или  $-1$ ; если газ за фронтом расширяется или сжимается, соответственно; при  $e_2 = -1$  должна быть еще произведена замена  $t \rightarrow t_2 - t$ ,  $t_2 = t_2(m)$  — момент коллапса слоя с данным значением лагранжевой координаты  $m$ , имеющей смысл полной массы внутри сферы, образуемой данными частицами.

Решение перед фронтом волны представляет собой ньютоновский аналог решения Толмена [2] и зависит от времени  $t$  и лагранжевой переменной  $m$ . Параболическое движение за фронтом, описываемое формулами (1) — (3), формируется при условии, что полная энергия слоя (в расчете на единицу массы) зависит от лагранжевой координаты  $m$  следующим образом:

$$E(m) = \left(\frac{2}{9}\right)^{\frac{2-\gamma}{4-3\gamma}} \left(\frac{4-3\gamma}{\gamma-1}\right)^2 \left(\alpha G^{1-\gamma}\right)^{\frac{\gamma-2}{4-3\gamma}} \times \\ \times (m^{1/3} - m_0^{1/3})^{\frac{2-3\gamma}{4-3\gamma}} \left(\frac{6-5\gamma}{4-3\gamma} m^{1/3} - m_0^{1/3}\right). \quad (4)$$

При этом от  $m$  зависит и момент коллапса слоя: при  $E > 0$

$$t_1(m) = \left[\frac{e_2}{\alpha} \left(\frac{9G}{2}\right)^{1/3} (m^{1/3} - m_0^{1/3})\right]^{\frac{3}{4-3\gamma}} \left[1 - e_1 \frac{3(\operatorname{sh} \eta_1 - \eta_1)}{\sqrt{2}(\operatorname{ch} \eta_1 - 1)^{3/2}}\right], \quad (5)$$

$$\operatorname{ch} \eta_1 = 1 + 2 \left(\frac{4-3\gamma}{\gamma-1}\right)^2 \frac{m^{1/3} - m_0^{1/3}}{m^{2/3}} \left(\frac{6-5\gamma}{4-3\gamma} m^{1/3} - m_0^{1/3}\right);$$

при  $E < 0$

$$t_1(m) = \left[\frac{e_2}{\alpha} \left(\frac{9G}{2}\right)^{1/3} (m^{1/3} - m_0^{1/3})\right]^{\frac{3}{4-3\gamma}} \left[1 - e_1 \frac{3(\eta_1 - \sin \eta_1)}{\sqrt{2}(1 - \cos \eta_1)^{3/2}}\right], \quad (6)$$

$$\cos \eta_1 = 1 + 2 \left(\frac{4-3\gamma}{\gamma-1}\right)^2 \frac{m^{1/3} - m_0^{1/3}}{m^{2/3}} \left(\frac{6-5\gamma}{4-3\gamma} m^{1/3} - m_0^{1/3}\right).$$

Здесь  $e_1 = +1$  или  $-1$ , соответственно, для расширения или сжатия газа перед фронтом. Из всех возможных комбинаций значений  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $\gamma$ ,  $C$  не реализуются  $e_2 = +1$ ,  $e_1 = \pm 1$ ,  $\gamma > 4/3$  при  $C < 0$ , а также  $e_2 = -1$ ,  $e_1 = \pm 1$ ,  $1 < \gamma < 4/3$  при  $C < 0$ .

Входящая в решение константа  $m_0$  имеет в различных случаях  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $\gamma$ ,  $C$  различный смысл. Например, при  $\gamma = 5/3$ ,  $e_1 = \pm 1$ ,  $e_2 = +1$ ,  $C > 0$   $m_0$  — предельная максимальная масса, способная оказаться за фронтом.

При  $m_0 = 0$  решение (1) — (6) переходит в решение Голубятникова [1], имеющее смысл для  $\gamma < 4/3$ ,  $e_2 = +1$ ,  $e_1 = \pm 1$ , или для  $\gamma > 4/3$ ,  $e_2 = -1$ ,  $e_1 = \pm 1$ .

2. Как видно из формул (1) — (6), значение  $\gamma = 4/3$  является особым; в этом случае решение имеет иной вид:

$$R(t) = e_2 \beta t^{2/3} \ln(t/t_0), \quad (7)$$

$$v(t) = \beta t^{-1/3} \left[ 1 + \frac{2}{3} \ln(t/t_0) \right], \quad (8)$$

$$M(t) = \frac{2e_2}{9G} \left[ \beta \ln(t/t_0) \right]^3, \quad (9)$$

$$E(m) = 18 \beta^2 t_0^{-2/3} \cdot \exp \left\{ -\frac{e_2}{\beta} \left( \frac{4G}{3} m \right)^{1/3} \right\} \left[ 1 - \frac{e_2}{\beta} \left( \frac{4G}{81} m^{1/3} \right)^{1/3} \right], \quad (10)$$

где  $t_0 > 0$  — константа интегрирования,  $\beta = 6^{-2/3} (\pi G)^{-1/6} A^{1/2}$ .

При  $E > 0$

$$t_1(m) = t_0 \exp \left\{ \frac{e_2}{\beta} \left( \frac{9G}{2} m \right)^{1/3} \right\} \left[ 1 - e_1 \frac{3(\operatorname{sh} \eta_1 - \eta_1)}{\sqrt{2}(\operatorname{ch} \eta_1 - 1)^{3/2}} \right], \quad (11)$$

$$\operatorname{ch} \eta_1 = 1 + 18\beta^2 \left( \frac{6}{Gm} \right)^{2/3} \left[ 1 - \frac{e_2}{\beta} \left( \frac{4G}{81} m \right)^{1/3} \right].$$

При  $E < 0$

$$t_1(m) = t_0 \exp \left\{ \frac{e_2}{\beta} \left( \frac{9G}{2} m \right)^{1/3} \right\} \left[ 1 - e_1 \frac{3(\eta_1 - \sin \eta_1)}{\sqrt{2}(1 - \cos \eta_1)^{3/2}} \right], \quad (12)$$

$$\cos \eta_1 = 1 + 18\beta^2 \left( \frac{6}{Gm} \right)^{2/3} \left[ 1 - \frac{e_2}{\beta} \left( \frac{4G}{81} m \right)^{1/3} \right]$$

(заметим, что здесь случай  $e_2 = -1$ ,  $e_1 = +1$  не реализуется).

Решение (7) — (12) отличается от решения Голубятникова [1] для  $\gamma = 4/3$  тем, что у нас среда за фронтом не является релятивистской; из-за этого и само решение имеет существенно иную структуру.

3. Рассмотрим теперь случай, когда движение газа перед фронтом является инерциальным. Если за фронтом движение, как и выше, описывается параболическим решением, то перед фронтом расстояние частицы с данной лагранжевой координатой  $m$  от центра есть:

$$r_1 = \frac{2}{\gamma - 1} \left( \frac{G}{6} \right)^{1/3} \frac{[(4\gamma - 5) m^{1/3} + (4 - 3\gamma) m_0^{1/3}] [e_2 t + t_1(m)]}{[(e_2/a)(9G/2)^{1/3} (m^{1/3} - m_0^{1/3})]^{1/(4-3\gamma)}},$$

$$t_1(m) = \frac{(7-5\gamma) m^{1/3} - 2(4-3\gamma) m_0^{1/3}}{2[(4\gamma-5) m^{1/3} + (4-3\gamma) m_0^{1/3}]} \left[ \frac{e_2}{a} \left( \frac{9G}{2} \right)^{1/3} (m^{1/3} - m_0^{1/3}) \right]^{\frac{3}{4-3\gamma}}.$$

Для  $\gamma = 4/3$  решение имеет вид

$$r_1 = \left( \frac{4G}{3} \right)^{1/3} \frac{(m^{1/3} - e_2 n) (e_2 t + t_1)}{t_0^{1/3} \exp \{ (3e_2/n) m^{1/3} \}},$$

$$t_1(m) = \frac{m^{1/3} + 2e_2 n}{2(m^{1/3} - e_2 n)} t_0 \exp \{ 9e_2 m^{1/3}/n \},$$

$$n = \beta (162/G)^{1/3}.$$

В обоих случаях закон движения фронта остается тем же, что и, соответственно, в решениях (1) — (3) и (7) — (9).

Шадринский государственный  
педагогический институт

Ленинградский государственный педагогический  
институт им. А. И. Герцена

## ON A STRONG SHOCK IN A SPHERICAL FLOW OF GRAVITATING GAS

E. A. FILISTOV, A. D. CHERNIN

An exact solution for a spherical non-stationary flow of perfect self-gravitating gas with a strong shock is obtained and considered in non-relativistic Newtonian approximation; the flow behind the shock front is assumed to be uniform and parabolic.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Голубятников, Докл. АН СССР, 227, 1067, 1976.
2. R. Tolman, Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A., 20, 169, 1934.

УДК: 524.38—77

## ДВА ПОКОЛЕНИЯ МАЛОМАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ И ПОДКРУЧЕННЫЕ РАДИОПУЛЬСАРЫ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 10 июня 1989

На основе анализа наблюдательных свойств подкрученных пульсаров (ПП) и маломассивных рентгеновских двойных (ММРД) сделан вывод о существовании ММРД двух поколений. Примером ММРД 2-го поколения является 4U 1820—30, а предшественником был подкрученный пульсар в двойной системе типа PSR 0021—72A в шаровом скоплении 47 Тис. Рассмотрены эволюционные схемы взаимопревращений ММРД и ПП.

1. *Введение.* Рассмотрение эволюции двойных рентгеновских систем привело к выводу о существовании радиопульсаров в двойных системах [1]. Первый двойной радиопульсар [2] был сразу интерпретирован как старая нейтронная звезда, ускорившая свое вращение на предшествующей стадии рентгеновского источника [3, 4]. Подробнее этот вывод обоснован в работе [5], см. также [6].

К настоящему времени открыто уже 11 двойных радиопульсаров и еще три одиночных миллисекундных радиопульсара. Все они интерпретируются как нейтронные звезды, прошедшие стадию рентгеновского источника (РИ), на которой вращение их было ускорено (подкрученные пульсары), см., например, [7].

В настоящей работе рассмотрены возможные эволюционные пути образования подкрученных пульсаров и их связь с маломассивными рентгеновскими двойными ММРД. Показано, что среди ММРД имеются источники второго поколения (примером является 4U 1820—30), которые перед этим были подкрученными пульсарами типа PSR 0021—72A в шаровом скоплении 47 Тис.

2. *Схемы эволюции.* Различные эволюционные схемы, описывающие происхождение ММРД и подкрученных пульсаров и их взаимосвязь, рассматривались неоднократно, см., например, работы [7—9]. Варианты эволюции ММРД, представляющиеся наиболее вероятными, представлены на

### СХЕМА ЭВОЛЮЦИОННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ПОДКРУЧЕННЫХ ПУЛЬСАРОВ

б. кар. — белый карлик  
 кр. кар. — красный карлик  
 н. зв. — нейтронная звезда  
 ч. д. — черная дыра

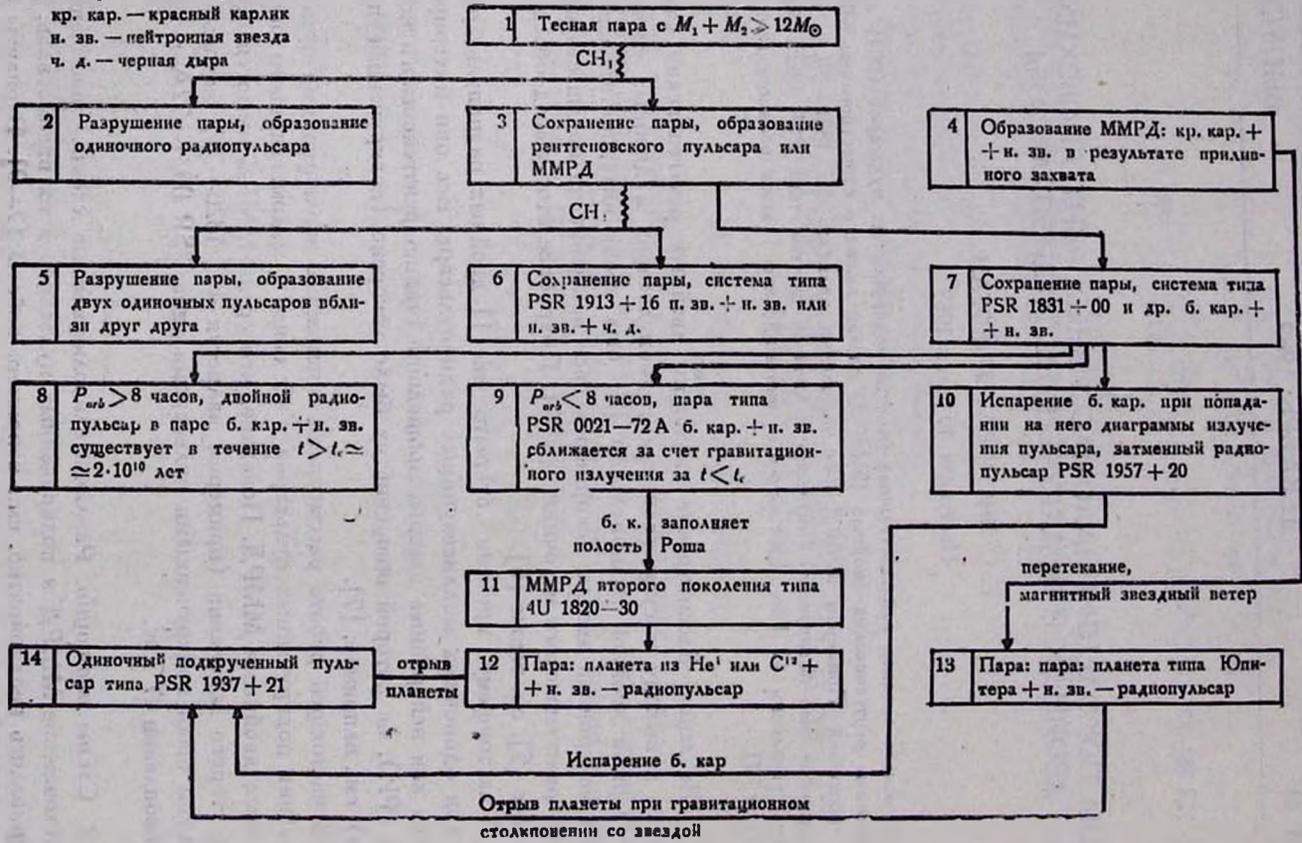


Рис. 1.

диаграмме, рис. 1. В результате сопоставления рис. 1 с наблюдательными свойствами подкрученных пульсаров [7] получаем:

а) Наиболее часто реализуется эволюционный путь образования подкрученного пульсара через стадии  $\boxed{1} \rightarrow \boxed{3} \rightarrow \boxed{7} \rightarrow \boxed{8}$ , в результате которого образуется двойной радиопульсар в паре с белым карликом с орбитальным периодом  $P_{orb} > 8$  часов. Свойства семи систем такого типа представлены в табл. 1. Эти системы обладают малым эксцентриситетом  $e < 0.025$ , что свидетельствует о длительности их существования, в течение которого орбита успела стать почти круговой.

Два пульсара с наиболее длинными орбитальными периодами имеют самые большие эксцентриситеты. Третий пульсар с большим периодом PSR 1953+29 (см. табл. 1) имеет третий по величине эксцентриситет, малость которого связана, видимо, с большим возрастом этого пульсара.

Таблица 1

## ПОДКРУЧЕННЫЕ ПУЛЬСАРЫ В ПАРЕ С БЕЛЫМИ КАРЛИКАМИ

№	Пульсар PSR	$P$ мс	$\tau = P/2\dot{P}$ лет	$\lg B$ (Гц)	$P_{orb}$ (дни)	$e$	$f(M)/M_{\odot}$	$M_2/M_{\odot}$	Шар. скопл.
1	0021-72B	6.1			7.95				47 Tuc
2	0655+64	196	$5 \cdot 10^9$	10	1.03	$7.5 \cdot 10^{-6**}$	0.0712	$0.7 \div 1.3$	
3	0820+02	865	$10^9$	11.5	1232	0.0119	0.003	$0.2 \div 0.4$	
4	1620-26*	11.1	$2 \cdot 10^8$	9.5	191	0.025	0.008	$\sim 0.35$	M 4
5	1831-00	521	$> 8 \cdot 10^8$	$< 10.9$	1.81	$< 0.005$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$0.06 \div 0.13$	
6	1855+09	5.4	$4 \cdot 10^9$	8.5	12.33	$2.1 \cdot 10^{-5}$	0.0052	$0.2 \div 0.4$	
7	1953+29	6.1	$3 \cdot 10^9$	8.6	117	$3.3 \cdot 10^{-4}$	0.0027	$0.2 \div 0.4$	

\* см. [35].

\*\* см. [36].

б) Эволюционный путь  $\boxed{1} \rightarrow \boxed{3} \rightarrow \boxed{6}$  характерен для двойного пульсара PSR 1913+16 ( $P = 59$  мс,  $\tau = 10^8$  лет,  $\lg B$  (Гц) = 10.3,  $P_{orb} = 0.32$  дня,  $e = 0.6171$ ,  $f(M) = 0.1322 M_{\odot}$ ,  $M_2 = 1.4 M_{\odot}$ ).

в) Эволюционный путь  $\boxed{1} \rightarrow \boxed{3} \rightarrow \boxed{7} \rightarrow \boxed{8}$  прошел пульсар PSR 0021-72A в шаровом скоплении 47 Tuc ( $P = 4.5$  мс,  $P_{orb} = 0.023$  дня,  $e = 0.33$ ,  $f(M) = 1.6 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$ ,  $M_2 > 0.02 M_{\odot}$ ). Происхождение эксцентриситета у этой системы довольно загадочно. Согласно [7], приобретение этого эксцентриситета за счет столкновения со звездами скопления маловероятно. Дальнейший эволюционный путь этого пульсара пройдет через стадии  $\boxed{9} \rightarrow \boxed{11} \rightarrow \boxed{12} \rightarrow \boxed{14}$ . Времена эволюции

оценены в следующем разделе. Для получения рентгеновского источника с периодом, не большим, чем у 4U 1820—30 с  $P_{orb} = 11$  мин, масса компаньона должна быть больше  $0.055 M_{\odot}$  (см. раздел 3). С уменьшением массы компаньона в процессе перетекания в ММРД и с ростом орбитального периода растет вероятность приливного разрушения пары при столкновении.

д) Затменный радиопульсар [10] PSR 1957+20 ( $P = 1.6$  мс,  $P_{orb} = 0.38$  дня,  $e < 10^{-3}$ ,  $f(M) = 5.2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ ,  $M_2 \approx 0.02 M_{\odot}$ ) прошел эволюционный путь  $\boxed{1} \rightarrow \boxed{3} \rightarrow \boxed{7} \rightarrow \boxed{10}$ , который рассматривался в работах [11—13]\*.

Затмение связано, видимо, с тем, что диаграмма направленности пульсара проходит по поверхности звезды, а пульсар достаточно ярк благодаря быстрому вращению, чтобы эффективно испарять вещество компаньона. Можно ожидать в дальнейшем переход  $\boxed{10} \rightarrow \boxed{14}$  с образованием одиночного миллисекундного пульсара.

е) Наиболее молодым из пульсаров, относимых к подкрученным, является PSR 2303+46 ( $P = 1.066$  с,  $\tau = 4 \cdot 10^7$  лет,  $\lg B(\Gamma\text{с}) = 11.8$ ,  $P_{orb} = 12.34$  дня,  $e = 0.6484$ ,  $f(M) = 0.2463 M_{\odot}$ ,  $M_2 = 1.2 + 2.5 M_{\odot}$ ).

Оптический партнер этого пульсара не ярче  $m_R \sim 26^m$ , что много слабее белого карлика такого возраста ( $22^m$ ). В паре с пульсаром здесь находится, видимо, нейтронная звезда [14], на что указывает и оценка массы компаньона. Большой период вращения пульсара и сравнительно сильное магнитное поле дают основания усомниться в том, что этот пульсар является подкрученным. Более вероятным представляется другой вариант, когда данный пульсар в двойной системе взорвался вторым. Тогда он не проходил стадию аккреции и свойства его оказались близкими к свойствам одиночных пульсаров. Данная система похожа на PSR 1913+16, в которой виден III, взорвавшийся первым. Эксцентриситеты их почти совпадают. Отсутствие второго пульсара в каждой из этих систем, где ожидаются две нейтронных звезды, связано, видимо с непараллельностью осей вращения этих нейтронных звезд, когда у одной из них диаграмма направленности не попадает на Землю.

В пульсаре PSR 0820+02 с максимальным орбитальным периодом подкрутка также не была обязательной. Эта система могла перейти из  $\boxed{1}$  в  $\boxed{7} \rightarrow \boxed{8}$ , минуя стадию  $\boxed{3}$ .

\* Из наблюдений  $\dot{P} < 3 \cdot 10^{-20}$  с с $^{-1}$  [15], откуда следуют ограничения  $\dot{P} > 8.5 \cdot 10^8$  лет,  $B < 2 \cdot 10^8$  Га.

г) Образование трех одиночных миллисекундных пульсаров (табл. 2) возможно в результате переходов  $\boxed{12} \rightarrow \boxed{14}$ ,  $\boxed{13} \rightarrow \boxed{14}$  или  $\boxed{10} \rightarrow \boxed{14}$ . Выяснить эволюционный путь образования такого пульсара помогло бы исследование его окрестности. В случае испарения образуется расширяющаяся оболочка типа тех, которые наблюдаются вокруг одиночных звезд Вольфа-Райе [16]. При разрушении пары оболочка образоваться не должна. Пульсар PSR 2127 + 12 вращается достаточно медленно, так что его компаньон вряд ли мог испариться. Обнаружение такой оболочки вокруг PSR 1957 + 20 поможет определить начальную массу компаньона и время испарения [15]\*.

Таблица 2  
ОДИНОЧНЫЕ ПОДКРУЧЕННЫЕ ПУЛЬСАРЫ

№	Пульсар PSR	$P$ мс	$\tau = P/2\dot{P}$ лет	$I_g B$ (Гс)	Шар скопл.
1	1821—24	3.1	$3 \cdot 10^7$	9.3	M 28
2	1937+21	1.6	$3 \cdot 10^8$	8.6	
3	2127+12	111			M 15

3. *Оценки времен эволюции.* Эволюция двойных радиопульсаров состоит в уменьшении орбитального периода  $P_{orb}$  за счет гравитационного излучения и в увеличении периода  $P$  вращения нейтронной звезды за счет потери вращательной энергии. Наблюдаемые значения  $P$  и  $\dot{P}$  служат для оценки возраста пульсара  $\tau = P/2\dot{P}$  и его магнитного поля  $B$ , в предположении справедливости формулы магнитодипольных потерь

$$-\dot{\epsilon}_{вр} = -I\Omega\dot{\Omega} = 4\pi^2 I \dot{P} / P^3 = \frac{32\pi^4 R^6 B^2}{3c^3 P^4},$$

где  $B$  относится к магнитному полюсу на поверхности звезды. Потери на гравитационное излучение вычисляются теоретически [16]

$$\frac{\dot{\epsilon}_{orb}}{\epsilon_{orb}} = \frac{64G^3}{5c^3 R_{12, \max}^4} (M_1 + M_2) M_1 M_2 f(e) = \frac{64G^{5/3} M_1 M_2}{5c^3 (M_1 + M_2)^{1/3}} \frac{(2\pi)^{8/3}}{P^{8/3}} f(e). \quad (1)$$

\* Несмотря на то, что авторы [15] связывают эту туманность с взаимодействием пульсарного ветра с межзвездной средой, представляется, что вещество, испаренное компаньоном, играет определяющую роль, так же, как вещество, сброшенное при взрыве сверхновой в туманности СТВ 80 вокруг пульсара PSR 1951+32 [17]. Вокруг пульсаров вне остатков сверхновых оптически туманности не обнаружены, что указывает на то, что пульсарный ветер не приводит к их образованию в обычной межзвездной среде.

Здесь  $R_{12, \max}$  — большая полуось орбиты. Функция  $f(e)$  определяет зависимость от эксцентриситета [19]:

$$f(e) = \frac{1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4}{(1 - e^2)^{7/2}}. \quad (2)$$

Для  $e = 0.62, 0.33$  имеем  $f(e) = 12.2$ ; 2. В процессе гравитационного излучения  $e$  уменьшается и орбита стремится к круговой.

Учитывая, что

$$\varepsilon_{orb} = \frac{G^{2/3} M_1 M_2}{2(M_1 + M_2)^{1/3}} \left( \frac{2\pi}{P_{orb}} \right)^{2/3}, \quad R_{12, \max}^3 \Omega^2 = G(M_1 + M_2), \quad (3)$$

получаем из (1), (3), приближенно принимая  $e = e_0 = \text{const}$ ,

$$-\frac{\dot{\varepsilon}_{orb}}{\varepsilon_{orb}} = \frac{2}{3} \frac{\dot{P}_{orb}}{P_{orb}}, \quad \dot{t} = \frac{1}{4} \frac{5c^3}{64G^{5/3}} \frac{(M_1 + M_2)^{1/3}}{M_1 M_2} \frac{P_{0, orb}^{8/3} - P_{orb}^{8/3}}{(2\pi)^{8/3}} f^{-1}(e_0), \quad (4)$$

где  $t$  — время эволюции от периода  $P_{0, orb}$  до периода  $P_{orb}$ . Полагая  $P_{orb} = 0$ , получаем оценку времени  $\tau$  эволюции за счет излучения гравитационных волн

$$\tau = 2 \cdot 10^7 \text{ лет} \frac{m^{1/3}}{m_1 m_2} \left( \frac{P_{orb}}{1 \text{ час}} \right)^{8/3} f^{-1}(e_0), \quad (5)$$

$$m_1 = M_1/M_\odot, \quad m_2 = M_2/M_\odot, \quad m = m_1 + m_2.$$

Для среднего значения  $f^{-1}(e_0) m^{1/3}/m_1 m_2 = 4$  получаем, что  $\tau = 2 \cdot 10^{10}$  лет при  $P_{orb} = 8$  часов. Таким образом пары с начальным периодом  $P_{orb} \leq 8$  часов могут сильно сблизиться за счет гравитационного излучения. Когда по мере сближения звезд компаньон нейтронной звезды заполнит свою полость Роша, начнется сильное перетекание вещества и двойной пульсар превратится в ММРД. Такая судьба ждет PSR 0021 — 72А через  $\tau \leq 8 \cdot 10^7$  лет при  $f(e_0) = 2$ ,  $m_1 = 1.5$  и  $m_2 \geq 0.02$ . Если учесть, что этот пульсар уже является подкрученным, то есть прошедшим стадию ММРД, то РИ, в который он превратится, относится к ММРД второго поколения. Особенностью этих систем является то, что партнером нейтронной звезды является вырожденный карлик, состоящий из гелия или углерода. В ММРД первого поколения, образовавшихся в результате эволюции [3] или приливного захвата [4] (см. рис. 1), компаньон является обычной звездой или вырожденный карлик с нормальным составом. Образование ММРД второго поколения в системах, сформировавшихся путем захвата, возможно лишь

в том случае, когда захватывается достаточно массивная звезда, в которой водород успевает выгореть в ядре за время перетекания,  $M_2 > 1.5 M_\odot$ , то есть [4] обладает свойствами системы [3].

Эволюция ММРД второго поколения, а также первого с достаточно малым периодом определяется сочетанием гравитационного излучения с перетеканием вещества. Такая эволюция рассматривалась в работе [20] в применении к катаклизмическим переменным. Простая формула, связывающая орбитальный период системы с массой вырожденного карлика, заполняющего свою полость Роша, полученная в [21, 22], для произвольного  $\mu_e$  имеет вид:

$$P_{orb} \approx 36 \frac{M_\odot}{M_2} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{5/2} \text{ с}, \quad \mu_e = \left( X + \frac{Y}{2} + \frac{Z}{2} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Здесь  $\mu_e$  — число нуклонов на один электрон,  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  — весовые концентрации водорода, гелия и тяжелых элементов; формула (6) справедлива для  $M_2 < 0.75 M_\odot$  и для оценок может быть использована для  $M_2 > 0.02 M_\odot$ . В этом интервале масс совместное действие гравитационного излучения и перетекания определяется уравнением:

$$\frac{m_2}{m_2} = -1.3 \cdot 10^{-10} M_\odot \cdot \text{сек}^{-1} m_2^{11/3} m^{2/3} \left( \frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} \frac{(1 - m_2/m)^2}{1 - 5/2 m_2/m}. \quad (7)$$

Очевидно из (7), что стационарное перетекание возможно лишь при  $m_2 < 2/5 m$ .

Решение (7) в условиях  $m_2 \ll m$  имеет вид

$$m_2 = m_{2,0} \left[ 1 + 4.1 \cdot 10^{-5} m^{2/3} \left( \frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} m_{2,0}^{11/3} t_{\text{днк}} \right]^{-3/11}, \quad (8)$$

$$P_{orb} = \frac{36 \text{ сек}}{m_{2,0}} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{5/2} \left[ 1 + 4.1 \cdot 10^{-5} m^{2/3} \left( \frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} m_{2,0}^{11/3} t_{\text{днк}} \right]^{3/11}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{M}_2 = & -4 \cdot 10^{-3} \frac{M_\odot}{\text{год}} m_{2,0}^{14/3} m^{2/3} \left( \frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} \times \\ & \times \left[ 1 + 4.1 \cdot 10^{-5} m^{2/3} \left( \frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} m_{2,0}^{11/3} t_{\text{днк}} \right]^{-14/11}. \end{aligned} \quad (10)$$

Из (8) получаем время перетекания  $\tau$  до достижения массы  $m_2$ . При  $m_2/m_{2,0} \ll 1$  имеем

$$\tau = 67 \text{ лет} \left( 2/\mu_e \right)^{20/3} m^{-2/3} m_2^{-11/3}. \quad (11)$$

За космологическое время  $t_c = 2 \cdot 10^{10}$  лет масса компаньона  $m_{2c}$  и период  $P_{orb,c}$  достигнут величин

$$m_{2c} \approx 4.5 \cdot 10^{-3} (2/\mu_e)^{20/11} m^{-2/11}, \quad (12)$$

$$P_{orb,c} \approx 36 \text{ сек} \left( \frac{t_c}{67 \text{ лет}} \right)^{3/11} m^{2/11} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{15/22} \approx 2 \text{ часа} m^{2/11} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{15/22}.$$

Формула (12) дает только приближенную оценку, так как вещество карлика столь малой массы неидеально, и справедливость формул (6)—(12) нарушается, хотя монотонность  $R(M_2)$  еще сохраняется [23]. Отметим, что образование нейтронной звезды в паре с планетой в результате перетекания в ММРД рассматривалось в работах [24, 25].

Скорость перетекания при  $m_2 \ll m_{2c}$ , согласно (10), равна

$$\dot{M}_2 = -4 \cdot 10^{-3} \frac{M_\odot}{\text{год}} \left( \frac{67 \text{ лет}}{t} \right)^{14/11} m^{-2/11} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{20/11}. \quad (13)$$

Критическое значение светимости, соответствующее  $\dot{M}_c \approx 10^{-8} m \frac{M_\odot}{\text{год}}$ , достигается через время

$$\tau_1 = 1.7 \cdot 10^6 \text{ лет} m^{-13/14} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{10/7}, \quad (14)$$

когда

$$m_{2,1} \approx \left( \frac{67}{\tau_1} \right)^{3/11} m^{-2/11} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{20/11} \approx 6.3 \cdot 10^{-2} m^{1/14} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{10/7}, \quad (15)$$

$$P_{orb,1} = 9.5 \text{ мин} m^{-1/14} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{15/14}.$$

4. *Дальнейшая судьба PSR 1913+16.* Компаньоном пульсара является, видимо, нейтронная звезда, массы обоих компаньонов по  $\sim 1.4 M_\odot$ . Из (5) получаем, что компаньоны сольются через  $t \approx 3 \cdot 10^8$  лет. Слияние должно сопровождаться кратковременной вспышкой активности [26—28].

5. *ММРД 4 U 1820—30 и 4 U 1626—67.* Эти ММРД имеют самые короткие орбитальные периоды  $P_{orb} = 11.4$  мин и  $P_{orb} = 41.4$  мин. В первом из них масса оценивается из (6)

$$m_2 = \frac{36}{P_{orb, \text{сек}}} \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{5/2} \approx 0.053 \left( \frac{2}{\mu_e} \right)^{5/2}. \quad (16)$$

При нормальном составе  $\mu_e = 1.14$  имеем  $m_2 = 0.21$ , однако при этом из (7) при  $M = 1.5 M_\odot$  имеем  $\dot{M}_2 = 9 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ , что почти на порядок больше критической светимости  $L_c$ . Из наблюдений светимость

этого источника  $\sim 5 \cdot 10^{37}$  эрг/с  $\approx 1/3 L_c$  [29], поэтому следует выбрать  $\mu_2 = 2$  ( $m_2 = 0.053$ ,  $M_2 \approx 5 \cdot 10^{-9} M_\odot/\text{год}$ ), что соответствует наблюдаемой светимости. Обладание  $\mu_2 = 2$  [30] позволяет отнести этот источник к ММРД второго поколения:  $\boxed{11}$  на рис. 1.

Аналогичная оценка для 4U 1626 — 67 [31] приводит к значению

$$m_2 \approx 0.0145 \left( \frac{2}{\mu_2} \right)^{5/2}. \quad (17)$$

При  $\mu_2 = 1.14$  и  $M = 1.5 M_\odot$  имеем  $m_2 = 0.059$ ,  $M_2 \approx 2 \cdot 10^{-9} \frac{M_\odot}{\text{год}}$ .

Нейтронная звезда в данном источнике является рентгеновским пульсаром с периодом  $P_p = 7.67$  с. Это позволило найти функцию масс  $f(M) = \frac{M_2 \sin^3 i}{(1 + M_1/M_2)^2} \leq 1.3 \cdot 10^{-6} M_\odot$ . Для  $M_1 = 1.5 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.059 M_\odot$  имеем  $\sin i < 0.24$ ,  $i \leq 15^\circ$ , что согласуется с наблюдательными ограничениями  $11^\circ < i < 36^\circ$  [31]. Полученная здесь же оценка  $\dot{M}_2 = (2 + 8) \times 10^{-10} M_\odot/\text{год}$  по ускорению вращения пульсара вполне согласуется с нашей, если учесть неопределенности, имеющиеся в оценках по ускорению. Таким образом, данные ММРД, видимо, образовались путем приливного захвата и соответствует  $\boxed{4}$  на рис. 1.

6. *О затухании магнитных полей нейтронных звезд.* Темп затухания магнитного поля нейтронной звезды определяется глубиной расположения токов проводимости, создающих поле. В зависимости от этого времени затухания могут меняться на много порядков и теоретические оценки здесь малодостоверны. Оценка времени затухания может быть сделана из статистического анализа свойств радиопульсаров, где поле оценивается по измерениям  $P$  и  $\dot{P}$  (см. раздел 3). Значение полей для различных выборок из списка [32], состоящего из 330 пульсаров, включая три подкрученных, даны в табл. 3. Из 12 пульсаров, которые без оговорок можно отнести к подкрученным, поля известны для 7 пульсаров и везде они не превышают  $2 \cdot 10^{10}$  Гс. Таким образом, все известные поля подкрученных пульсаров меньше, чем поля всех остальных пульсаров, хотя возрасты обычных и подкрученных пульсаров, оцениваемые по  $\dot{P}$ , частично перекрываются.

Из табл. 3 видно, что даже у старых пульсаров с  $\tau > 10^8$  лет поля редко опускаются ниже  $10^{11}$  Гс, и уменьшение числа пульсаров с большим возрастом связано, видимо, с уменьшением светимости за счет замедления вращения. Большую разницу в полях обычных и подкрученных пульсаро можно объяснить действием дополнительного механизма затухания, свя-

занного с аккрецией [1]. Падающая плазма могла бы быстро ( $\sim 1$  день) заэкранировать магнитное поле нейтронной звезды [33], если бы не развивались неустойчивости, приводящие к выходу поля звезды наружу. Вывод о том, что омическая диссипация не приводит к сильному затуханию поля, был сделан также в [34] после оптического отождествления пульсаров PSR 0655+64 и PSR 0820+02 (см. табл. 1).

Таблица 3  
МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ РАДИОПУЛЬСАРОВ

$N$	$\lg \tau$	$N(\lg B > 12)$	$N(\lg B < 11)$
293	все	179	3
46	$> 7.5$	2	3
13	$> 8$	0	2

7. *Заключение.* Анализ наблюдательных данных показал, что имеются ММРД первого поколения с компаньоном нейтронной звезды, имеющим нормальный состав, и второго поколения, у которых компаньон является белым карликом, состоящим из гелия или более тяжелых элементов.

Образование многих одиночных подкрученных пульсаров возможно после превращения компаньона в гигантскую планету, которая отрывается при столкновении с третьей звездой. У части таких пульсаров планеты еще могли сохраниться. Массы планет  $M_p$  ожидаются  $M_p > 4 \cdot 10^{-3} M_\odot$  для  $\mu_* = 2$  и  $M_p > 0.012 M_\odot$  для  $\mu_* = 1.14$ . Соответственно периоды обращения планет не должны превышать 2 и 3-х часов. Амплитуды колебания скоростей пульсаров, вызываемых подобными планетами, должны быть на уровне  $\Delta v \geq 0.3$  км/с для  $\mu_* = 2$  и  $\Delta v \geq 1$  км/с для нормального состава.

Институт космических  
исследований АН СССР

## TWO GENERATIONS OF LOW-MASS X-BINARIES AND RECYCLED RADIO PULSARS

G. S. BISNOVATYI-KOGAN

The conclusion about the existence of two generations of low mass X-binaries (LMXB) is made by analysis of observational properties of LMXB and recycled pulsars (RP). The source 4U 1820-30 is an example of the LMBX of second generation, whose predecessor was a recycled

pulsar in binary system like PSR 0021 — 72A in the globular cluster 47 Tuc. The evolutional schemes of mutual transformations between LMXB and RP are considered.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Бисноватый-Коган, Б. В. Комберг, *Астрон. ж.*, 51, 373, 1974.
2. R. A. Hulse, J. H. Taylor, *Astrophys. J. Lett.*, 195, L51, 1975.
3. Г. С. Бисноватый-Коган, *Природа*, № 3, 100, 1975.
4. S. Van den Bergh, *Astrophys. Lett.*, 16, 75, 1975.
5. Г. С. Бисноватый-Коган, Б. В. Комберг, *Письма в Астрон. ж.*, 2, 338, 1976.
6. L. Smarr, R. Blandford, *Astrophys. J.*, 207, 574, 1976.
7. S. Rappaport, A. Patney, F. Verbunt, *MPE Prepr.*, 148, 1989.
8. M. Ruderman, J. Shaham, *Comm. Astrophys.*, 10, 15, 1983.
9. А. В. Тугуков, А. В. Федорова, Э. В. Эргма, Л. Р. Юнгельсон, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 780, 1987.
10. A. Fruchter, D. Stinsbring, J. H. Tylor, *Nature*, 333, 237, 1988.
11. W. Kluzniak, M. Ruderman, J. Shaham, M. Tavani, *Nature*, 334, 225, 1988.
12. E. S. Phinney, C. R. Evans, R. D. Blandford, S. R. Kulkarni, *Nature*, 333, 832, 1988.
13. E. P. J. van den Heuvel, J. van Paradijs, *Nature*, 334, 227, 1988.
14. S. R. Kulkarni, *Adv. Space Res.*, 8, 343, 1988.
15. S. R. Kulkarni, J. J. Mester, *Nature*, 335, 801, 1988.
16. Т. А. Лозинская, *Оболочки сверхновых и звездный ветер*, Наука, М., 1986.
17. J. J. Hester, S. R. Kulkarni, *Astrophys. J. Lett.*, 331, L121, 1988.
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М., 1962.
19. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*, Наука, М., 1967.
20. В. Расczynski, *Acta. Astron.*, 31, 1, 1981.
21. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 22, 369, 1985.
22. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Nature*, 315, 555, 1985.
23. H. S. Zappalysky, E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, 158, 809, 1969.
24. M. A. Alpar, A. F. Cheng, M. A. Ruderman, J. Shaham, *Nature*, 300, 728, 1982.
25. Г. С. Бисноватый-Коган, М. М. Романова, *Астрон. ж.*, 60, 900, 1983.
26. J. P. A. Clark, D. M. Eardley, *Astrophys. J.*, 215, 311, 1977.
27. J. M. Lattimer, D. N. Schramm, *Astrophys. J.*, 210, 549, 1976.
28. С. И. Блинныеков, И. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 422, 1984.
29. J. E. Grindley, *Prepr. No. 2461, Center Astrophys.*, 1987.
30. S. Rappaport, L. A. Nelson, C. P. Ma, P. C. Joss, *Astrophys. J.*, 322, 842, 1987.
31. A. Levins, C. P. Ma, J. McClintock, S. Rappaport, M. van der Klis, F. Verbunt, *Astrophys. J.*, 327, 732, 1988.
32. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Astron. J.*, 86, 1953, 1981.
33. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Riv. Nuovo Cimento*, 2, 1, 1979.
34. S. R. Kulkarni, *Astrophys. J. Lett.*, 306, L86, 1986.
35. J. McKenna, A. G. Lyne, *Nature*, 336, 226, 1988.
36. A. W. Jones, A. G. Lyne, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 232, 473, 1988.

УДК: 52—468

## ГОФРИРОВОЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИЛЬНОЙ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ МЕДЛЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ. II. ПРИБЛИЖЕННОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

М. А. ЭДЕЛЬМАН

Поступила 11 ноября 1988

Принята к печати 15 января 1989

Показано, что сильная медленная параллельная ударная волна как в адиабатическом случае, так и для изотермического газа с произвольной температурой за фронтом, подвержена гофрировочной неустойчивости. Неустойчивость является аперiodической и ее инкремент растет линейно с ростом волнового числа возмущения вдоль фронта, вплоть до масштабов порядка длины свободного пробега частиц. Медленная ударная волна не может генерировать альфвеновских волн. Гофрировочная неустойчивость может быть привлечена к объяснению шума, наблюдаемого при аккреции на компактные объекты.

1. *Введение.* Устойчивость медленной ударной волны (УВ) относительно возмущений поверхности фронта исследовалась в работе [1]. Задача решалась численно для случая плоской УВ с числом Маха перед фронтом  $M_0 = v_0/c_0 = 2$  при  $\bar{B}_0 = v_{A0}/v_0 \leq 4.5$  ( $v_0$  — скорость натекания газа на фронт,  $c_0$  — скорость звука перед фронтом,  $v_{A0}$  — альфвеновская скорость перед фронтом); полагалось  $\gamma = 5/3$ . Было установлено, что медленная УВ является неустойчивой, а инкремент быстро падает с ростом магнитного поля, причем высказано предположение об устойчивости УВ в сильных магнитных полях.

Возврат к проблеме устойчивости магнитогидродинамических УВ в настоящее время связан с развитием моделей излучающих областей рентгеновских двойных систем [2, 3] и наличием большого количества наблюдательных данных [4, 5]. Сильные магнитные поля ( $\bar{B}_0 \gtrsim 10$ ) и большие числа Маха ( $M_0 \gg 1$ ) в промежуточных полях, полях и рентгеновских источниках, у которых наблюдаются квази-периодические осцилляции (КПО), не позволяют воспользоваться готовыми результатами работы [1]. Автору также важно было подтвердить коротковолновую (длина волны  $\lambda_2$  много меньше характерного масштаба охлаждения  $L$ ) асимптотику численного решения для случая радиативных УВ, полученную в первой ча-

сти настоящей работы [6]. Для большей общности, а также имея в виду возможность применения результатов к УВ в межзвездной среде, ниже рассматриваются как адиабатические УВ с произвольным  $\gamma$ , так и изотермические сильные медленные параллельные УВ.

2. *Основные уравнения.* Невозмущенное решение — плоская стационарная УВ, в которой по обе стороны от поверхности разрыва течение является одномерным и направлено вдоль силовых линий магнитного поля, нормального фронту УВ. Давление ( $p$ ), плотность ( $\rho$ ) скорость ( $v$ ) и магнитное поле ( $B$ ) по обе стороны от поверхности фронта не зависит от координат ( $x$ -координата вдоль направления невозмущенного течения, остальные координаты ортогональны ему; на фронте  $x = 0$ ) и времени ( $t$ ). Предполагается, что перед фронтом газ адиабатический с показателем адиабаты  $\gamma$ , а за фронтом — либо адиабатический с тем же  $\gamma$ , либо изотермический с температурой  $T \ll 2 \frac{\mu}{R} \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2} v_0^2$ . Значения величин, характеризующих состояние газа, связаны на поверхности разрыва соотношениями:

$$\rho_1 = \frac{\rho_0 v_0^2}{1 + \alpha_1}, \quad v_1 = \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} v_0, \quad B_1 = B_0; \quad (1)$$

в изотермическом случае

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{c_1^2}, \quad c^2 = \frac{R}{\mu} T, \quad \alpha = M^2 = \frac{v^2}{c^2}; \quad (2)$$

в адиабатическом случае

$$\rho_1 = \frac{\alpha_1 + 1}{\alpha_1} \rho_0, \quad c^2 = \frac{2\gamma(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} v_0^2, \quad \alpha = \gamma M^2 = \frac{\gamma - 1}{2}. \quad (3)$$

Здесь и ниже, если нет специальных оговорок, индексы 0 и 1 относятся к газу перед и за фронтом соответственно.

Система уравнений, описывающих малые возмущения, отличается от системы (8)—(16) из [6] отсутствием производных невозмущенных величин, равенством нулю функции охлаждения  $\Lambda(T)$  и произвольностью  $\gamma$  в уравнении баланса энергии (13) (в изотермическом случае оно заменяется условием постоянства температуры). Если  $f$  — возмущаемая величина, а  $\delta f$  — ее возмущение, то вводим безразмерные переменные  $\bar{f} = \delta f / (fk_x \gamma_0)$  и ищем решение в виде  $\bar{f} = f e^{i(\omega t + k_x x + k_x x)}$  ( $\gamma_0$  — амплитуда возмущений фронта). Вводим также безразмерные величины

$$\bar{B}^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho v^2}, \quad \bar{\Omega} = \frac{\omega}{k_x v} \quad \text{и} \quad \bar{l} = \frac{k_x}{k_z}. \quad (4)$$

Исследуя возмущения, генерируемые искажениями формы фронта УВ, мы ищем лишь решения, убывающие перед фронтом на  $-\infty$  и за фронтом на  $+\infty$ . Задача, как и в [6], распадается на две: первая — генерация разрывом альфвеновских волн; вторая — устойчивость фронта и генерация энтропийной и магнитозвуковых волн.

В альфвеновских волнах

$$\tilde{v}_{y1} = -\bar{B}_1 \tilde{B}_{y1} \quad \text{и} \quad \tilde{v}_{y0} = \bar{B}_0 \tilde{B}_{y0} \quad (5)$$

(ось  $y$  перпендикулярна направлению распространения волны).

Оставшаяся система дает энтропийную волну с  $\tilde{p} = 0$  и  $\tilde{\rho} = -\tilde{T}$  и магнитозвуковые волны:

$$\left\{ \begin{array}{l} (\bar{\Omega} + \bar{l}) \tilde{p} + \frac{\alpha}{M^2} (\bar{l} \tilde{v}_x + \tilde{v}_z) = 0; \\ (\bar{\Omega} + \bar{l}) \tilde{v}_z = \bar{B}^2 (\bar{l} \tilde{B}_z - \tilde{B}_z) - \frac{1}{\alpha} \tilde{p}; \\ (\bar{\Omega} + \bar{l}) \tilde{v}_x = -\frac{\bar{l}}{\alpha} \tilde{p}; \\ (\bar{\Omega} + \bar{l}) \tilde{B}_z = \frac{\alpha}{\bar{l}} \tilde{v}_z; \\ \bar{\Omega} \tilde{B}_x = \tilde{B}_x - \tilde{v}_x, \end{array} \right. \quad (6)$$

дисперсионное уравнение для которых имеет вид:

$$(M^{-2} - 1)(1 - \nu) \bar{l}^4 - 2\bar{\Omega}[(M^{-2} - 2)\nu + 1] \bar{l}^3 + \{M^{-2} - 1 - \nu M^{-2} - \bar{\Omega}^2[1 + \nu(M^{-2} - 6)]\} \bar{l}^2 + [4\bar{\Omega}^3 \nu - 2\bar{\Omega}(1 + \nu M^{-2})] \bar{l} + \bar{\Omega}^4 \nu - \bar{\Omega}^2(1 - \nu M^{-2}) = 0, \quad (7)$$

где  $\nu = \bar{B}^{-2}$ . Это уравнение в медленной УВ ( $\nu_0 < 1$ ) должно иметь одно решение перед фронтом ( $l_0$ ) и два решения за фронтом ( $l_1$  и  $l_2$ ), удовлетворяющие условиям на бесконечности. Решение системы (6) имеет вид:

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{v}_x &= -\frac{M^{-2}\bar{l}}{\bar{l}^2 M^{-2} - (\bar{\Omega} + \bar{l})^2} \bar{v}_s, \\ \bar{B}_s &= \frac{\bar{l}}{\bar{l} + \bar{\Omega}} \bar{v}_s, \\ \bar{B}_x &= -\frac{1}{\bar{l} + \bar{\Omega}} \bar{v}_s, \\ \bar{p} &= \frac{M^{-2}\alpha(\bar{\Omega} + \bar{l})}{\bar{l}^2 M^{-2} - (\bar{\Omega} + \bar{l})^2} \bar{v}_s. \end{aligned} \right. \quad (8)$$

3. *Граничные условия.* Возмущения поверхности фронта задаем в виде  $\eta = \eta_0 e^{i(\omega t + k_x x)}$ . Граничные условия имеют вид [7]:

$$\left\{ \begin{aligned} [\rho \delta v_n + v_n \delta \rho] &= 0; \\ [\delta p + 2\rho \delta v_n + v_n^2 \delta \rho] &= 0; \\ \left[ \rho v_n \delta \vec{v}_t - \frac{1}{4\pi} B_n \delta \vec{B}_t \right] &= 0; \\ [v_n \delta \vec{B}_t - B_n \delta \vec{v}_t] &= 0; \\ [B_n] &= 0, \end{aligned} \right. \quad (9)$$

где квадратными скобками обозначены разности соответствующих величин по обе стороны от поверхности разрыва. Следуя методике, описанной в [8], можно получить граничные условия в введенных нами переменных:

$$\bar{v}_{x1} = \frac{1}{\alpha_1 (M_1^{-2} - 1)} i \bar{\Omega}_1; \quad (10)$$

$$\bar{p}_1 = \bar{p}_0 - \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} \frac{M_1^{-2} + \alpha_1^{-1}}{M_1^{-2} - 1} i \bar{\Omega}_1; \quad (11)$$

$$\frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} \bar{v}_{s1} - \bar{B}_0^2 \bar{B}_{s1} = \bar{v}_{s0} - \bar{B}_0^2 \bar{B}_{s0} + \frac{i}{1 + \alpha_1}; \quad (12)$$

$$\frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} (\bar{v}_{s1} - \bar{B}_{s1}) = \bar{v}_{s0} - \bar{B}_{s0}. \quad (13)$$

Здесь уже учтено, что в сильной УВ из условия  $M_0 \gg 1$  следует, согласно (8),  $\bar{v}_{x0} \approx 0$ . Заметим, что в таком виде граничные условия справедливы как для случая адиабатического, так и для случая изотермического газа за фронтом.

Граничные условия для  $\bar{v}_y$  и  $\bar{B}_y$  отличаются от (12), (13) отсутствием неоднородного члена. Если в них подставить  $\bar{v}_y$  из (5), то условие разрешимости уравнений примет вид  $\bar{B}_0 = \bar{B}_1$ , что невозможно в медленной УВ. Итак, первый результат состоит в том, что медленная параллельная сильная УВ не может генерировать альфвеновских волн.

Используя (8), уравнения (10)—(13) можно свести к виду:

$$\frac{\bar{Q}_1 + \alpha_1 (1 + \alpha_1)^{-1} (1 - M_1^{-2}) l_1}{M_1^{-2} l_1^2 - (\bar{Q}_1 + l_1)^2} \bar{v}_1 + \frac{M_1^2 \alpha_1^{-1}}{l_1 + \bar{Q}_1} \bar{v}_1 +$$

$$+ \frac{\bar{Q}_1 + \alpha_1 (1 + \alpha_1)^{-1} (1 - M_1^{-2}) l_2}{M_1^{-2} l_2^2 - (\bar{Q}_1 + l_2)^2} \bar{v}_2 + \frac{M_1^2 \alpha_1^{-1}}{l_2 + \bar{Q}_1} \bar{v}_2 = 0; \quad (14)$$

$$\frac{M_1^{-2} l_1}{M_1^{-2} l_1^2 - (\bar{Q}_1 + l_1)^2} \bar{v}_1 + \frac{M_1^{-2} l_2}{M_1^{-2} l_2^2 - (\bar{Q}_1 + l_2)^2} \bar{v}_2 = - \frac{i \bar{Q}_1}{\alpha_1 (M_1^{-2} - 1)}; \quad (15)$$

$$\frac{l_p - l_1}{l_1 + \bar{Q}_1} \bar{v}_1 + \frac{l_p - l_2}{l_2 + \bar{Q}_1} \bar{v}_2 = \frac{i v_1}{\alpha_1 (1 - v_1)}. \quad (16)$$

Здесь  $l_p = [1 - (1 + \alpha_1^{-1}) v_1] (1 - v_1)^{-1} l_0$ , а  $\bar{v}_1$  и  $\bar{v}_2$ —значения  $\bar{v}_{y1}$ , в двух решениях (8) с  $\bar{l}$ , равным  $l_1$  и  $l_2$  соответственно.

Уравнения (7), (14)—(16) представляют из себя в замкнутом виде математически сформулированную проблему устойчивости сильных медленных параллельных УВ.

4. *Решение.* Найти аналитическое решение не представляется возможным. С другой стороны, численное решение, являясь достаточно громоздким, будет ограничено небольшим набором параметров, как это сделано в [1]. Мы воспользуемся тем, что в медленной УВ  $v_0 < 1$ , а  $v_1 < \alpha_1 / (1 + \alpha_1)$ . Например, для варианта, исследованного численно в [6] ( $\tau = 5/3$  и  $\bar{B}_0 = 2$ ), значение  $v_1 = 1/16$ . Это позволяет надеяться, что ограничения на применимость асимптотики решения при  $v \rightarrow 0$  к медленным УВ будут незначительны. В сильных магнитных полях у основания аккреционных колонок полярных и нейтронных звезд, где  $\bar{B}_0 > 10$  и  $v_1 < 1/400$ , асимптотические решения заведомо применимы.

Итак, положим  $v_0 \ll 1$ ; тогда  $v_1 \ll \alpha_1 < 1$ . Воспользуемся результатами численных расчетов [1,6] и сразу сделаем предположение о малости  $\bar{Q}_1$  ( $|\bar{Q}_1| \ll 1$ ), которое необходимо будет проверить в конце. В уравнениях будем пренебрегать членами порядка  $v_0$  и  $\bar{Q}_1$  по сравнению с единицей и  $v_1$  по сравнению с  $\alpha_1$ . Из (7) получаем

$$(M^{-2} - 1)\bar{l}^4 - 2\bar{\Omega}\bar{l}^3 + (M^{-2} - 1)\bar{l}^2 - 2\bar{\Omega}\bar{l} - \bar{\Omega}^2 = 0. \quad (17)$$

С указанной точностью решения (17), удовлетворяющие условиям на бесконечности, имеют вид:

$$l_0 = -i, \quad l_p = -i, \quad l_1 = i \quad \text{и} \quad l_2 = -\bar{\Omega}_1 (M_1^{-1} + 1)^{-1}. \quad (18)$$

Как и в [6], мы ищем неустойчивые решения, поэтому при выборе решения, убывающего на бесконечности, полагаем  $\text{Im } \bar{\Omega}_1 < 0$ .

Система (14)–(16) сводится к виду:

$$\begin{cases} i \left( \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} - \frac{M_1^2}{\alpha_1} \right) \bar{v}_1 + \frac{(1 + \alpha_1 M_1^{-1})(M_1^{-1} + 1)^2}{(1 + \alpha_1) M_1^{-4} v_1} \frac{\bar{v}_2}{\bar{\Omega}_1} = 0; \\ \frac{i}{M_1^2} \bar{v}_1 + \frac{M_1^2}{v_1} (M_1^{-1} + 1) (M_1^{-2} - 1) \frac{\bar{v}_2}{\bar{\Omega}_1} = i \frac{\bar{\Omega}_1}{\alpha_1}; \\ 2 \bar{v}_1 + (M_1 + 1) i \frac{\bar{v}_2}{\bar{\Omega}_1} = -i \frac{v_1}{\alpha_1} \end{cases} \quad (19)$$

и имеет решение

$$\bar{v}_1 = -\frac{i v_1}{2 \alpha_1}, \quad \frac{\bar{v}_2}{\bar{\Omega}_1} = \frac{M_1^{-4} \left( \frac{M_1^2}{\alpha_1} - \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_1} \right) (1 + \alpha_1)}{2 \alpha_1 \left( 1 + \frac{\alpha_1}{M_1} \right) \left( \frac{1}{M_1} + 1 \right)^2} v_1^2, \quad (20)$$

$$\bar{\Omega}_1 = -\frac{i \alpha_1}{2 M_1^2} \frac{1 + M_1^2 \alpha_1^{-1} (M_1^{-1} - 1)}{1 + \alpha_1 M_1^{-1}} v_0. \quad (21)$$

Для адиабатических УВ  $\bar{\Omega}_1 = -0.5 i v_0 (M_1^{-1} + \gamma - 1)(1 + \gamma M_1)^{-1} \sim -i v_0$  и  $|\bar{\Omega}_1| \ll 1$  эквивалентно исходному  $v_0 \ll 1$ . В случае изотермического газа за фронтом  $\bar{\Omega}_1 = -0.5 i v_0 M_1^{-1} (1 + M_1)^{-1} \sim -0.5 i M_1^{-1} v_0$ , то есть результаты применимы при  $v_0 \ll 2 M_1$ . Так как  $\alpha_1 \approx \rho_0 / \rho_1$ , то последнее условие можно переписать в виде

$$\bar{B}_0^2 \gg 0.5 \cdot (\rho_1 / \rho_0)^{1/2}. \quad (22)$$

Например, при  $\alpha_1^{-1} = 300$  это неравенство дает  $\bar{B}_0^2 \gg 9$  и при  $\bar{B}_0 = 10$  асимптотика должна быть вполне применима.

Если  $\alpha_1 \ll 1$ , то возможно найти асимптотику при  $v_1 \ll 1$ , ослабив ограничения на  $\bar{\Omega}_1$  ( $|\bar{\Omega}_1| \lesssim 1$ ) и не предполагая  $v_0 \ll 1$ . При этом  $v_1 \sim \alpha_1 v_0 \ll 1$  и  $|\bar{\Omega}_0| \sim \alpha_1 |\bar{\Omega}_1| \ll 1$ . Уравнение (7) сводится к виду

$$\bar{l}^4 - 2\bar{\Omega}(v + \alpha)\bar{l}^3 + \bar{l}^2 - 2\bar{\Omega}(v + \alpha)\bar{l} - \bar{\Omega}^2(v + \alpha) = 0. \quad (23)$$

Это уравнение имеет в указанном приближении решения

$$l_0 = -i(1 - \nu_1 \alpha_1^{-1})^{-1/2}, \quad l_p = -i(1 - \nu_1 \alpha_1^{-1})^{1/2}, \quad l_1 = i, \quad l_2 = -(\nu_1 + \alpha_1)^{1/2} \bar{\Omega}_1. \quad (24)$$

Система (14)—(16) сводится к виду:

$$\begin{cases} -i(1 - i\bar{\Omega}_1)^{-1} \tilde{v}_1 + (1 + \alpha_1 \nu_1^{-1}) \tilde{v}_2 / \bar{\Omega}_1 = 0; \\ -i \tilde{v}_1 - \nu_1 (\nu_1 + \alpha_1)^{1/2} \tilde{v}_2 / \bar{\Omega}_1 = -i \bar{\Omega}_1; \\ (\sqrt{1 - \nu_1 \alpha_1^{-1}} + 1)(1 - i\bar{\Omega}_1)^{-1} \tilde{v}_1 + i(1 - \nu_1 \alpha_1^{-1}) \tilde{v}_2 / \bar{\Omega}_1 = -i \alpha_1^{-1} \nu_1 \end{cases} \quad (25)$$

имеет решение

$$\tilde{v}_1 = (\nu_1 + \alpha_1)^{1/2} (1 - i\bar{\Omega}_1) \bar{\Omega}_1, \quad \tilde{v}_2 / \bar{\Omega}_1 = i\bar{\Omega}_1 (\nu_1 + \alpha_1)^{-1/2} \nu_1, \quad (26)$$

$$\bar{\Omega}_1 = -i \alpha_1^{-1/2} (1 + \nu_0)^{1/2} (1 + \sqrt{1 - \nu_0})^{-1} \nu_0 \sim 0.5 i \alpha_1^{-1/2} \nu_0. \quad (27)$$

При  $\alpha_1 \ll 1$  и  $\nu_0 \ll 1$  выражения (21) и (27) дают один и тот же результат  $\bar{\Omega}_1 = -0.5 i \alpha_1^{-1/2} \nu_0$ . Справедливость решения (27) нарушается лишь при  $\nu_0 \gg \alpha_1^{1/2} \sim (\rho_0/\rho_1)^{1/2}$ , но это условие очень редко реализуется в медленных УВ, которые встречаются в астрофизике.

В пользу широкой применимости асимптотических решений говорит сравнение с численными результатами [6]. В этой работе для  $\gamma = 5/3$  и  $\bar{B}_0 = 2$  численно получено  $\Omega = 2 \cdot \bar{\Omega}_0 \approx -0.1 i$ , а из (21) в том же случае получается  $\Omega = -0.104 i$ .

Зная, что  $\bar{\Omega}_1 \sim \nu_1$ , найдем первые три члена разложения  $\bar{\Omega}_1 = \sum_{i=1}^{\infty} \Omega_i \nu^i$ . Решения (7) с точностью, необходимой для нахождения  $\Omega_3$ , удовлетворяющие условиям на бесконечности, имеют вид:

$$\begin{aligned} l_0 &= -i - 0.5i(1 + \alpha_1^{-1}) \nu_1 - (1 + \alpha_1^{-1})^2 [0.375i - (1 + \alpha_1^{-1})^{-2} \Omega_1] \nu_1^{-2}; \\ l_p &= -i - 0.5i(1 - \alpha_1^{-1}) \nu_1 + [\Omega_1 + 0.125i \alpha_1^{-2} (1 + 6\alpha_1 - 3\alpha_1^2)] \nu_1^2; \\ l_1 &= i - 0.5i(M_1^{-2} - 1)^{-1} \nu_1 - (M_1^{-2} - 1)^{-2} [(2M_1^{-2} - 1)\Omega_1 + 0.5i(M_1^{-2} - 0.75)] \nu_1^2; \\ l_2 &= -(1 + M_1^{-1})^{-1} (\Omega_1 \nu_1 + \Omega_2 \nu_1^2 + \Omega_3 \nu_1^3 + \Omega_4 \nu_1^4) - \\ &\quad - 0.5 M_1^{-3} (1 + M_1^{-1})^{-2} (\Omega_1 \nu_1^2 + \Omega_2 \nu_1^3 + \Omega_3 \nu_1^4) + \\ &\quad + 0.125 M_1^{-5} (1 + M_1^{-1})^{-3} (3 + M_1^{-1}) (\Omega_1 \nu_1^3 + \Omega_2 \nu_1^4) - \\ &\quad - 0.5 M_1^{-3} (1 + M_1^{-1})^{-4} \Omega_1 [0.125 M_1^{-4} (5 + 4M_1^{-1} + M_1^{-2}) - \Omega_1^2] \nu_1^4. \end{aligned} \quad (28)$$

Ищем решение системы (14) — (16) в виде  $v_1 \approx \sum_{i=1}^{\infty} w_i v_1^i$ ,  $v_2 \approx \sum_{i=3}^{\infty} u_i v_1^i$ . Первые члены в разложениях совпадают с асимптотиками.

Выражения для последующих членов разложения в общем виде громоздки, поэтому приведем лишь численное значение решения для адиабатической УВ с  $\gamma = 5/3$ :

$$\begin{aligned} v_1 &\approx -1.5i v_1 + 2.14 i v_1^2 - 1.564 i v_1^3; \\ v_2 &\approx -3.18 i v_1^3 + 5.75 i v_1^4 - 4.8 i v_1^5; \end{aligned} \quad (29)$$

$$\bar{v}_1 \approx -3.33 i v_1 + 4.96 i v_1^2 - 15.4 i v_1^3;$$

$$\bar{v}_0 = \omega k_x^{-1} v_0^{-1} \approx 0.208 i v_0 + 0.0775 i v_0^2 - 0.06 i v_0^3.$$

5. *Выводы.* Из вышеприведенных расчетов следует, что медленная сильная параллельная УВ является неустойчивой. Неустойчивость является аперiodической. Если размер возмущений вдоль фронта  $a_x \sim k_x^{-1}$ , то вдоль направления распространения УВ выделяются два масштаба:

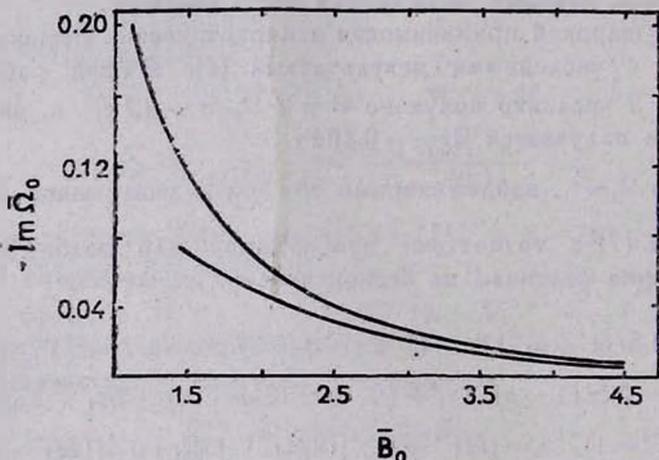


Рис. 1. Зависимость инкремента неустойчивости от величины магнитного поля для адиабатических УВ с  $\gamma = 5/3$ . Верхняя кривая — результаты численных расчетов [1] для случая  $M_0 = 2$ . Нижняя кривая построена по формуле (29). При  $B_0 > 2$  результаты не очень разнятся, хотя последний справедлив при  $M_0 \gg 1$ .

$a_1 = (l_1 k_x)^{-1} \sim a_x$  и  $a_2 = (l_2 k_x)^{-1} \sim 2 a_x v_0^{-1}$ . Время развития неустойчивости  $t_{inst} = (\text{Im } \omega)^{-1} \sim a_2 / c_1$ . Как будут развиваться возмущения на нелинейной стадии неясно.

В сильных УВ газ за фронтом можно считать адиабатическим, если на характерных масштабах задачи электронной теплопроводностью можно пренебречь. Теплопроводностью поперек магнитного поля в медленной УВ можно пренебречь практически всегда. Если характерный масштаб теплопроводности много меньше  $a_z$ , то энергия, которая переносится через фронт, будет передаваться на большие расстояния за время  $t < t_{\text{inst}}$ , и ситуация близка к случаю изотермического газа за фронтом с температурой  $T =$

$$= 2 \frac{\mu}{R} \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2} v_0^2.$$

При этом неустойчивость сохраняется и не видно механизмов, подавляющих ее, вплоть до масштабов  $a_z$ , порядка длины свободного пробега частиц.

6. *Обсуждение.* Возможность наблюдения переменности излучения, связанной с гофрировочной неустойчивостью медленной УВ при аккреции на поверхность компактной звезды в полярах, обсуждалась в [6]. Здесь аperiodически неустойчивыми являются возмущения с размером  $\lambda_z \leq \leq L_c / B_0$ . Другая ситуация возникает, если толщина слоя холодного газа за фронтом УВ ( $H$ ) значительно превосходит  $L_c$ . В этом случае неустойчивыми будут также волны, для которых  $L_c \ll \lambda_z \ll H v_0$ , с инкрементом, даваемым формулой (27). Результаты данной работы вместе с результатами работы [1] позволяют предположить, что неустойчивость сохранится и при наклонной ориентации магнитного поля. Таким образом, области, где УВ является медленной, в оболочках, раздуваемых давлением излучения, и в остатках сверхновых на радиационной стадии будут неустойчивы, а максимальный масштаб неустойчивости вдоль фронта порядка  $H v_0$ .

Быстрые КПО рентгеновского излучения с частотой 5—55 Гц и связанный с ними низкочастотный шум на тех же частотах наблюдались у десяти ярких маломассивных двойных систем. Во многих источниках также присутствует красный шум на частотах ниже 0.1 Гц. Обзор по феноменологии КПО-источников дан в работе [9], классификация в [10]. Многообразие свойств КПО-источников сейчас понято не до конца, и существует много моделей, авторы которых предпринимают попытки объяснить КПО, шум и их характеристики в различных спектрально-энергетических состояниях [10]. Все КПО-источники имеют, светимости близкие к эддингтоновскому пределу, и во всех должны присутствовать медленные УВ. Характерные частоты шума и осцилляций могут возникать, например, в ударной волне при аккреции на оболочку, раздуваемую давлением излучения.

Конечно, пока не выполнен анализ гофрировочной неустойчивости на нелинейной стадии, пока нет конкретной модели, включающей эту неустойчивость, объясняющей все многообразие свойств КПО-источников, последнее утверждение является лишь смелой гипотезой. Аргументы в пользу

этой гипотезы: а) присутствие в КПО-источниках аperiodически неустойчивой медленной УВ (вопрос в том, будет ли связанный с неустойчивостью шум достаточно интенсивным и на каких частотах); б) возможность колебательной неустойчивости в радиативной УВ (вопрос в том, будет ли она реализована, что определяется функцией охлаждения и теплопроводностью в конкретных условиях [11]).

Автор выражает благодарность С. Ф. Пименову за полезные обсуждения.

Ростовский педагогический  
институт

## CORRUGATION INSTABILITY OF STRONG PARALLEL SLOW SHOCK WAVE. II. APPROXIMATE ANALYTICAL INVESTIGATION

M. A. EDELMAN

It has been shown that a strong parallel slow shock wave is subjected to corrugation instability for an adiabatic case as well, as for the isothermal gas with arbitrary temperature behind the front. The instability is aperiodic and its increment is linearly growing with the growth of the wave—number of perturbation along the front, up to the scales of the order of the particle free path. Slow shock cannot generate Alfvén modes. Corrugation instability can be attributed to the explanation of the noise, observed at accretion onto degenerate dwarfs.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Lesson, N. V. Deshpande, *Plasma Physics*, 1, 463, 1967.
2. S. H. Langer, G. Chanmugam, G. Shaviv, *Astrophys. J. Lett.*, 245, 123, 1981.
3. D. Q. Lamb, *Cataclysmic Variables and Low Mass X-ray Binaries*, ed. D. Q. Lamb and J. Patterson, Dordrecht, Reidel, 1985, p. 179.
4. J. N. Imamura, T. Y. Steiman—Cameron, *Astrophys. J.*, 311, 786, 1986.
5. J. Middleditch, *Astrophys. J. Lett.*, 257, L71, 1982.
6. М. А. Эдельман, *Астрофизика*, 31, 407, 1989.
7. А. И. Ахисер, И. А. Ахисер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, *Электродинамика плазмы*, Наука, М., 1974.
8. J. F. McKenzie, K. O. Westphal, *Phys. Fluids*, 13, 630, 1970.
9. M. van der Kruit, *Physics of Accretion onto Compact Objects*, Lecture Notes in Physics, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 266, 157, 1986.
10. G. Hasinger, *Astron. and Astrophys.*, 186, 153, 1987.
11. J. N. Imamura, M. I. Wolff, R. H. Dartsen, *Astrophys. J.*, 276, 667, 1984.

УДК: 524.3—355

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ  
В ОБОЛОЧКАХ ПРОЦИОНА. II. АСИММЕТРИЯ  
СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

И. Н. АТРОЩЕНКО, А. С. ГАДУН, Р. И. КОСТЫК

Поступила 24 февраля 1989

Принята к печати 20 апреля 1989

Приводятся результаты сравнительного анализа асимметрии спектральных линий 11 химических элементов в спектрах центра и края солнечного диска, Солнца как звезды и Проциона. Выполнены расчеты асимметрии линии 617.3341 FeI по трехмерным неоднородным моделям Проциона. Скорость вращения фотосферы Проциона, найденная из сравнения асимметрий вычисленной и наблюдаемой линий, оценивается в  $3 \div 4$  км/с; лимб-эффект, по расчетам, находится в пределах  $1 \div -2$  км/с и демонстрирует ход, обратный солнечному, т. е. при переходе от центра к краю диска Проциона фиолетовое смещение возрастает; среднеквадратичные флуктуации интенсивности ( $20 \div 40\%$  в длине волны 617.334 нм) выше солнечных и показывают тенденцию постоянства или даже увеличения к краю.

1. *Введение.* Одной из задач прямого численного моделирования конвективных движений в верхней части оболочки Проциона [1] является воспроизведение асимметрии линий поглощения. В этой связи важным становится вопрос о наблюдательных аспектах асимметричности его линий поглощения.

В 1981 г. Грей [2] обнаружил асимметрию нескольких линий поглощения в спектре Проциона. Затем по данным спектральных наблюдений 9 звезд IV—V классов светимости (включая Процион) и 18 звезд III класса он установил [3], что по мере продвижения от звезд класса G в сторону более ранних спектральных классов асимметрия линий существенно изменяется: фиолетовая асимметрия в ядре, характерная для сильных линий G-класса, уменьшается и в звездах класса F уступает место красной. Исчезает C-образный вид бисектора. На основании полуэмпирического анализа был сделан вывод об увеличении грануляционных скоростей в атмосферах F-звезд по сравнению с G при примерном равенстве их грануляционных контрастов. В последующей работе Грей и Тонер [4] применили

двухпотокую модель для анализа факторов, влияющих на асимметрию звездных линий, сформулировали ряд закономерностей, касающихся количественных параметров проникающей конвекции в звездных фотосферах, а также обратили внимание на важную роль вращения в формировании наблюдаемой асимметрии звездных спектральных линий.

Большая работа по исследованию асимметрии спектральных линий ряда звезд выполнена Дравинсом [5]. Для Проциона, на основании тщательного анализа асимметрии 233 линий нейтрального и ионизованного железа, как по собственным наблюдениям, так и по данным атласа спектра Проциона [6], им установлено увеличение красной асимметрии линий по мере уменьшения их глубины и уменьшение асимметрии с ростом длины волны. Заметим, что последняя особенность имеет место и для линий в спектре Солнца как звезды [7].

Настоящая работа посвящена анализу асимметрий линий поглощения в спектрах Солнца и Проциона. В отличие от [5] рассматриваются линии нескольких химических элементов, а также проводится сравнение вычисленной по трехмерным неоднородным моделям Проциона [1] асимметрии спектральной линии  $617.3341 \text{ нм Fe I}$  с наблюдениями.

*2. Методика обработки наблюдательного материала.* В качестве наблюдательного материала мы использовали версии на магнитных лентах атласов спектра Солнца для центра [8], края диска ( $\mu = 0.2$ , предварительная версия обсерватории Китт Пик), Солнца как звезды [9], а также атлас спектра Проциона [6]. Для того, чтобы исследовать влияние инструментальных искажений на асимметрию линий в атласе Проциона мы, в соответствии с данными об инструментальных профилях во втором и третьем порядках [10], исправили контуры нескольких линий за инструментальные погрешности и сравнили асимметрии этих линий до и после коррекции. Влияние инструментального контура на асимметрию линий поглощения оказалось незначительным. Поэтому в дальнейшем данные о линиях из атласа Проциона, если это не оговаривается особо, не исправлялись за инструментальное искажение.

Поскольку данные об абсолютных смещениях линий Проциона отсутствуют, а анализ солнечных линий свидетельствует о том, что их смещения [11] главным образом зависят от глубины линий, то усреднение бисекторов спектральных линий как Солнца, так и Проциона проводилось без учета их смещений, но как можно в более узких интервалах центральных глубин.

*3. Результаты сравнительного анализа асимметрии линий поглощения в спектрах Солнца и Проциона.* Для анализа линий поглощения в спектрах Солнца и Проциона было отобрано 105 линий 11 элементов. Список линий приведен в табл. 1. Данные о линиях взяты из работы [12].

Таблица 1

ЛИНИИ, ОТОБРАННЫЕ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ СРАВНИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА ИХ АСИММЕТРИИ В СПЕКТРАХ СОЛНЦА И ПРОЦИОНА

№	$\lambda$ , нм	Эл-г	EPL, эВ	№	$\lambda$ , нм	Эл-г	EPL, эВ
1	2	3	4	5	6	7	8
1	615.4230	NaI	2.10	36	478.8765	FeI	3.24
2	566.5563	SiI	4.92	37	495.0111	FeI	3.42
3	579.3079	SiI	4.93	38	506.7155	FeI	4.22
4	594.8548	SiI	5.08	39	510.9657	FeI	4.30
5	612.5026	SiI	5.61	40	514.1746	FeI	2.42
6	614.5020	SiI	5.61	41	519.8718	FeI	2.22
7	700.3574	SiI	5.96	42	521.7396	FeI	3.21
8	740.5790	SiI	5.61	43	528.8533	FeI	3.69
9	558.8764	CaI	2.52	44	529.5321	FeI	4.41
10	616.2180	CaI	1.90	45	537.3714	FeI	4.47
11	616.6440	CaI	2.52	46	537.9581	FeI	3.69
12	461.7276	TiI	1.75	47	538.6340	FeI	4.15
13	475.9276	TiI	2.25	48	539.8287	FeI	4.44
14	521.0392	TiI	0.05	49	540.1271	FeI	4.32
15	534.8326	CrI	1.00	50	541.7042	FeI	4.41
16	578.7926	CrI	3.32	51	546.1559	FeI	4.44
17	740.0188	CrI	2.90	52	554.3944	FeI	4.22
18	602.1803	MnI	3.07	53	556.0220	FeI	4.43
19	481.3479	CoI	3.21	54	561.8642	FeI	4.21
20	534.2708	CoI	4.02	55	563.5831	FeI	4.26
21	495.3212	NiI	3.74	56	563.8271	FeI	4.22
22	509.4418	NiI	3.83	57	565.1477	FeI	4.47
23	515.5132	NiI	3.90	58	567.9032	FeI	4.65
24	543.5866	NiI	1.99	59	573.1772	FeI	4.26
25	557.8729	NiI	1.68	60	575.2042	FeI	4.55
26	559.3746	NiI	3.90	61	577.5088	FeI	4.22
27	576.0841	NiI	4.10	62	579.3922	FeI	4.22
28	610.8125	NiI	1.68	63	580.9224	FeI	3.88
29	676.7784	NiI	1.83	64	585.2228	FeI	4.22
30	677.2321	NiI	3.66	65	585.6096	FeI	4.29
31	742.2286	NiI	3.63	66	585.9596	FeI	4.55
32	457.4225	FeI	3.21	67	586.2368	FeI	4.55
33	460.2008	FeI	1.61	68	598.3688	FeI	4.55
34	460.2949	FeI	1.48	69	598.4826	FeI	4.73
35	463.0128	FeI	2.28	70	598.7070	FeI	4.79

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
71	600.8566	FeI	3.88	89	685.8155	FeI	4.61
72	602.7059	FeI	4.07	90	744.5758	FeI	4.26
73	605.6013	FeI	4.73	91	552.6821	SeII	1.77
74	606.5494	FeI	2.61	92	458.8204	CrII	4.07
75	609.3649	FeI	4.61	93	530.5866	CrII	3.83
76	615.1623	FeI	2.18	94	530.8429	CrII	4.07
77	616.5363	FeI	4.14	95	531.0697	CrII	4.07
78	617.3341	FeI	2.22	96	450.8289	FeII	2.85
79	620.0321	FeI	2.61	97	457.6339	FeII	2.84
80	621.3437	FeI	2.22	98	462.0520	FeII	2.83
81	624.6327	FeI	3.60	99	532.5560	FeII	3.22
82	629.7799	FeI	2.22	100	542.5259	FeII	3.20
83	633.5337	FeI	2.20	101	508.4105	FeII	3.20
84	641.1658	FeI	3.65	102	614.9249	FeII	3.89
85	643.0856	FeI	2.18	103	643.2683	FeII	2.89
86	675.0164	FeI	2.42	104	455.4036	BaII	0.00
87	675.2716	FeI	4.64	105	585.3688	BaII	0.60
88	684.3655	FeI	4.55				

Результаты показаны на рис. 1—4. На рис. 1 представлены бисекторы линий нейтрального железа, усредненные в двух интервалах потенциала возбуждения нижнего уровня (EPL). На рис. 2 и 3—усредненные бисекторы нейтральных атомов Na, Si, Ca, Ti, Cr, Mn, Co и Ni. На рис. 4—бисекторы линий ионов Sc, Cr, Fe, Ba. Число усредненных линий приводится на рисунках в скобках.

Из анализа формы бисекторов солнечных линий можно выделить следующие закономерности:

1) Умеренно-сильные и сильные линии центра солнечного диска и Солнца как звезды имеют характерный С-образный профиль бисектора.

2) Все линии для края диска ( $\mu = 0.2$ ) показывают фиолетовую асимметрию. Причем, по виду бисекторов линии можно условно разделить на две группы:

а) с почти симметричными профилями в ядре линии и небольшой фиолетовой асимметрией в крыльях;

б) с фиолетовой асимметрией на протяжении всего контура. Это разделение особенно четко просматривается для линий ионизованных элементов и, по-видимому, связано с различными условиями в областях их формирования.

3) Амплитуды бисекторов линий Солнца как звезды показывают меньшую асимметрию по сравнению с аналогичными линиями центра диска.

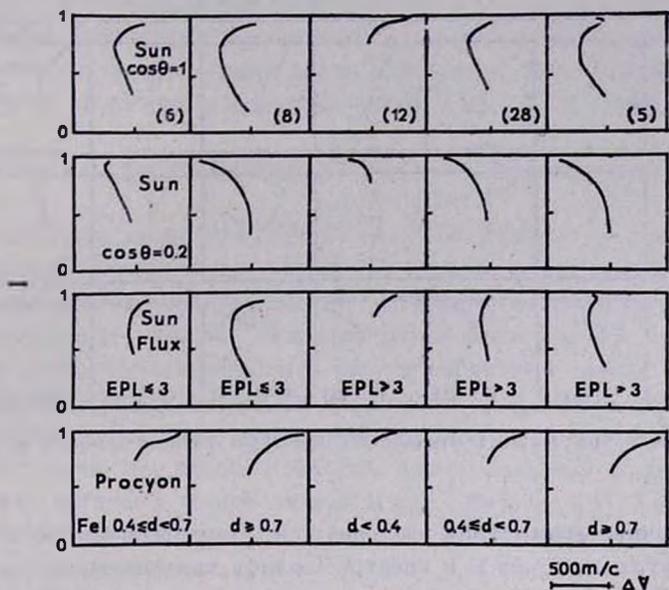


Рис. 1. Бисекторы линий нейтрального железа, усредненные в двух интервалах потенциала возбуждения нижнего уровня (*EPL*).

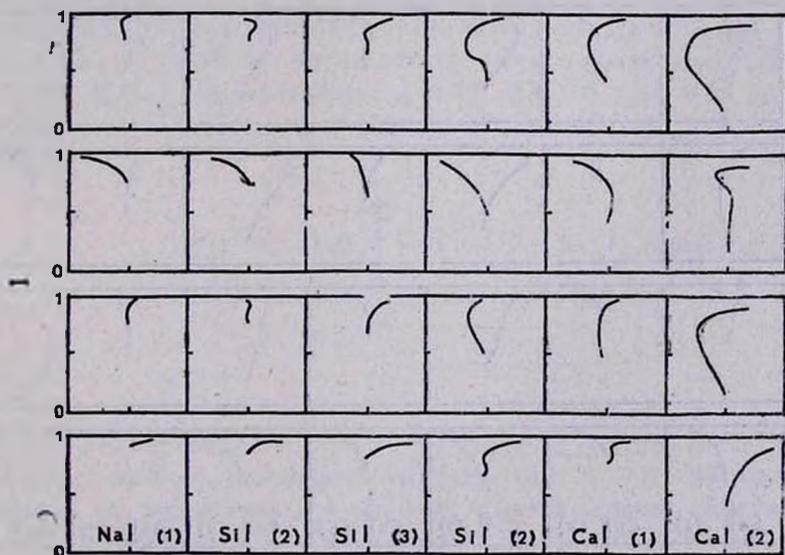


Рис. 2. Бисекторы линий нейтральных элементов: натрия, кремния, кальция.

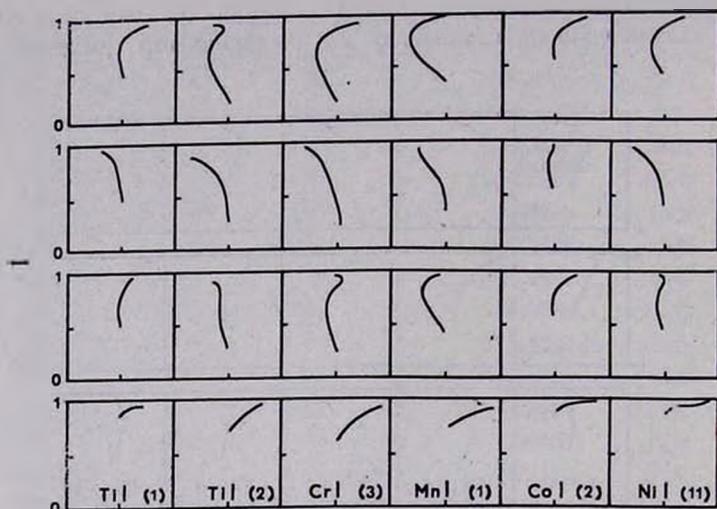


Рис. 3. Бисекторы линий нейтральных элементов: титана, хрома, марганца, кобальта, никеля.

4) Величина асимметрии уменьшается с уменьшением силы (глубины) линии в центре, на краю и в спектре Солнца как звезды.

5) Величина асимметрии очень слабо зависит от потенциала возбуждения нижнего уровня.

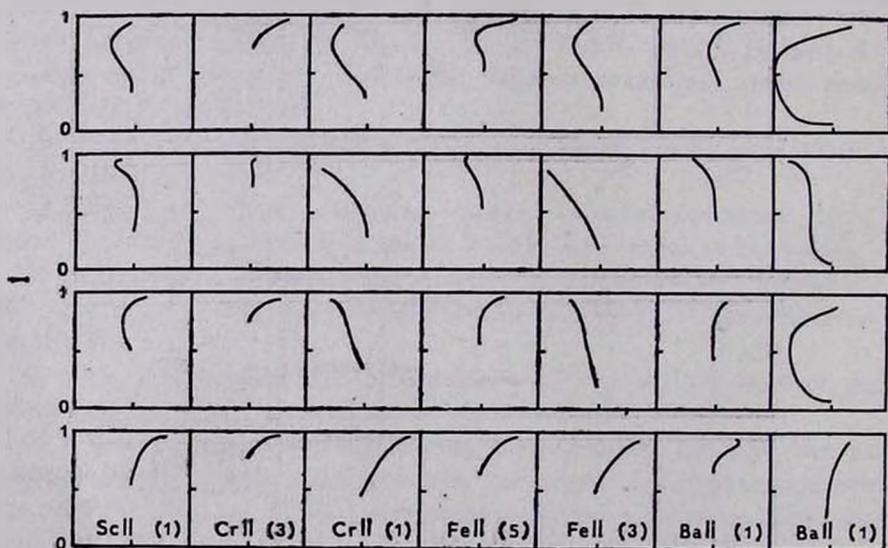


Рис. 4. Бисекторы линий ионов скандия, хрома, железа, бария.

Для линий Проциона можно отметить следующие особенности:

1) В отличие от солнечных, в бисекторах линий Проциона отсутствует С-образный профиль даже для очень сильных линий, о чем свидетельствуют, в частности, линии Ва II и Са I.

2) Наклон бисекторов увеличивается с уменьшением силы линии.

3) Форма бисекторов существенно зависит от силы линии. Бисекторы сильных линий напоминают верхнюю часть буквы С, а слабых — отрезки прямых.

4) Амплитуды бисекторов линий Проциона преимущественно больше солнечных.

4. Асимметрия линии  $617.3341 \text{ Fe I}$  по трехмерным неоднородным моделям. Важным критерием достоверности рассчитанных трехмерных неоднородных моделей является сравнение наблюдаемых и вычисленных профилей спектральных линий. Высказывалось мнение [13], что подобное тестирование следует рассматривать как своеобразные граничные условия. Однако широкое его использование ограничено тем, что расчет спектральных линий требует больших затрат машинного времени, поэтому при синтезировании линий мы воспользовались лишь четырьмя моделями, которые были рассчитаны в нашей предыдущей работе [1], в интервале  $21^m50'' - 26^m40''$ . Эти модели в среднем воспроизводят наблюдаемый от Проциона поток излучения.

Последовательность вычислений: по трехмерной неоднородной модели в приближении плоско-параллельной атмосферы для вертикальных колонн рассчитывался контур спектральной линии, затем по всем моделям усреднялся уровень непрерывного спектра и находился усредненный профиль спектральной линии. Расчет спектральных линий проводился в приближении ЛТР в пяти положениях диска  $\mu = 1.0, 0.8, 0.6, 0.35, 0.15$  по методике, описанной в [14]. После этого профиль линии усреднялся по диску Проциона:

$$r(\lambda)_* = \frac{\int_0^1 j(\sqrt{x}, \lambda) dx \int_0^{2\pi} r(\sqrt{x}, \lambda - \Delta\lambda(\sqrt{x}, p)) dp}{2\pi \int_0^1 j(\sqrt{x}, \lambda) dx}, \quad (1)$$

где  $x = \mu^2$ ,  $j$  — коэффициент потемнения диска к краю (значения вычислялись по каждой трехмерной модели),  $r(\sqrt{x}, \lambda)$  — контур линии поглощения на расстоянии  $\mu = \cos \theta$  от центра диска. Доплеровское смещение, обусловленное вращением,  $\Delta\lambda = (\lambda \cdot V_e \cdot \sin i \cdot \sin \theta \cdot \sin P)/c$ .

Для численного интегрирования (1) применялись квадратурные формулы наивысшей тригонометрической степени точности и кубического сплайна.

По описанной методике выполнены расчеты линии нейтрального железа 617.3341 нм с  $EPL = 2.22$  эВ. Для этой линии известны лабораторные силы осцилляторов [15], она образуется довольно глубоко в атмосфере Продиона и может быть рассчитана по нашим неоднородным моделям.

Таблица 2

ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ FeI С ПОТЕНЦИАЛОМ ВОЗБУЖДЕНИЯ НИЖНЕГО УРОВНЯ  $\sim 2$  эВ, ОТОБРАННЫЕ ДЛЯ ДЕТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ АСИММЕТРИИ

№	$\lambda$ , нм	EPL	Номер мульт.	$d_*$	$\langle \lambda \rangle$ , нм	$\langle EPL \rangle$	$\langle d_* \rangle$
1	606.5494	2.61	207	0.54			
2	625.2565	2.40	169	.51	623.72	2.48	0.52
3	639.3612	2.43	168	.50			
1	514.1746	2.42	114	.40			
2	570.1557	2.56	209	.37			
3	621.3437	2.22	62	.33	593.14	2.32	0.37
4	626.5141	2.18	62	.35			
5	633.5337	2.20	62	.33			
1	409.1557	2.83	357	.28			
2	617.3341	2.22	62	.24			
3	620.0321	2.61	207	.27			
4	632.2694	2.59	207	.28	602.20	2.52	0.27
5	659.3884	2.43	168	.29			
6	675.0164	2.42	111	.29			
1	443.9888	2.28	116	.17			
2	467.2837	1.61	40	.12	508.81	2.02	0.14
3	615.1623	2.18	62	.14			

Предварительно мы отобрали 17 линий FeI с EPL, близкими к 2 эВ, и провели усреднение их бисекторов. Для того, чтобы результаты этого усреднения можно было сравнивать с расчетами линии 617.3341, из наблюдаемых профилей (атлас Продиона [6]) исключался инструментальный профиль. 17 отображенных линий были разделены на 4 группы с близкими глубинами. Данные о линиях и средние значения  $\lambda$ , EPL и центральной глубины по локальному континууму приводятся в табл. 2.

На рис. 5 показаны результаты этих расчетов: усредненные бисекторы наблюдаемых линий и вычисленных по неоднородным моделям с набором значений скоростей вращения  $V_e \cdot \sin i$ . Для  $V_e \cdot \sin i = 4$  км/с показан разброс в величине бисекторов при усреднении профилей линии с различным временным разрешением, что может быть интерпретировано как неопределенность в теоретических данных. По этим расчетам наилучшее согласие вычисленных бисекторов с усредненными по наблюдениям нескольких линий имеет место при  $V_e \cdot \sin i = 3 \div 4$  км/с. Если же сравнение проводить непосредственно со спектральными наблюдениями самой линии Fe I 617.334 нм, то оптимальное  $V_e \cdot \sin i \sim 3$  км/с. Из этих же расчетов следует, что скорость вращения Проциона не может быть меньше 2 км/с и больше 6 км/с.

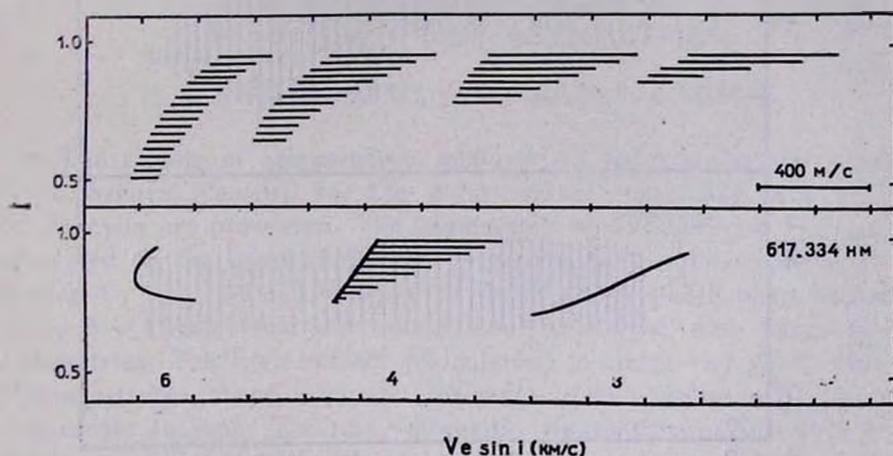


Рис. 5. Наблюдаемые бисекторы линий Fe I с  $EPL \sim 2$  эВ (вверху), бисекторы рассчитанной линии Fe I 617.334 нм как функция скорости вращения (внизу).

На рис. 6 показаны вычисленные доплеровские смещения ядра линии вследствие конвективных скоростей при переходе от центра к краю диска Проциона (лимб-эффект) и среднеквадратичные флуктуации интенсивности (грануляционный контраст). Лимб-эффект существенно больше, чем у Солнца и имеет обратный ход, т. е. при переходе центр-край фиолетовое смещение увеличивается. Также больше солнечных и флуктуации интенсивности. Обращает на себя внимание и их тенденция постоянства или даже увеличения к краю диска, что не характерно для Солнца [17, 16]. При этом важно заметить, что величины флуктуаций температуры оказываются близкими к солнечным.

Большие абсолютные значения фиолетовых смещений для центра диска Проциона объясняются существенно большими значениями скоростей проникающей конвекция в его фотосфере. Аномальный же, по отношению

к солнечному, ход смещений центр-край вызван тем, что восходящие потоки проникающей конвекции на интервале высот, где образуются слабые линии поглощения, горячее нисходящих (корреляция между флуктуациями температуры и вертикальной скорости положительна [1]). Об этом же свидетельствует и поведение центр-край грануляционного контраста.

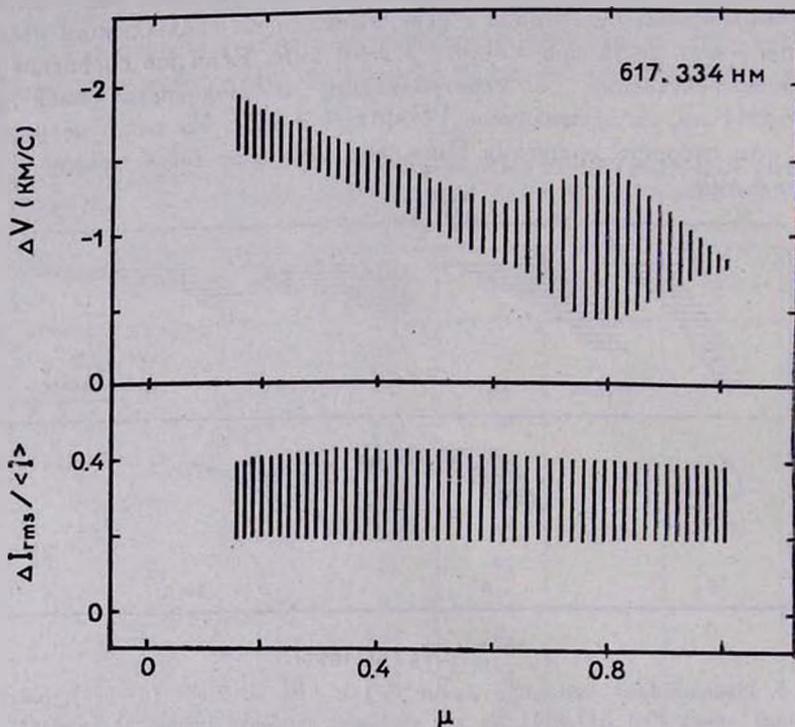


Рис. 6. Вычисленный лимб-эффект в ядре линии Fe I 617.3341 нм (вверху). грануляционный контраст в  $\lambda$  617.3341 нм (внизу).

Для Солнца же проникающая конвекция менее эффективна, на незначительном интервале высот температуры восходящих и нисходящих потоков выравниваются, а выше более горячими оказываются нисходящие (корреляция между флуктуациями температуры и вертикальной скорости становится отрицательной [16]). По этой же причине грануляционный контраст к краю солнечного диска уменьшается.

**5. Заключение.** Прямое трехмерное численное моделирование динамических эффектов в оболочках Солнца и звезд показывает высокую эффективность в определении физических свойств их фотосфер, интерпретации спектральных наблюдений. Поэтому дальнейшее развитие и совершенствование подобных методов представляется весьма перспективным.

Авторы выражают благодарность доктору Р. Гриффин и доктору Р. Гриффин за возможность использования атласа Проциона (версия на магнитной ленте), доктору Х. Батчеру и доктору Р. Руттену за предоставление версии на магнитной ленте атласа края солнечного диска обсерватории Китт Пик, К. Н. Пикалову за помощь в проведении вычислений по исключению инструментального профиля в спектральных наблюдениях Проциона.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

## THE SIMULATION OF THE CONVECTIVE MOTIONS IN THE PROCYON ENVELOPE II. SPECTRAL LINE ASYMMETRIES

I. N. ATROSHCHENKO, A. S. GADUN, R. I. KOSTYK

The results of comparative analysis of spectral line asymmetries of 11 chemical elements for the solar centre, limb, Sun as a star and for Procyon are presented. The asymmetry of 617.3341 nm FeI line was calculated on the basis of the three-dimensional inhomogeneous Procyon models. The rotation velocity of the Procyon photosphere is estimated as  $3 \div 4$  km/s from the comparison calculated and observed line asymmetries. The limb-effect (calculated) is about  $-1 \div -2$  km/s and it demonstrates shape opposite the solar ones, violet shift increases from centre to limb. The rms-intensity fluctuations ( $20 \div 40\%$  at the wavelength 617.334 nm) are higher than the solar ones and are constant or even show increase from centre to limb.

### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Н. Атрощенко, А. С. Гадун, Р. И. Костык, *Астрофизика*, 31, 281, 1989.
2. D. F. Gray, *Astrophys. J.*, 251, 583, 1981.
3. D. F. Gray, *Astrophys. J.*, 255, 200, 1982.
4. D. F. Gray, C. G. Toner, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 97, 543, 1985.
5. D. Dravins, *Astron. and Astrophys.*, 172, 211, 1987.
6. R. Griffin, R. Griffin, *A Photometric Atlas of the Spectrum of Procyon  $\lambda\lambda$  3140—7470 A*, Cambridge, 1979.
7. А. С. Гадун, Р. И. Костык, *Кинемат. и физ. небесн. тел.*, 1, № 5, 24, 1985.
8. L. Delbouille, L. Neven, C. Roland, *Photometric Atlas of the Solar Spectrum from  $\lambda$  3000 to  $\lambda$  10000 A*, Liege, 1973.
9. R. L. Kurucz, I. Furenlind, J. Brault, L. Testerman, *Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm*, Harvard Univ., 1984.

10. R. Mackle, R. Griffin, R. Griffin, H. Holweger, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 19, 303, 1975.
11. D. Dravins, L. Lindgren, A° Nordlund, *Astron. and Astrophys.*, 96, 345, 1981.
12. C. E. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Houtgast, *The Solar Spectrum 2935 A to 8770 A N*, Nat. Bur. Stand. (US) Monogr. № 61, Washington, 1966.
13. A. Rightini, F. Cavallini, G. Cappatelli, *Small - Scale Dynamical Processes in Quiet Stellar Atmospheres*, Sac. Peak Observ. Sunspot, 300, 1984.
14. А. С. Гадун, В. А. Шеминова, SPANSAT: программа расчета профилей спектральных линий поглощения в звездных атмосферах в ЛТР приближении, Ин-т теор. фвз. АН УССР, Препр. 88-87Р, Киев, 1988.
15. D. E. Blackwell, M. J. Shallis, G. J. Simmons, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 199, 33, 1982.
16. А. С. Гадун, Моделирование турбулентной конвекции в оболочке Солнца, Ин-т теор. фвз. АН УССР, Препр. 86-106Р, Киев, 1986.
17. A° Nordlund, *Small - Scale Dynamical Processes in Quiet Stellar Atmospheres* Sac. Peak Observ., Sunspot, 181, 1984.

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.316:520.224.72

ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА.  
ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ.I. ПОЛОСА  $+37^\circ \leq \delta \leq +41^\circ$ 

Приводится первый список новых звезд поздних спектральных классов (M, C), отобранных на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба (The First Byurakan Survey—FBS). Список содержит данные о 25 звездах, которые открыты впервые.

Как известно, в 1965 г. в Бюраканской астрофизической обсерватории Б. Е. Маркаряном был начат Первый Бюраканский спектральный обзор неба (FBS), который проводился до 1980 г.

Основной целью FBS-обзора был поиск галактик с интенсивным ультрафиолетовым континуумом в высоких галактических широтах ( $|b| > 30^\circ$ ,  $\delta > -15^\circ$ ) северного неба. Спектральный материал получен на 1-м телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с применением  $1.05$  призмы. Наблюдения проводились на фотопластинках Kodak 103a-F, IIF, IIa-F и охватывают область 17 000 кв. градусов северного неба. Подробности о FBS-обзоре приведены в работах [1—4].

С 1987 г. начата вторая часть Первого Бюраканского спектрального обзора—поиск и отбор звездообразных объектов с сильным УФ-континуумом [5].

Представляется целесообразным имеющийся материал использовать для поиска и отбора звезд поздних спектральных классов (M и C), т. к. на высоких галактических широтах подробные обзоры указанных типов звезд не проводились. Предельная звездная величина FBS-обзора для звезд поздних спектральных классов нами оценивалась в пределах  $14-14.5$  в визуальных лучах.

В настоящей работе дается первый список M и C звезд в полосе  $+37^\circ \leq \delta \leq +41^\circ$ ,  $0^h \leq \alpha \leq 4^h$ ,  $6^h \leq \alpha \leq 18^h 30^m$  и  $22^h \leq \alpha \leq 24^h$ . В результате просмотра фотонегативов этой полосы, охватывающей область 864 кв. градусов, выявлены 60 красных звезд, из которых с известными объектами

[6—14] отождествлены 24 М-звезды и 11 углеродных звезд. В табл. 1 приводится список 25 звезд, которые найдены впервые (8 углеродных звезд, 14 М-звезд и 3 сравнительно слабые звезды, спектральный тип которых находится, предположительно, между М и С). Критерий выделения углеродных звезд основан на рассмотрении спектральных полос 4737, 5165 и 5636 А молекул  $C_2$  (система Свана), и для М-звезд — полос 4584, 4762, 4954 и 5167 А молекулы TiO.

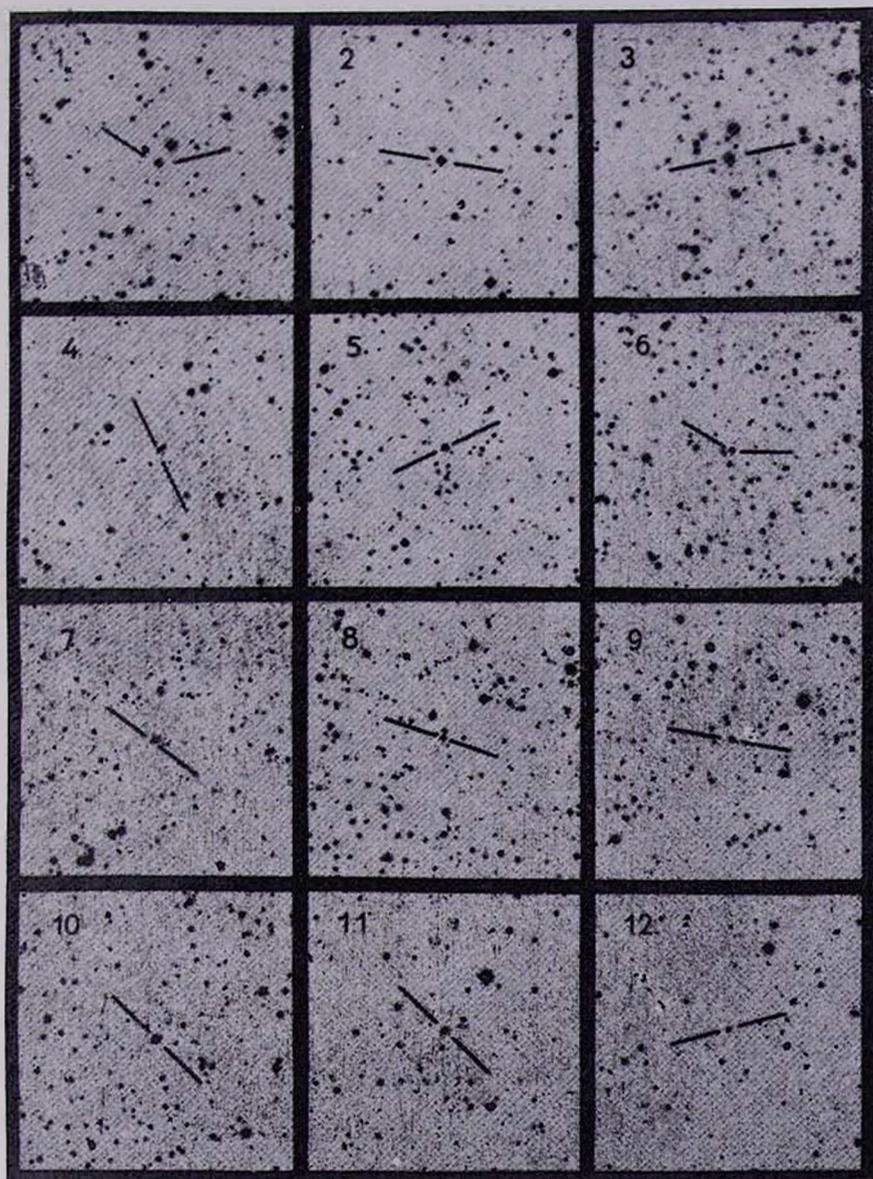
Таблица 1

№	Название FBS	Координаты		Спектр. тип	R величина
		$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$		
1	0007+375	00 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 1	+37°30'	М	12 <sup>m</sup> 2
2	0120+405	01 20.7	40 30	М	12.2
3	0137+400	01 37.4	40 00	С	10.8
4	0144+369	01 44.6	36 59	С	13.5
5	0324+389	03 24.3	38 55	С	12.2
6	0328+390	03 28.4	39 03	С	12.8
7	0337+386	03 37.0	38 36	С	12.2
8	0645+375	06 45.0	37 33	С	12.2
9	0658+400	06 58.4	40 05	М или С	13.5
10	0702+402	07 02.6	40 16	С	12.2
11	0748+410	07 48.9	41 00	М	12.2
12	0908+402	09 08.5	40 16	М или С	14.2
13	1056+399	10 56.6	39 59	С	12.2
14	1648+380	16 48.1	38 02	М	9.7
15	1705+401	17 05.4	40 11	М или С	12.8
16	2202+374	22 02.1	37 26	М	12.2
17	2204+383	22 04.3	38 22	М	11.8
18	2208+379	22 08.0	37 55	М	13.8
19	2208+380	22 08.0	38 01	М	12.2
20	2214+380	22 14.3	38 01	М	14.2
21	2215+376	22 15.8	37 39	М	14.2
22	2216+373	22 16.0	37 20	М	12.8
23	2221+375	22 21.2	37 33	М	12.2
24	2255+379	22 55.7	37 55	М	9.7
25	2300+404	23 00.7	40 26	М	13.8

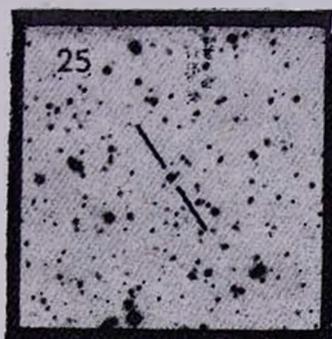
В табл. 1 последовательно даны: 1 — порядковый номер, 2 — обозначение FBS, 3 и 4 — экваториальные координаты для эпохи 1950.0 года. (ошибки определения координат составляют 0<sup>m</sup>1 по  $\alpha$  и 1' по  $\delta$ ); 5 —

# КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в цвете *R*). Восток слева, север сверху. Размеры 11'×11'







Ж ст. Г. В. Абрамяна, К. С. Гигояна

спектральный тип (M или C); 6 — звездные величины в красном цвете, основанные на измерениях диаметров изображений звезд на Паломарских E-картах и определенные согласно работе Кинга и Раффа [15].

В конце работы приведены карты отождествления всех новых объектов, отпечатанные с E-карт Паломарского обзора неба.

Авторы признательны Дж. А. Степаняну и В. А. Липовецкому за полезные обсуждения, а также за предоставление возможности работать с пластинками FBS-обзора.

*The First Byurakan Spectral Sky Survey. Late-Type Stars.*  
I. Zone  $+37^\circ \leq \delta \leq +41^\circ$ . The first list of new M and carbon stars is presented on the basis of the First Byurakan Spectral Survey material. The list contains data for 25 stars.

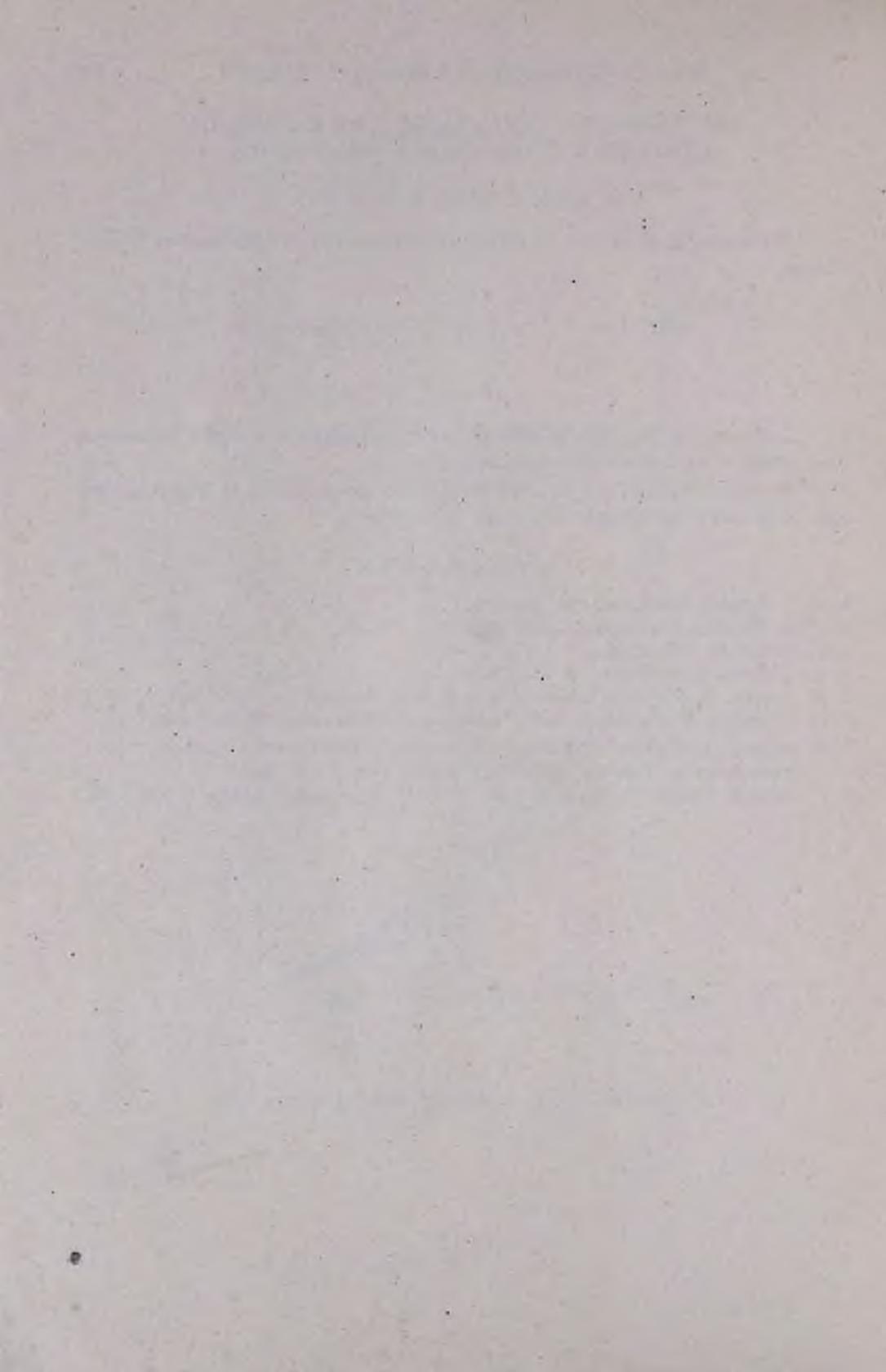
28 июля 1989

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Г. В. АБРАМЯН  
К. С. ГИГОЯН

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 72, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979; 17, 619, 1981.
4. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, *Астрофизика*, 26, 15, 1987.
5. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика* (в печати).
6. O. J. Lee, I. J. Bartlett, *Ann. Dearborn Observ.*, 5, Part 1B, 1944.
7. П. Н. Холопов и др., *Общий каталог переменных звезд*, т. 1—3, Наука, М., 1985.
8. Б. В. Кукаркин и др., *Новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска*, Наука, М., 1982.
9. G. Neugebauer, R. B. Leighton, *Two-Micron Sky Survey—A preliminary Catalog* (Washington: NASA Spec. Publ. No. 3047), 1969.
10. F. M. Olin, E. Raimond, *Astron. and Astrophys.*, Suppl. Ser., 65, 607, 1986.
11. C. B. Stephenson, *Publ. Warner and Swasey Observ.*, 1, No. 4, 3, 1973.
12. C. B. Stephenson, *Astron. J.*, 90, 784, 1985.
13. C. B. Stephenson, *Astrophys. J.*, 301, 927, 1986.
14. I. R. Little-Marelin *et. al.*, *Astron. J.*, 93, 663, 1987.
15. I. R. King, M. I. Raff, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 89, 120, 1977.



УДК: 524.33:520.82(084)

*А. Д. ЭНДРЮС. Фотометрический атлас туманности Ориона*

Атлас создан в 1981 г. А. Д. Эндрюсом (Армагская обсерв., Сев. Ирландия, 147 стр.+6 карт). Атлас представляет из себя уникальное по объему и информативности исследование звезд в окрестности туманности Ориона.

Автором исследовалась зона, ограниченная по прямому восхождению координатами  $5^h23.^m6 \div 5^h41.^m6$  и по склонению  $-3^{\circ}03' \div -7^{\circ}35'$ . Каталог атласа содержит 16 777 звезд до  $16.^m2$  величины с точными экваториальными координатами на 1950 г. и данными по фотографической  $U, B, V, I$ -фотометрии. В предисловии к атласу содержится морфологическое описание данной области неба, приводится краткий обзор имеющихся по ней данных радио, рентгеновских и спектральных наблюдений с библиографией. Автор приводит список звезд области с известными спектральными классами. Атлас и его каталог созданы по результатам измерения фотопластинок, полученных в  $U, B, V, I$ -цветах на 125-см камере Шмидта Армагской обсерватории. Для калибровки фотографических наблюдений использовались стандарты, взятые из результатов фотоэлектрической фотометрии, выполненной на 60-см телескопе обсерватории Лас Кампанас (Чили). Автор приводит полный список использовавшихся фотометрических стандартов — 282 звезды от  $8^m$  до  $14^m$  величины. Для определения экваториальных координат звезд использовались астрометрические стандарты SAO. Фотопластинки исследовались с применением измерительной машины GALAXY Гринвичской обсерватории. Детально описана математическая процедура фотометрической калибровки и астрометрической редукции, а в приложении приведены тексты использовавшихся ФОРТРАН-программ.

Сам атлас по сути дела является развернутым фотометрическим обзором окрестности туманности Ориона. Автором предпринята попытка на основе полученного наблюдательного материала систематизировать звездное население. Исследовано распределение плотности звезд в данном уча-

стке неба, построены разнообразные двухцветные диаграммы. В каталоге атласа выделены красные ( $V-I \geq 1.4$ ) и голубые ( $B-V \leq 0.4$ ) звезды, проанализировано их распределение в области и приведена их карта. Отдельно приводится список всех переменных звезд и объектов с  $H_{\alpha}$ -эмиссией. Приведена карта их расположения. Дана подробная карта области Трапеции Ориона. Сам атлас содержит 6 звездных карт, снабженных координатной сеткой. На них выделены и обозначены переменные звезды и стандарты.

Каталог атласа содержит  $X$ ,  $Y$ -координаты звезд (в системе фотопластинки), экваториальные координаты (1950.0), данные по прецессии, фотографические  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $I$ -величины и показатели цвета.

Атлас будет полезен всем, кто исследует объекты в окрестности туманности Ориона, он удобен в использовании и содержит разнообразную нужную информацию. Атлас можно получить от автора по адресу:

*A. D. Andrews, Armagh Observatory, College Hill, Armagh, Northern Ireland, BT61 9DG (1981).*

Ю. С. ЕФИМОВ  
А. В. БЕРДЮГИН

# АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

• журнала «Астрофизика», том 31, 1989 год

Абрамян Г. В., Гизоян К. С. О спектрах двух новых углеродных звезд . . .	222
Абрамян Г. В., Гизоян К. С. Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. I. Полоса $+37^\circ < \delta < +41^\circ$	601
Абрамян Г. В., Саакян К. А. Структура центральных областей некоторых галактик с ультрафиолетовым избытком . . .	447
Азаронян Ф. А., Мамиджян Э. А., Никольский С. И. Первичное космическое гамма-излучение сверхвысоких энергий (Обзор) . . .	195
Алавердян Г. Б. (см. Вартамян Ю. Л.) . . .	111
Алоджанц Г. П., Григорян Л. Ш., Саакян Г. С. О механизме образования струй в объектах типа SS 433 . . .	271
Амбарян В. В. (см. Мирзоян Л. В.) . . .	259
Андрасян Р. Р., Макаров А. Н. Магнитное поле галактики окрестности Солнца и поляризация звезд . . .	247
Атрощенко И. Н., Гадун А. С., Костык Р. И. Моделирование конвективных движений в оболочке Проциона. I. Идеология и анализ трехмерных неоднородных моделей . . .	281
Атрощенко И. Н., Гадун А. С., Костык Р. И. Моделирование конвективных движений в оболочке Проциона. II. Асимметрия спектральных линий . . .	589
Бердюгин А. В. (см. Ефимов Ю. С.) . . .	605
Бескин Г. М. (см. Шварцман В. Ф.) . . .	457
Бирюков В. В. (см. Терещих В. Ю.) . . .	75
Бисноватый-Козан Г. С. Два поколения маломассивных рентгеновских двойных и подкрученные радиопульсары . . .	567
Боговалов С. В., Котов Ю. Д. Эжекция позитронов из поверхности пульсаров под воздействием ультррелятивистских электронов . . .	124
Вартамян Р. С., Енгибарян Н. Б. Применение вероятностного метода к задачам переноса в стохастических средах . . .	162
Вартамян Ю. Л., Алавердян Г. Б. Нейтронные звезды . . .	111
Вишняго А. (см. Каллоглян А. Т.) . . .	437
Газен-Торн В. А., Марченко С. Г. Разделение компонентов излучения и оценка смещения лазертад OQ 530 и O1 090.4 по фотометрическим данным . . .	231
Гадун А. С. (см. Атрощенко И. Н.) . . .	281
Гадун А. С. (см. Атрощенко И. Н.) . . .	281
Гарибджанян А. Т. (см. Мирзоян Л. В.) . . .	589
Гизоян К. С. (см. Абрамян Г. В.) . . .	222
Гизоян К. С. (см. Абрамян Г. В.) . . .	601
Гончарова Р. И. Пульсации звезд типа R Северной Короны . . .	25
Григорян Л. Ш. (см. Алоджанц Г. П.) . . .	271
Григорян Л. Ш., Саарян А. А. Обобщенная биметрическая теория гравитации . . .	359
Гринин В. П., Соболев В. В. О нагреве газа при звездных вспышках. I. Нагрев протонов . . .	359
Денисенков П. А. Происхождение аномалии содержания натрия у желтых сверхгигантов . . .	293
Драгунова А. В. (см. Коротина Л. В.) . . .	162
Енгибарян Н. Б. (см. Вартамян Р. С.) . . .	162

Ерастова Л. К. (см. Липовецкий В. А.) . . . . .	425
Ефимов Ю. С., Бердюгин А. В. «А. Л. Эндрюс. Фотометрический атлас туманности Оргона» (Рецензия) . . . . .	605
Жданова В. В., Пирагас К. А. Влияние движения правитирующих масс на наблюдаемые характеристики точечного источника света . . . . .	389
Зайцева Г. В. О периодичности Т Тельца по фотометрическим данным . . . . .	489
Иванов М. А., Липовецкий С. С., Секержидский В. С. К вопросу об идеальности ферми-газов в сильном магнитном поле . . . . .	191
Казарян М. А., Тамазян В. С., Карапетян Э. Л. О переменности спектра галактики № 163 . . . . .	218
Каллоглян А. Т., Нанни Д., Виньято А. BVR-фотометрия далекого скопления галактик А 665 . . . . .	437
Карапетян Э. Л. (см. Казарян М. А.) . . . . .	218
Кимеридзе Г. Н., Цветков Ю. Д. Кривые блеска сверхновых II типа 1980 D и 1985 L . . . . .	17
Комаров Н. С. (см. Коротина Л. В.) . . . . .	
Кондратьев Б. П. Динамика особой сферической модели однородных звездных систем. I. Стационарные состояния . . . . .	369
Кондратьев Б. П. Динамика особой сферической модели однородных звездных систем. II. Сферические пульсации . . . . .	477
Коротина Л. В., Драгунова А. В., Комаров Н. С. Определение фундаментальных характеристик звезд-гигантов по Женевской фотометрической системе . . . . .	
Костык Р. И. (см. Атрощенко И. Н.) . . . . .	281
Костык Р. И. (см. Атрощенко И. Н.) . . . . .	589
Котов Ю. Д. (см. Боговалов С. В.) . . . . .	124
Куртанидзе О. М., Николашвили М. Г. Низкодисперсный спектральный обзор неба для выявления слабых углеродных звезд. V. Область $90^\circ \leq l < 115^\circ$ , $-5 < b < +5^\circ$ . . . . .	507
Ларионов В. М. (см. Ларионова Л. В.) . . . . .	421
Ларионова Л. В., Ларионов В. М. X Per: блеск уменьшается . . . . .	421
Левдьяр Л. Э. Свойство компонентов симбиотических звезд по вычислению моделей . . . . .	309
Липовецкий В. А., Шаповалова А. И., Степанян Дж. А., Ерастова Л. К. Спектры галактик с УФ-континуумом. VIII . . . . .	425
Липовецкий С. С. (см. Иванов М. А.) . . . . .	191
Лууд Л. (см. Ченцов Е. Л.) . . . . .	5
Любимков Л. С. О реальности наблюдаемых химических аномалий Am-звезд с точки зрения их двойственности . . . . .	501
Мазакия Т. Ю. (см. Мовсисян Т. А.) . . . . .	
Макаров А. Н. (см. Андреасян Р. Р.) . . . . .	
Малов И. Ф. О роли токовых потерь в пульсарах . . . . .	247
Малов И. Ф., Сулейманова С. А. Отклонение магнитного поля от дипольного в меридиональной плоскости пульсаров . . . . .	323
Малумян В. Г. Радиосветимости и строение центральных областей спиральных галактик . . . . .	241
Мамиджян Э. А. (см. Азаронян Ф. А.) . . . . .	195
Марченко С. Г. (см. Гаген-Торн В. А.) . . . . .	231
Мирвоян А. Л. (см. Мирвоян Л. В.) . . . . .	259

Мирзоян Л. В., Амбарян В. В., Гарибджанян А. Т., Мирзоян А. Л. Статистическое исследование вспыхивающих звезд. IV. Относительное число вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона, скопления Плеяды и окрестностях Солнца <sup>1</sup> .	259
Мовсисян Т. А., Мацакян Т. Ю. СоKu Tau/1—новый объект с оптическим bipolarным выбросом	501
Нанни Д. (см. Каллолла А. Т.)	437
Николашвили М. Г. (см. Курганидзе О. М.)	507
Никольский С. И. (см. Азарян Ф. А.)	195
Пирагас К. А. (см. Жданова В. В.)	389
Погодин М. А. Теоретические профили бальмеровских линий в спектрах звезд с движущимися оболочками с учетом спектральной зависимости коэффициента поглощения водорода	150
Пустильник С. А. (см. Шварцман В. Ф.)	457
Решетников В. П. Фотометрическое и кинематическое изучение сейфертовской галактики Марк 176	49
Саакян Г. С. (см. Алоджану Г. П.)	271
Саакян К. А. (см. Абрамян Г. В.)	447
Саарли А. А. (см. Григорян Л. Ш.)	359
Седракян А. Д. (см. Седракян Д. М.)	337
Седракян Д. М. Новый механизм радиоизлучения пульсаров. II	101
Седракян Д. М., Седракян А. Д., Шахабасян К. М. Магнетодипольное излучение стелов нейтронных вихревых витей	337
Секерджицкий В. С. (см. Иванов М. А.)	191
Скобелев В. В. О поглощении нейтрино в нейтронной звезде	144
Соболев В. В. (см. Гринин В. П.)	
Степанян Дж. А. (см. Липовецкий В. А.)	425
Сулейманова С. А. (см. Малов И. Ф.)	
Тамазян В. С. (см. Казарян М. А.)	218
Теребиж А. В. (см. Теребиж В. Ю.)	75
Теребиж В. Ю., Теребиж А. В., Бирюков В. В. Модель фликкер-шума для оптически флукутирующей блеска NGC 4151	75
Тер-Казарян Г. Т. О равновесных конфигурациях протозвездства. I	345
Трофименко А. П. Смещение частоты излучения антиколлапсирующих объектов в пространстве — времени Керра—Ньюмена	397
Урасин Л. А. Составная модель нашей Галактики	96
Фесенко Б. И. Флуктуации ориентаций дисков галактик	467
Филистов Е. А., Чернин А. Д. О сильной ударной волне в сферически-симметричном движении гравитирующего газа	563
Ходячих М. Ф. Первичность распределения по $l_p(1+z)$ квазаров, квазагов и всех квазизвездных объектов	87
Цветков Д. Ю. (см. Кимеридзе Г. Н.)	17
Ченцов Е. Л., Лууд Л. Интересная пара горячих звезд высокой светимости: HD 168607 и HD 168625	5
Чернин А. Д. (см. Филистов Е. А.)	563
Шаповалова А. И. (см. Липовецкий В. А.)	425
Шарина М. Е. Карликовые галактики низкой поверхностной яркости в скоплениях Печь	63

<b>Шварцман В. Ф., Бескин Г. М., Пустильник С. А.</b> Результаты поиска сверхбыстрых оптической переменности у радиообъектов с непрерывными оптическими спектрами . . . . .	457
<b>Шахабасян К. М.</b> (см. Седракан Д. М.) . . . . .	337
<b>Эдельман М. А.</b> Гофрировочная неустойчивость сильной параллельной медленной ударной волны. I. Численные расчеты для случая радиативной ударной волны . . . . .	407
<b>Эдельман М. А.</b> Гофрировочная неустойчивость сильной параллельной медленной ударной волны. II. Приближенное аналитическое исследование . . . . .	579
<b>Эйзенсон А. М., Язык О. С.</b> Компонентный анализ рассеянных скоплений . . . . .	37
<b>Язык О. С.</b> (см. Эйзенсон А. М.) . . . . .	37

# СОДЕРЖАНИЕ

журнала «Астрофизика», том 31, 1989

Выпуск 1

Интересная пара горячих звезд высокой светимости: HD 168607 и HD 168625 <i>Е. А. Ченцов, Л. Лууд</i>	5
Кривые блеска сверхновых II типа 1980 D и 1985 L <i>Г. Н. Кимеридзе, Д. Ю. Цветков</i>	17
Пульсации звезд типа R Северной Короны . . . . . <i>Р. И. Гончарова</i>	25
Компонентный анализ рассеянных скоплений . . . . . <i>А. М. Эйзенсон, О. С. Яцук</i>	37
Фотометрическое и кинематическое изучение сейфертовской галактики Марк 176 <i>В. П. Решетников</i>	49
Карликовые галактики низкой поверхностной яркости в скоплении Печь <i>М. Е. Шарина</i>	63
Модель фликкер-шума для оптических флуктуаций блеска NGC 4151 <i>В. Ю. Терещиж, А. В. Терещиж, В. В. Бирюков</i>	75
Периодичность распределения по $\ln(1+z)$ квазаров, квазаров и всех квази- звездных объектов . . . . . <i>М. Ф. Ходячих</i>	87
Составная модель нашей Галактики . . . . . <i>Л. А. Урасин</i>	96
Новый механизм радиоизлучения пульсаров. II . . . . . <i>Д. М. Седракин</i>	101
Нейтронные звезды . . . . . <i>Ю. Л. Вартамян, Г. Б. Алавердян</i>	111
Эжекция позитронов из поверхности пульсаров под воздействием ультрареля- тивистских электронов . . . . . <i>С. В. Боговалов, Ю. Д. Котов</i>	124
Теория стационарной дисковой аккреции на звезды и ядра галактик <i>А. М. Кризель</i>	137
О поглощении нейтрино в нейтронной звезде . . . . . <i>В. В. Скобелев</i>	144
Теоретические профили бальмеровских линий в спектрах звезд с движущимися оболочками с учетом спектральной зависимости коэффициента поглощения водорода . . . . . <i>М. А. Позодин</i>	150
Применение вероятностного метода к задачам переноса в стохастических средах <i>Р. С. Варданян, Н. Б. Енгибарян</i>	162
Моделирование эволюции квазизвездных систем частиц и античастиц в ранней Вселенной . . . . . <i>А. Ф. Кадников, В. И. Маслянкин, М. Ю. Хлопов</i>	177
К вопросу об идеальности ферми-газов в сильном магнитном поле <i>М. А. Иванов, С. С. Липовецкий, В. С. Секерджицкий</i>	191
<b>ОБЗОРЫ</b>	
Первичное космическое гамма-излучение сверхвысоких энергий <i>Ф. А. Азарян, Э. А. Мамиджян, С. И. Никольский</i>	195

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- О переменности спектра галактики № 163  
*М. А. Каварян, В. С. Тамазян, Э. Л. Карапетян* 218
- О спектрах двух новых углеродных звезд  
*Г. В. Абрамян, К. С. Гигоян* 222

## В ы п у с к 2

- Разделение компонентов излучения и оценка красного смещения лазерной ОQ 530  
 и OI 090,4 по фотометрическим данным  
*В. А. Газен-Торн, С. Г. Марченко* 231
- Радиосветимости и строение центральных областей спиральных галактик  
*В. Г. Малумян* 241
- Магнитное поле галактики окрестности Солнца и поляризация звезд  
*Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров* 247
- Статистическое исследование вспыхивающих звезд. IV. Относительное число  
 вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона, скоплении Плеяды и окрест-  
 ностях Солнца  
*Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, А. Л. Мирзоян* 259
- О механизме образования струй в объектах типа SS 433  
*Г. П. Алоджанц, Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян* 271
- Моделирование конвективных движений в оболочке Проциона. I. Идеология и  
 анализ прехмерных неоднородных моделей  
*И. Н. Атрощенко, А. С. Гадун, Р. И. Костык* 281
- Происхождение аномалии содержания натрия у желтых сверхгигантов  
*П. А. Денисенков* 293
- Свойства компонентов симбиотических звезд по вычислению моделей  
*Л. Э. Лездьяр* 309
- О роли токовых потерь в пульсарах . . . . . *И. Ф. Малов* 323
- Магнито-дипольное излучение стволос нейтронных взрывных нитей  
*Д. М. Седракан, А. Д. Седракан, К. М. Шахабасян* 337
- О равновесных конфигурациях протозвездства. I . . . . . *Г. Т. Тер-Казарян* 345
- Обобщенная биметрическая теория гравитации  
*Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян* 359
- Динамика особой сферической модели однородных звездных систем. I. Стационар-  
 ные состояния . . . . . *Б. П. Кондратьев* 369
- Влияние движения гравитирующих масс на наблюдаемые характеристики точеч-  
 ного источника света . . . . . *В. В. Жданова, К. А. Пирагас* 389
- Смещение частоты излучения антиколлапсирующих объектов в пространстве—  
 времени Керра—Ньюмена . . . . . *А. П. Тоофименко* 397
- Горючечная неустойчивость сильной параллельной медленной ударной вол-  
 ны. I. Численные расчеты для случая радиативной ударной волны  
*М. А. Эдельман* 407

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- X Рег: блеск уменьшается . . . . . *Л. В. Ларионова, В. М. Ларионов* 421

## Выпуск 3

Спектры галактик с УФ-континуумом. VIII В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова	425
BVR-фотометрия далекого скопления галактик A 665 А. Т. Каллозян, Д. Нанни, А. Виньято	437
Структура центральных областей некоторых галактик с ультрафиолетовым избытком Г. В. Абрамян, К. А. Саакян	447
Результаты поиска сверхбыстрой оптической переменности у радиообъектов с непрерывными оптическими спектрами В. Ф. Шварцман, Г. М. Бескин, С. А. Пустильник	457
Флуктуации ориентаций дисков галактик Б. И. Фесенко	467
Динамика особой сфероидальной модели однородных звездных систем. II. Сфероидальные пульсации Б. П. Кондратьев	477
О периодичности Т Тельца по фотометрическим данным Г. В. Зайцева	489
СоКн Таи/1 — новый объект с оптическим биполярным выбросом Т. А. Мовсисян, Т. Ю. Магакян	501
Низкодисперсный спектральный обзор неба для выявления слабых углеродных звезд. IV. Область $90 < l < 115^\circ$ , $-5 < b < +5^\circ$ О. М. Куртандяев, М. Г. Николашвили	507
О реальности наблюдаемых химических аномалий Ap-звезд с точки зрения их двойственности Л. С. Любимков	519
О нагреве газа при звездных вспышках. I. Нагрев протонов В. П. Гринин, В. В. Соболев	527
Определение фундаментальных характеристик звезд-гигантов по Женевской фотометрической системе Л. В. Коротина, А. В. Драгунова, Н. С. Комаров	539
Отклонение магнитного поля от дипольного в меридиональной плоскости пульсаров И. Ф. Малов, С. А. Сулейманова	551
О сильной ударной волне в сферически-симметричном движении правитирующего газа Е. А. Филистов, А. Д. Чернин	563
Два поколения маломассивных рентгеновских двойных и подручевые радио-пульсары Г. С. Бисноватый-Козан	567
Гофрировочная неустойчивость сильной параллельной медленной ударной волны. II. Приближенное аналитическое исследование М. А. Эдельман	579
Моделирование конвективных движений в оболочке Проциона. II. Асимметрия спектральных линий И. Н. Атрощенко, А. С. Гадун, Р. И. Костык	589
<b>КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ</b>	
Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. I. Полоса $+37^\circ < b < +41^\circ$ Г. В. Абрамян, К. С. Гизоян	601
<b>РЕЦЕНЗИИ</b>	
«А. Д. Эндриос. Фотометрический атлас туманности Орiona» Ю. С. Ефимов, А. В. Бердюгин	605

# CONTENTS

## Number 1

An interesting pair of hot high luminosity stars: HD 168607 and HD 168625 <span style="float: right;"><i>E. L. Chentsov, <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">L. Luud</span></i></span>	5.
Light curves of type II Supernovae 1980 D and 1985 L <span style="float: right;"><i>G. N. Kimridze, D. Yu. Tsvetkov</i></span>	17
The pulsations of R Coronae Borealis type variables . . . . .	25
Component analysis of open clusters . . . . .	37
A photometric and kinematic study of the Seyfert galaxy Mrk 176 <span style="float: right;"><i>V. P. Reshetnikov</i></span>	49
Dwarf low surface brightness galaxies in the fornax cluster . .	63
Flicker noise model for optical flux variability of NGC 4151 <span style="float: right;"><i>V. Yu. Terebizh, A. V. Terebizh, V. V. Btrgukov</i></span>	75
The periodicity of distribution on $\ln(1+z)$ of quasar, quasag and all quasistellar objects . . . . .	87
Composite model of our galaxy . . . . .	96
A new mechanism of radiation of pulsars. II . . . . .	101
Neutron stars . . . . .	111
The ejection of positrons from the surface of pulsars affected by ultrarelativistic electrons . . . . .	124
A theory of the stationary disk accretion by stars and galactic nuclei <span style="float: right;"><i>A. M. Krigel</i></span>	137
On the neutrino absorption in a neutron star . . . . .	144
Theoretical balmer line profiles in the spectra of stars with moving envelopes taking into account the spectral dependence of hydrogen absorption coefficient . . . . .	150
Application of the probability method to problems of transfer in stochastic media . . . . .	162
Simulation of the evolution of quasistellar systems formed by particles and antiparticles in the early Universe <span style="float: right;"><i>A. F. Kadnikov, M. Yu. Khlopov, V. I. Maslyankin</i></span>	177
On the problem of ideality of fermi-gas in the strong magnetic field <span style="float: right;"><i>M. A. Ivanov, S. S. Litovetski, V. S. Sekerzhitski</i></span>	191
Reviews	
Primary Ultrahigh Energy Gamma Rays <span style="float: right;"><i>F. A. Aharontan, E. A. Mamtdjantan, S. I. Nkolsky</i></span>	195
Notes	
On the spectral variability of galaxy № 163 <span style="float: right;"><i>M. A. Kazartan, V. S. Tamaxian, E. L. Karapetian</i></span>	218
On the spectrum of two new carbon stars . .	222

## Number 2

The separation of components of radiation of lacertids OQ 530 and OI 090.4 and evaluation of their redshifts based on photometric data <i>V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko</i>	231
The radio luminosities and structures of central regions of spiral galaxies <i>V. H. Malumtan</i>	241
The magnetic field of the galaxy in the sun's vicinity and the stellar polarization . . . . . <i>R. R. Andrasian, A. N. Makarov</i>	247
Statistical study of flare stars. IV. Relative number of flare stars in the Orion association, Pleiades cluster and in the solar vicinity <i>L. V. Mtrzogan, V. V. Hambarian, A. T. Garibjantian, A. L. Mtrzogan</i>	259
On the mechanism of formation of jets in the objects of SS 433 type <i>G. P. Alojants, L. Sh. Grigortan, G. S. Sahaktan</i>	271
The simulation of the convective motions in the Procyon envelope. I. Ideology and analysis of the three-dimensional inhomogeneous models <i>I. N. Atroshchenko, A. S. Gadun, R. I. Kostyk</i>	281
The origin of anomalous sodium abundances in yellow supergiants <i>P. A. Denisnikov</i>	293
Characteristics of the components of symbiotic stars from model calculations <i>L. Leedjårv</i>	309
On the role of "current loss" in pulsars . . . . . <i>I. F. Malov</i>	323
Magnetic dipole radiation from neutron vortex filament cores <i>D. M. Sedraktan, A. D. Sedraktan, K. M. Shahabassian</i>	337
On the study of equilibrium configuration of photomatter. I <i>G. T. Ter-Kazartan</i>	345
Generalized bimetric theory of gravitation <i>L. Sh. Grigortan, A. A. Saharian</i>	359
The dynamics of the special spheroidal model of homogeneous stellar system. I. Equilibrium states . . . . . <i>B. P. Kondrat'ev</i>	369
The influence of the motion of gravitating masses on the observed characteristics of the point light source . . . . . <i>V. V. Zdanova, K. A. Pyragas</i>	389
Frequency shift of radiation from anticollapsing objects in Kerr—Newman space—time . . . . . <i>A. P. Trofimenko</i>	397
Corrugation instability of strong parallel slow shock wave. I. Numerical calculation for the case of radiative shock . . . . . <i>M. A. Edelman</i>	407
Notes	
X Persei: the light level decreases . . . . . <i>L. V. Lartonova, V. M. Lartonov</i>	421

## Number 3

Spectra of galaxies with UV-continuum. VIII <i>V. A. Ltpovetsky, A. I. Shapovalova, J. A. Stepanian, L. K. Erastova</i>	425
BVR photometry of a distant cluster of galaxies A 665 <i>A. T. Kalloghlian, D. Nannit, A. Vignato</i>	437
The structure of the central parts of some UV galaxies <i>H. V. Abrahamian, K. A. Sahaktan</i>	447
The results of search for superrapid optical variability of radio objects with continuous optical spectra <i>V. F. Shvartzman, G. M. Beskin, S. A. Pusil'nik</i>	457

Fluctuation in the orientation of disks of galaxies . . . . .	<i>B. I. Fesenko</i>	467
The dynamics of the particular spheroidal model of homogeneous stellar systems. II. Spheroidal pulsations . . . . .	<i>B. P. Kondrat'ev</i>	477
On periodicity of T Tauri from photometric data . . . . .	<i>A. V. Zajtseva</i>	489
GoKu Tau/1 — new object with optical bipolar outflow <i>T. A. Movsisian, T. Yu. Magakian</i>		501
A low dispersion sky spectral survey for revealing faint Carbon stars. IV. Region $90^\circ < l < 115^\circ$ , $-5^\circ < b < +5^\circ$ . . . . .	<i>O. M. Kurtanidze, M. G. Nikolashvili</i>	507
On the reality of observed chemical peculiarities of Am-stars from standpoint of their duplicity . . . . .	<i>L. S. Lyubimkov</i>	519
On the gas heating in stellar flares. I. The heating by protons <i>V. P. Grtina, V. V. Sobolev</i>		527
The determination of fundamental characteristics of giant stars from the Gene- va photometric system <i>L. V. Korotina, A. V. Dragunova, N. S. Komarov</i>		539
On distortions of dipolar magnetic field in the pulsars meridional plane <i>I. F. Malov, S. A. Suleymanova</i>		551
On a strong shock in a spherical flow of gravitating gas <i>E. A. Filistov, A. D. Chernin</i>		565
Two generations of low-mass X-binaries and recycled radio pulsars <i>A. S. Bisnovatyi-Kogan</i>		567
Corrugation instability of strong parallel slow shock wave. II. Approximate ana- lytical investigation . . . . .	<i>M. A. Edelman</i>	579
The simulation of the convective motions in the proton envelope. II. Spectral line asymmetries . . . . .	<i>F. N. Atroschenko, A. S. Gadun, R. I. Kostyk</i>	589
Notes		
The first Byurakan spectral sky survey. Late-type stars. I. Zone $+37^\circ < \delta < +41^\circ$ <i>H. V. Abrahamian, K. S. Gigoyan</i>		601
Reviews		
A photometric atlas of the Orion nebula . . . . .	<i>Yu. S. Efimov, A. V. Berdjugin</i>	605

Техн. редактор *Л. А. Азизбекян*

Сдано в набор 23. 11. 89. Подписано к печати 13. 02. 90. ВФ 04228.

Формат  $70 \times 100^{1/16}$ . Бумага № 1 «сыктывкарская». Высокая печать.

Печ. лист. 12,0 + 9 вкл. Усл. печ. лист. 17,0. Учет-изд. 12,12.

Тираж 960. Заказ 662. Изд. 7719. Цена 1 р. 80 к.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24, I эт., 14 к., т. 52-70-03.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.

# CONTENTS

Spectra of galaxies with UV-continuum. VIII	425
<i>V. A. Lipovetsky, A. I. Shapovalova, J. A. Stepanian, L. K. Erastova</i>	
BVR photometry of a distant cluster of galaxies A 665	437
<i>A. T. Kalloghlian, D. Nannt, A. Vignato</i>	
The structure of the central parts of some UV galaxies	447
<i>H. V. Abrahamian, K. A. Sahakian</i>	
The results of search for super-rapid optical variability of radio objects with continuous optical spectra	457
<u><i>V. F. Shvartsman, G. M. Beskin, S. A. Pustil'nik</i></u>	
Fluctuation in the orientation of disks of galaxies . . . . .	467
<i>B. I. Fesenko</i>	
The dynamics of the particular spheroidal model of homogeneous stellar systems. II. Spheroidal pulsations . . . . .	477
<i>B. P. Kondrat'ev</i>	
On periodicity of Tauri from photometric data . . . . .	489
<i>A. V. Zajtseva</i>	
GoKu Tau/1 — new object with optical bipolar outflow	501
<i>T. A. Movsisstan, T. Yu. Magakian</i>	
A low dispersion sky spectral survey for revealing faint Carbon stars. IV. Region $90^\circ < l < 115^\circ, -5^\circ < b < +5^\circ$ . . . . .	507
<i>O. M. Kurtanidze, M. G. Nikolashvili</i>	
On the reality of observed chemical peculiarities of Am-stars from standpoint of their duplicity . . . . .	519
<i>L. S. Lyubimkov</i>	
On the gas heating in stellar flares. I. The heating by protons	527
<i>V. P. Grintin, V. V. Sobolev</i>	
The determination of fundamental characteristics of giant stars from the Geneva photometric system <i>L. V. Korotina, A. V. Dragunova, N. S. Komarov</i>	539
On distortions of dipolar magnetic field in the pulsars meridional plane	551
<i>I. F. Malov, S. A. Suleymanova</i>	
On a strong shock in a spherical flow of gravitating gas	563
<i>E. A. Filistov, A. D. Chernin</i>	
Two generations of low-mass X-binaries and recycled radio pulsars	567
<i>A. S. Bisnovatyi-Kogan</i>	
Corrugation instability of strong parallel slow shock wave. II. Approximate analytical investigation . . . . .	579
<i>M. A. Edelman</i>	
The simulation of the convective motions in the proton envelope. II. Spectral line asymmetries . . . . .	589
<i>F. N. Atroschenko, A. S. Gadun, R. I. Kostyk</i>	
Notes	
The first Byurakan spectral sky survey. Late-type stars. I Zone $+37^\circ < \delta < +41^\circ$	601
<i>H. V. Abrahamian, K. S. Giguayan</i>	
Reviews	
A photometric atlas of the Orion nebula . . . . .	605
<i>Yu. S. Eftimov, A. W. Berdjugin</i>	

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ОТКЛОНЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОТ ДИПОЛЬНОГО В МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ПУЛЬСАРОВ <i>И. Ф. Малов, С. А. Сулейманова</i>	551
О СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ В СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОМ ДВИЖЕНИИ ГРАВИТИРУЮЩЕГО ГАЗА <i>Е. А. Филистов, А. Д. Чернин</i>	553
ДВА ПОКОЛЕНИЯ МАЛОМАССНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ И ПОДКРУЧЕННЫЕ РАДИОПУЛЬСАРЫ <i>Г. С. Биснопагый-Клиан</i>	567
ГОФРИРОВОЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИЛЬНОЙ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ МЕДЛЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ II. ПРИБЛИЖЕННОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ <i>М. А. Эдвинсон</i>	579
МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ОБОЛОЧКЕ ПРОЦИОНА II АСИММЕТРИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ <i>И. Н. Атрощенко, А. С. Галин, Р. И. Кастык</i>	589
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ. I ПОЛОСА $+37^{\circ} < \delta < +41^{\circ}$ <i>Г. В. Абрамин, К. С. Гилевич</i>	601
РЕЦЕНЗИИ	
«А. Д. ЭНДРЮС. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АТЛАС ТУМАННОСТИ ОРИОНА» <i>Ю. С. Ефимов, А. В. Бердюгин</i>	605