

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25

ДЕКАБРЬ, 1986

ВЫПУСК 3

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ К-ГИГАНТА $\alpha$ Ser <i>М. Е. Болярчук, М. Я. Орлов, А. В. Шаврина</i>	429
СИМБИОТИЧЕСКАЯ ЗВЕЗДА AG Dra . . . . . <i>А. П. Ипатов, Б. Ф. Юдин</i>	435
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ AG Dra В 1983 Г. <i>Э. А. Исмаилов, Х. М. Микаилов</i>	447
ИНФРАКРАСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ FG Sge . . . . . <i>О. Г. Таранова</i>	453
НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД В R-АССОЦИАЦИ- ЦИЯХ . . . . . <i>Л. Л. Павлова, Ф. К. Рспаев</i>	461
О ЦВЕТОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД . . . . . <i>Г. В. Зайцева</i>	471
ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ VL Lac. АНА- ЛИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ. II <i>В. А. Газен-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева</i>	485
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КВАЗАРОВ ВТОРОГО БЮРАКАН- СКОГО ОБЗОРА СЕВЕРНОГО НЕБА. I КВАЗАРЫ SBS 0953+549, SBS 1116+603 И SBS 1138+584 <i>С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, Е. А. Назаров</i>	495
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТА МАРК 71 <i>Н. К. Андреасян, А. Н. Буринков, Э. Е. Хачикян</i>	507
СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ НАЧАЛЬНОЙ И КОНЕЧНОЙ МАССАМИ ДЛЯ ЗВЕЗД МАЛЫХ И СРЕДНИХ МАСС . . . . . <i>Ю. Л. Францман</i>	517
ХАРАКТЕРНЫЕ ВРЕМЕНА ПУЛЬСАРОВ И ИХ ВОЗРАСТЫ <i>О. Х. Гусейнов, И. М. Юсифов</i>	525

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Журнал основан в 1965 г.,  
выходит 6 раз в год  
на русском и английском языках

### Խ Մ Ր Պ Տ Ո Ւ Մ Կ Մ Ա Կ Ո Ղ Ե Չ Ի Մ

Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրաջկի, Լ. Ս. Լուրդ,  
Ե. Կ. Խարաձն, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Մ. Կոսիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր  
խմբագիր), Ա. Գ. Մանիլ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),  
Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Վ. Սորոկ (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Յո. Տերերիժ,  
Ա. Տ. Քալոյլյան (պատ. քարտուղար)

### Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбачкий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), Р. И. Киладзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, А. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Теребиж, Е. К. Харадзе.

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՐՈՒՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և ուրազալակտիկական աստղազիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների զմով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ո. 80 կ., բաժանորդագիր 10 ո. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծբունարդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով. Մոսկվա, 200.

● Издательство АН Арм.ССР, Астрофизика, 1986.

УДК: 524.3—36

## ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ К-ГИГАНТА $\alpha$ Ser

М. Е. БОЯРЧУК, М. Я. ОРЛОВ, А. В. ШАВРИНА

Поступила 8 января 1986

Принята к печати 20 июля 1986

На основании спектрограмм дисперсия 6 А/мм была изучена атмосфера звезды  $\alpha$  Ser KIII. Методом моделей атмосфер определено химическое содержание. Для большинства элементов содержание солнечное или превышает его на (0.2—0.4) dex. Уверенный избыток показали натрий Na I (0.8 dex), ванадий VI и хром Cr (0.5 dex).

Звезда  $\alpha$  Ser по исследованию сильных линий металлов была отнесена к сверхметаллическим (S-M-R) [1, 2]. Кроме того, известно, что она характеризуется сильными полосами CN. Спектроскопическое исследование  $\alpha$  Ser было выполнено Грифффином [3] методом кривой роста, где было найдено повышенное содержание некоторых элементов по сравнению с солнечным. Мы предприняли детальный количественный анализ этой звезды методом моделей атмосфер. Некоторые характеристики  $\alpha$  Ser приведены в табл. 1. Спектрограммы были получены в фокусе куде 2.6-метрового те-

Таблица 1

HD	l	b	Sp	V	B-V	U-B	R-J	V-K	Mv	$\pi^*$
140573	+14°18	+44°09	K2III Stg CN	2.64	1.16	1.24	0.56	2.58	1.09	0.049±5

лескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Использовались пластинки Eastman Kodak 103a-F, 103a-D, 103a-O. Они охватывали область  $\lambda\lambda$  6900—4100 А, дисперсия 6 А/мм. Всего было получено девять спектрограмм, по три для каждой области спектра. Обработка наблюдательного материала была проведена так же, как это описано в [4]. В результате тщательного рассмотрения регистрограмм и сопоставления с известными списками линий были отобраны около 500 линий, для которых измерены эквивалентные ширины. (Список линий с эквивалентными ширинами авторы могут предоставить заинтересованным лицам). Мы использовали значения сил осцилляторов в системе сводных данных Крымской астрофизической обсерватории [4].



Для спектроскопического анализа нами были рассчитаны модели атмосфер по программе SAM-IC (см. [5]) с учетом конвекции (параметр  $l = 1.5$ ) и молекулярного поглощения ( $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $\gamma'$  — системы TiO, красная система CN, колебательно-вращательные полосы H<sub>2</sub>O, CO, OH, вращательные линии H<sub>2</sub>O).

Далее нужно было выбрать параметры модели,  $T_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$ , для гиганта K2. Поскольку для холодных звезд невозможно по изучению только линейчатого спектра определить эффективную температуру звезды и ускорение силы тяжести на ее поверхности, то мы поступили следующим образом. Рассмотрели несколько определений эффективной температуры, полученной для  $\alpha$  Ser различными методами. Наиболее приемлемые — это температуры, полученные из исследования распределения энергии в непрерывном спектре, поскольку оно слабо зависит от величины ускорения силы тяжести. Такие определения для  $\alpha$  Ser делались неоднократно. Они дают близкие значения,  $T_{\text{эфф}} = 4650$  K [6], 4750 K [7]. Эффективные температуры, определенные по оценкам цветов в инфракрасной области, дали значения для  $\alpha$  Ser  $T_{\text{эфф}} = 4521$  K [2], 4494 K [8], 4560 K [9], причем последнее значение температуры определено на основании измерения угловых диаметров звезд. Рассмотрев все эти определения, мы приняли для  $\alpha$  Ser значение  $T_{\text{эфф}} = 4600 \pm 100$  K. Для выбора силы тяжести  $\lg g$  мы воспользовались ионизационным равновесием. Для этого были рассчитаны содержания железа, скандия и хрома по линиям нейтральных и ионизованных атомов для ряда значений эффективных температур, приемлемых для звезды гиганта K2, а именно 4400, 4600 K, и величин ускорений силы тяжести ( $\lg g = 1.5, 2.0$ ). Результаты этих вычислений показаны на рис. 1, где для железа, скандия и хрома представлены соотношения  $T_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$ , при которых содержание элемента получается одинаковым по линиям ионизованных и нейтральных атомов. Войдя в этот график с выбранной  $T_{\text{эфф}} = 4600$  K, мы получаем для силы ускорения тяжести значения  $\lg g = 2.0$ . Эти значения были использованы для вычислений химического состава атмосферы звезды  $\alpha$  Ser. Большое значение для вычисления химического содержания имеет правильный выбор микротурбулентной скорости. Для этого линии железа, как наиболее обильные в спектре, были разбиты на группы по эквивалентным ширинам. Вычислялось содержание с разными турбулентными скоростями от 2.0 до 3.5 км/с. Найдено, что для величины турбулентной скорости 2.5 км/с практически отсутствует зависимость  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  от величины эквивалентной ширины. Поэтому мы приняли для дальнейших вычислений значение турбулентной скорости  $\xi_t = 2.5$  км/с. Отметим, что микротурбулентная скорость для  $\alpha$  Ser, определенная по профилям ли-

ний красной системы CN, полученных с высоким разрешением (0.075 Å), составляет  $3.3 \pm 0.2$  км/с [10], а найденная по кривой роста Гриффином — 2.5 км/с [3].

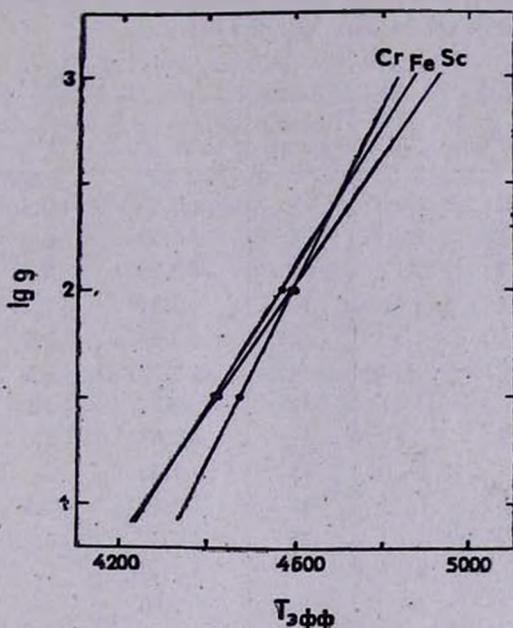


Рис. 1. Диаграмма  $T_{эфф} - lg g$  для определения параметров модели атмосферы  $\alpha$  Ser.

Итак, с параметрами  $T_{эфф} = 4600$  K,  $lg g = 2.0$ ,  $\xi_t = 2.5$  км/с мы провели расчеты содержания элементов по программам WIDTH 5, WIDTH 6. Постоянная затухания рассчитывалась с учетом затухания вследствие столкновений, при этом коэффициент  $C_s$  в формуле ван дер Ваальса был увеличен в 1.4 раза в соответствии с результатами [11]. Влияние сверхтонкой структуры ( $hfs$ ) было учтено для линий Co I и Mn I; использовались значения  $\Delta\lambda_{hfs}$ , определенные Р. И. Костыком [11]. Для других элементов данных о сверхтонкой структуре недостаточно.

Найденные содержания для  $\alpha$  Ser приведены в табл. 2. Там же для сравнения даны результаты, полученные Гриффином [3] методом кривых роста. Из рассмотрения табл. 2 видно, что содержания железа, Fe I и Fe II, а также алюминия Al I, кальция Ca I, скандия Sc I и Sc II, марганца Mn I, кобальта Co I и бария Ba II, имеют солнечное содержание или только чуть-чуть превышают солнечное содержание, на (0.1—0.2) dex. Другие элементы, такие, как Mg I, Si I, Ni I, Ti I, превышают солнечное содержание на (0.3—0.4) dex. Представляется реальным избыток натрия Na I

(+ 0.76 dex), ванадия V I (+ 0.50 dex) и хрома Cr I, Cr II (+ 0.50 dex). Отметим, что в отличие от железа, скандия и хрома содержания, полученные по линиям нейтрального и ионизованного титана, различаются на 0.26 dex. Это может быть следствием ошибок сил осцилляторов или эффектов блендирования более слабых линий Ti II.

Таблица 2

Z	Эл.	Число линий	$\lg \epsilon_* - \lg \epsilon_{\odot}$	[3]
11	Na I	6	+0.76	+0.4:
12	Mg I	.3	+0.36	—
13	Al I	2	+0.22	—
14	Si I	10	+0.34	+0.3:
20	Ca I	22	+0.09	0.0
21	Sc I	9	+0.22	+0.2
	Sc II	11	+0.21	+0.2
22	Ti I	32	+0.07	0.0
	Ti II	13	+0.33	—
23	V I	35	+0.50	+0.3
24	Cr I	23	+0.51	+0.3
	Cr II	7	+0.49	—
25	Mn I	8	0.00	—
26	Fe I	120	+0.19	+0.2
	Fe II	18	+0.14	+0.1:
27	Co I	12	+0.01	+0.3
28	Ni I	46	+0.37	+0.2
56	Ba II	5	+0.07	—

Полученные содержания ряда металлов в атмосфере  $\alpha$  Ser, значительно отличающиеся от солнечных, свидетельствуют о том, что  $\alpha$  Ser не является обычным гигантом и заслуживает дальнейшего исследования.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## CHEMICAL COMPOSITION OF K-GIANT $\alpha$ Ser ATMOSPHERE

M. E. BOYARCHUK, M. Ya. ORLOV, A. V. SHAVRINA

The atmosphere of K2 III star  $\alpha$  Ser is studied on the basis of 6 A/mm spectrograms. The chemical composition of the atmosphere is determined using models of atmospheres (Table 2). The majority

of elements show the abundances close to the solar ones, but Na, V and Cr are overabundant up to  $\sim (0.8 - 0.5)$  dex.

## ЛИТЕРАТУРА

1. H. Spinrad, B. J. Taylor, *Astrophys. J.*, 157, 1279, 1969.
2. P. M. Williams, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 153, 171, 1971.
3. R. Griffin, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 143, 223, 1969.
4. М. Е. Боярчук, И. С. Саванов, *Изв. Крым. астрофиз. observ.*, 76, 1985 (в печати).
5. T. Kipper, I. Sitska, in: "Atmospheres of Late-Type Stars", Tallinn, 1981, p. 15.
6. K. Desikachary, D. F. Gray, *Astrophys. J.*, 226, 907, 1978.
7. V. Oinas, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 27, 391, 1974.
8. D. E. Blackwell, A. D. Petford, M. I. Shallis, *Astron. and Astrophys.*, 82, 249, 1980.
9. S. T. Ridgway, R. R. Iryse, N. M. White, R. F. Wing, *Astrophys. J.*, 235, 126, 1980.
10. R. W. Day, D. L. Lambert, C. Sneden, *Astrophys. J.*, 185, 213, 1973.
11. Р. И. Костык, *Препр. Ин-т теор. физ.*, 81-20 Р, Киев, 46, 1981.

УДК: 524.338.3

## СИМБИОТИЧЕСКАЯ ЗВЕЗДА AG Drg

А. П. ИПАТОВ, Б. Ф. ЮДИН

Поступила 18 марта 1986

Принята к печати 15 августа 1986

Приводятся результаты фотометрических, в системе *UBVRJHKLM* и спектрофотометрических в диапазоне 3300—7500 Å, наблюдений симбиотической звезды AG Drg. Ее холодный компонент представляет собой красный гигант спектрального класса K4—K5, имеющий приблизительно постоянный блеск,  $\Delta I \leq 0^m3$ , заполняющий свою полость Роша и находящийся, по-видимому, на асимптотической ветви гигантов. На длине волны 5 мкм обнаружен ИК-избыток, связанный с излучением газовой оболочки с массой  $M \approx 10^{-6} M_{\odot}$ . Наблюдения AG Drg показали, что с ростом болометрического потока от горячего компонента его эффективная температура уменьшается. Горячий компонент может быть красным карликом с  $M \approx 0.4 M_{\odot}$ , на который в экваториальных областях осуществляется дисковая аккреция вещества холодной звезды с  $\dot{M} \geq 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ . При усилении темпа аккреции, во время вспышки AG Drg, усиливается звездный ветер с поверхности красного карлика и его эффективная температура уменьшается. Горячий компонент AG Drg может быть и белым карликом с  $L \geq 3 \cdot 10^3 L_{\odot}$  и  $R_{\text{эфф}} \geq 0.2 R_{\odot}$ . Источником энергии его вспышек является гравитационная энергия вещества, аккрецирующего с  $\dot{M} \geq 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ . В моменты между вспышками его светимость может определяться выделением энергии при горении на его поверхности водородного слоевого источника.

1. *Введение.* Симбиотическая звезда AG Drg, имея неотъемлемые признаки этого класса звезд, все же заметным образом отличается от большинства из них. Она расположена на большой галактической широте ( $b = 41^{\circ}$ ), имеет большую радиальную скорость ( $v \approx -140$  км/с) и желтый цвет. Так как цвет симбиотической системы AG Drg в визуальном диапазоне определяется цветом ее холодного компонента, то по своему спектральному классу он должен быть более ранним, чем M0. Вопрос о классе его светимости пока остается открытым. По линиям поглощения металлов он классифицируется как K3 III [1], K1 II [2], K0 Ib [3]. Отличительной особенностью эмиссионного спектра AG Drg является относительная слабость в нем разрешенных линий металлов. В частности, в видимом диа-

пазоне Боярчук [1] не обнаружил эмиссий Fe II — линий довольно сильных в спектрах большинства симбиотических звезд.

По своей кривой блеска AG Dга является типичным представителем класса симбиотических звезд, чередующих моменты спокойного состояния их горячих компонент с моментами их вспышек [4], достигающих  $3^m$  в фильтре *U*. Фотометрические в системе *UBV* наблюдения Майнунгера [5] в 1974—79 гг. обнаружили наличие на кривой блеска AG Dга колебаний с  $P = 554$  дня и амплитудой  $\Delta U \approx 1^m$ . В сентябре 1980 г. AG Dга вспыхнула в очередной раз [4]. Еще одна вспышка была зарегистрирована в феврале 1985 г. [6, 7].

AG Dга является ярким источником рентгеновского излучения [8, 9]. Интенсивные IUE-наблюдения в УФ-диапазоне были выполнены Виотти и др. [10, 11] за период с 1979 г. по 1983 г. Во время вспышки AG Dга, начавшейся в 1980 г., УФ-континуум возрос в  $\sim 10$  раз. В то же время степень возбуждения эмиссионного спектра заметно не изменилась. Последний факт был подтвержден Блэр и др. [12] в видимом диапазоне. Наблюдения в ИК-области длин волн показали, что блеск холодного компонента примерно постоянен [13]. В радиодиапазоне поток от AG Dга пока что не обнаружен. В частности, можно сказать, что на  $4.9$  ГГц он  $< 0.4$  мЯн [14]. Определенной количественной модели AG Dга, объясняющей в целом всю совокупность наиболее характерных наблюдательных особенностей этой звезды, пока не существует.

В данной работе приводятся результаты фотометрических в системе *UBVRJHKLMN* и спектрофотометрических в диапазоне  $3300\text{—}7500$  Å с  $R = 50$  Å наблюдений AG Dга, выполненных на Южной станции ГАИШ в Крыму, а также оценки ряда параметров этой двойной звездной системы. Параметры фотометров и спектрофотометра, а также методика проведения наблюдений описаны в работе Тарановой и Юдина [15].

2. *Результаты наблюдений.* На рис. 1 приведены результаты наших фотометрических наблюдений AG Dга в фильтрах *U* и *I*, дополненные данными, взятыми из работ [9, 10, 16]. Там же показаны изменения блеска звезды на длине волны  $1340$  Å в единицах  $\Delta m_{1340} = -2.5 \lg F(1340)/F_0(1340)$ , где  $F_0(1340)$  — поток 8 января 1981 г. [11]. Даты максимумов и минимумов блеска AG Dга вычислены в соответствии с кривой блеска, построенной Майнунгером [5].

Первое, что бросается в глаза при виде кривой блеска AG Dга, это устойчивый временной характер колебаний блеска звезды, обнаруженных Майнунгером [5]. Они не прекращаются во время вспышки (минимум в 1982 г.), и после ее прекращения фаза их не сбивается (минимум в 1984 г.). Вспышки звезды могут лишь несколько исказить правильную форму колебаний блеска, наблюдаемую в моменты отсутствия вспышки. Устойчи-

вость колебаний УФ-блеска AG Dra делает маловероятной их связь с какими-либо собственными колебаниями блеска горячего компонента, не зависящими от внешних условий. Поэтому естественно предположить, что период колебаний блеска горячего источника излучения в двойной звездной системе AG Dra соответствует периоду ее обращения. В этом случае его колебания блеска могут быть связаны с периодическим изменением темпа

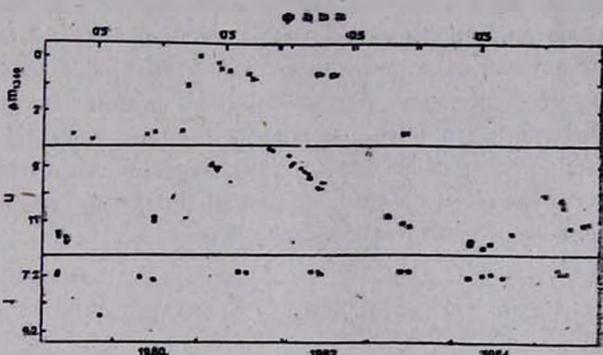


Рис. 1. Фотометрические наблюдения AG Dra.  $\circ$  — результаты авторов;  $\times$  — Вьетти и др. [11];  $+$  — Хохол и др. [16];  $\blacksquare$  — Вензел [6];  $\bullet$  — Вьетти и др. [10];  $\blacktriangle$  — Пиро и др. [9].

аккреции вещества холодной звезды на ее компонент в результате наличия в системе эксцентриситета. Однако сопоставление дат начальных моментов вспышек AG Dra или их максимумов [4] с фазой блеска звезды не обнаруживает заметной корреляции, существования которой можно было бы ожидать при наличии эксцентриситета. Поэтому имеются все основания связать колебания УФ-блеска AG Dra с наличием в данной двойной звездной системе частичных затмений горячего источника излучения его холодным компонентом.

Фотометрические наблюдения AG Dra в ИК-диапазоне показывают, что блеск холодного компонента не испытывает заметных колебаний. В частности, за весь период наших наблюдений амплитуда изменений блеска в фильтре  $J$  не превысила  $0.^m3$  (рис. 1). Во время вспышки AG Dra в 1980—82 гг. поток излучения от горячего компонента увеличился на порядок [11]. В модели симбиотической звезды, в которой светимость горячего компонента определяется темпом аккреции на него вещества холодной звезды, последний также должен возрасти на порядок. Однако даже такие большие изменения в скорости потери массы холодной звездой заметно не отражаются на ее фотометрических характеристиках. В свою очередь, постоянство последних означает, что изменения в темпе скорости потери массы не связаны с наличием какой-либо колебательной неустойчивости, присущей самой холодной звезде, а являются результатом воздействия на нее

гравитационного поля горячего компонента. Существенным образом это воздействие может проявляться лишь при условии заметного заполнения холодной звездой своей полости Роша.

В табл. 1 приведены результаты фотометрических наблюдений AG Dra, исправленные за межзвездное поглощение с величиной  $E(B-V) = 0.^m06$  [10]. В ИК-диапазоне звездные величины усреднены за весь период наблюдений. Амплитуды изменений блеска в фильтрах  $U$  и  $V$  (табл. 1) наглядно показывают, что в первый из них основной вклад в блеск AG Dra вносит горячий источник переменного излучения, во второй — холодная звезда. Считая, что изменения блеска горячего источника происходят без заметных изменений в его цвете, можно суммарное излучение AG Dra в фильтрах  $UBVR$  разделить на доли, принадлежащие горячему и холодному компонентам. Подробнее методика данной операции изложена в работе Юдина [17], а ее результаты занесены в табл. 1.

Таблица 1

## ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ AG Dra, ГОРЯЧЕГО И ХОЛОДНОГО КОМПОНЕНТОВ\*

Источник излучения	$U$	$B$	$V$	$R$	$J$	$H$	$K$
AG Dra a	11.49	10.95	9.67	8.46			
AG Dra b	10.64	10.76	9.56	8.34			
AG Dra c					7.13	6.42	6.24
Горячий a	11.84	13.28	12.64	11.33			
Горячий b	10.79	12.23	11.59	10.28			
Холодный		11.08	9.74	8.54	7.15	6.44	6.26

\* Звездные величины скорректированы за  $E(B-V) = 0.^m06$ : а — 9.06.79, фаза 0.27; б — 23.06.80, фаза 0.95; с — Средние за период 1979—1985 гг.

По всем показателям цвета от фильтра  $B$  до фильтра  $K$ , вычисленным на основе звездных величин, приведенных в табл. 1, холодный компонент классифицируется как  $K4-K5$ . Однако показатели цвета  $K-L \approx 0.^m3$  и  $K-M \approx 0.^m1$  ( $0.^m11$  и  $-0.^m09$  для  $K5$  соответственно) указывают на наличие на длинах волн, превышающих 3 мкм, ИК-избытка. Данный вывод подтверждается и наблюдениями AG Dra в июне 1982 г., в фильтре  $N$  (10 мкм). Оказалось, что  $N = 4.^m73 \pm 0.^m6$  при  $N \approx 6.^m2$  для звезды  $K5$ . Забегая вперед, скажем, что наблюдаемый ИК-избыток связан с излучением газовой оболочки в системе AG Dra. По распределению энергии в спектре холодной звезды (табл. 1) можно оценить ее болометрический поток. Он составляет  $\sim 8.2 \cdot 10^{-9}$  эрг/см<sup>2</sup> с.

В табл. 2 приведены результаты спектрофотометрических наблюдений AG Dra, а на рис. 2 показано распределение энергии в ее спектре. Как видно из табл. 2, величина бальмеровского скачка ( $D_B$ ) в спектре AG Dra заметно меньше, чем его величина, наблюдаемая в планетарных туманно-

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ AG Dra

Дата	Фаза	$(F/F(H\beta)) \cdot 100$			$F(H\beta), 10^{-11}$ эрг/см <sup>2</sup> с	$W^- (H\beta)$ А	$D_B$
		He II 4686	H $\alpha$	6830			
17.09.82	0.43	43	480	22	1.45	25	0.28
23.05.84	0.53	54	790	86	0.46	56	0.16
28.04.85	0.15	71	590	74	1.82	77	0.41
19.09.85	0.41	56	640	67	1.00	53	0.34

$W^- (H\beta)$  — эквивалентная ширина линии  $H\beta$  относительно континуума на длине волны 3600 А.

стях. Объяснение этому факту может быть двойким. Или в газовой оболочке AG Dra  $T_e \approx 2 \cdot 10^4$  К, или на длине волны 3646 А в суммарное излучение горячего источника (газовой оболочки + горячего компонента) вносит заметный вклад континуум от горячего компонента. Малая эквива-

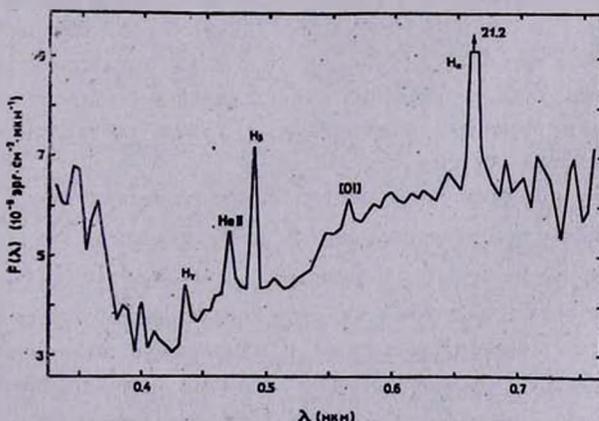


Рис. 2. Распределение энергии в спектре AG Dra 17.09.82.

лентная ширина линии  $H\beta$  ( $W^- (H\beta)$ ) относительно континуума за бальмеровским скачком и высокое отношение  $F(H\alpha)/F(H\beta)$  (табл. 2) по сравнению с их значениями, вычисленными для мензеловского случая в рекомбинационной теории излучения, означают наличие значительного само-

поглощения в линиях бальмеровской серии водорода [18]. Следует также обратить внимание на высокую интенсивность неотожествленной эмиссионной особенности на длине волны 6830 А, характерной для спектров симбиотических звезд в момент, когда степень возбуждения их эмиссионных спектров достигает  $\sim 100$  эВ.

3. *Обсуждение.* В спектрах ряда симбиотических звезд, в частности и в спектре AG Dга, нет эмиссионных линий, пригодных для надежной оценки величины  $T_e$ . Как показано в работе [17], высокая плотность газовой оболочки AG Dга ( $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) [10] и малые ее размеры ( $r \approx \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}$ ) предполагают наличие в ней электронной температуры  $\approx 2 \cdot 10^4 \text{ К}$ , однако ее точное значение неизвестно. Поэтому анализ результатов спектрофотометрических наблюдений будет проведен при двух предположениях о величине  $T_e$ , которые практически соответствуют и двум моделям горячего компонента симбиотической звезды [17].

Итак, если горячий компонент излучает подобно ядру планетарной туманности с  $T \approx 10^5 \text{ К}$ , т. е. в рэлей-джинсовской области как черное тело, то при таких высоких температурах интенсивность его излучения на длине волны 3600 А будет составлять  $< 10\%$  от интенсивности излучения газовой оболочки. В этом случае малую величину  $D_B$  следует приписать высокой ( $T_e \approx 2.5 \cdot 10^4 \text{ К}$ ) электронной температуре. Если же предположить, что  $T_e = 2 \cdot 10^4 \text{ К}$ , то на длине волны 3600 А появится заметный ( $\approx 30\%$ ) уровень непрерывного излучения негазового происхождения, который можно связать с излучением аккреционного диска, существующего вокруг горячего компонента AG Dга [17]. Для этих двух предположений в табл. 3 приведены оценки ряда параметров, относящихся к ионизованной части газовой оболочки и горячему компоненту, в сумме составляющих горячий источник излучения в системе AG Dга.

Температуру горячих компонентов симбиотических звезд, как правило, оценивают по величине отношения потоков в линиях He II 4686 и H $\beta$ . Иными словами, по величине параметра  $Q = N_{10}(\text{He II})/N_{10}(\text{H I})$ , где  $N_{10}(\text{H I})$ ,  $N_{10}(\text{He II})$  — потоки квантов, испускаемых горячим компонентом за пределом ионизации водорода и однократно ионизованного гелия. Однако при этом не учитывается факт наличия самопоглощения в линии H $\beta$ , известный еще из работ Боярчука [18], что приводит к завышению получаемых значений  $T_h$ . Поэтому для оценок параметра мы используем величину отношения  $F(\text{He II})/F_g(3646^-)$ , где  $F_g(3646^-)$  — поток излучения от газовой оболочки.

Как видно из табл. 3, величина эквивалентной ширины линии H $\beta$  относительно газового континуума ( $W_g^-(\text{H}\beta)$ ) и соответственно величина

самопоглощения в ней меняются в зависимости от блеска AG Dra. Недоучет последнего факта может привести к получению неправильной зависимости хода изменения  $T_h$  с изменением болометрической светимости горячего компонента. В частности, спектрофотометрические наблюдения Блэир и др. [12] показали, что до вспышки 1980 г.  $F(\text{He II})/F(\text{H}\beta) \approx 0.45$ , а в ее максимуме — 0.61. Иными словами, судя непосредственно по величине отношения потоков в линиях He II 4686 и H $\beta$ , следовало бы сказать, что при вспышке AG Dra температура его горячего компонента увеличивается. Од-

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ  
ДЛЯ ДВУХ МОДЕЛЕЙ ГОРЯЧЕГО КОМПОНЕНТА AG Dra

Фаза	$F(3600), 10^{-13}$ эрг/см <sup>2</sup> с А	$W_{\text{F}}^-(\text{H}\beta)^a$ А	$q^a$	$Q^a$	$W_{\text{F}}^-(\text{H}\beta)^b$ А	$Q^b$	$T_{\text{ВВ}}, 10^3$ К	$\frac{F_{h, \text{bol}}^b}{F_{c, \text{bol}}}$
0.43	7.1	40	5.5	0.052	28	0.033	0.88	2.1
0.53	0.75	140	1.6	0.23	84	0.12	1.23	0.25
0.15	5.8	61	3.6	0.13	43	0.086	1.11	1.7
0.41	2.0	75	2.9	0.13	66	0.10	1.16	0.60

а — Горячий компонент — красный карлик с дисковой аккрецией,  $T_c = 2 \cdot 10^4$  К.  
 б — Горячий компонент — белый карлик — источник чернотельного излучения.  $W_{\text{F}}^-(\text{H}\beta)$  — эквивалентная ширина линии H $\beta$  относительно континуума газовой оболочки за бальмеровским скачком.  $Q = N_{10}(\text{He II})/N_{10}(\text{H I})$ , где  $N_{10}(\text{H I})$  и  $N_{10}(\text{He II})$  — потоки квантов, ионизирующих водород и однократно ионизованный гелий.  $q$  — коэффициент, показывающий, во сколько раз ослаблена линия H $\beta$  из-за самопоглощения. Результаты получены в предположении, что  $E(B - V) = 0^m 06$ .

нако, если сравнить величину параметра  $Q$  для трех дат из табл. 3, имеющих примерно одинаковую фазу блеска, то окажется, что с ростом яркости AG Dra параметр  $Q$ , а следовательно и температура горячего компонента, уменьшаются. В то же время его болометрический поток ( $F_{h, \text{bol}}$ ), оцениваемый по величине  $F_{\text{F}}(3646^-)$  с учетом величины  $T_h$ , равной, как мы считаем,  $T_{\text{ВВ}}$  в табл. 3, возрастает (табл. 3). И в результате зависимость  $T_h$  от  $F_{h, \text{bol}}$  и соответственно от  $L_{h, \text{bol}}$  получается в виде  $T_h \sim L_{h, \text{bol}}^{-0.2}$ . Оценки болометрических потоков горячего компонента в фазе „0“ в моменты его максимального блеска при вспышке и спокойного состояния показывают, что в первом случае  $F_{h, \text{bol}}/F_{c, \text{bol}} \approx 6$ ; во втором — 0.7.

Как уже указывалось выше, в фильтрах  $L$  и  $M$  наблюдается ИК-избыток, т. е. наблюдаемый уровень излучения превышает его величину, ожидаемую от холодного компонента спектрального класса K4—K5. В фильтре

$M$  избыточный поток составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-15}$  эрг/см<sup>2</sup> с А, причем измерения в этом фильтре были выполнены в мае 1985 г., когда поток от газовой оболочки  $F_{\lambda}(3646\text{н}) \approx 5 \cdot 10^{-13}$  эрг/см<sup>2</sup> с А. Сравнение этих величин указывает, что избыточное ИК-излучение связано с излучением газовой оболочки.

По модели Тутукова и Юнгельсона [19] горячим компонентом симбиотической системы может быть углеродно-кислородный карлик, на поверхности которого горит водородный слоевой источник, питаемый веществом, аккрецируемым с холодной звезды. Однако данная модель в той форме, в которой она существует в настоящий момент [20, 21], не в состоянии объяснить характер изменения светимости и температуры горячих компонентов AG Dга и ряда других симбиотических звезд [17]. Поэтому следует признать, что основным источником энергии, питающим вспышку горячего компонента AG Dга, является гравитационная энергия аккрецируемого вещества, и светимость горячего источника в это время определяется темпом аккреции. Если аккреция осуществляется на белый карлик, то не исключено, что на его поверхности стационарно горит водородный слоевой источник, и именно темпом выделения энергии при термоядерном синтезе, зависящим в основном от массы белого карлика, определяется минимальный уровень болометрической светимости горячего компонента симбиотической звезды. В этом случае легко можно понять, почему после вспышки AG Dга каждый раз имеет примерно один и тот же блеск в УФ-диапазоне.

Перейдем теперь к оценкам физических параметров отдельных компонентов AG Dга. При этом, если дело касается горячего источника излучения, то его будем рассматривать в том состоянии, в котором он находился в сентябре 1982 г. (табл. 2). Выбор даты связан с наличием в августе 1982 г. IUE-наблюдений AG Dга [11], из которых нам понадобится величина потока на длине волны 1340 А.

Как уже указывалось выше, холодный компонент в двойной системе AG Dга должен иметь размеры, близкие к размерам своей полости Роша. Только в этом случае удается понять, почему он обладает скоростью потери массы, оцениваемой ниже по светимости горячего компонента, на несколько порядков превышающей ее величину, характерную для одиночных красных гигантов; почему темп потери массы может меняться на порядок, вызывая вспышки AG Dга; почему вещество, теряемое холодной звездой, в основном концентрируется к горячему компоненту, образуя компактную газовую оболочку, которая в системе AG Dга испытывает частичные затмения и не дает заметного радиопотока [14].

Итак, для оценки светимости холодной звезды будем предполагать, что она заполняет свою полость Роша. Ее цветовая температура, определенная по показателю цвета ( $J-K$ ), составляет  $\sim 3700$  К. Массу выби-

рств равной  $0.9 M_{\odot}$  в соответствии с принадлежностью AG Dra ко II типу населения [10]. При массе горячего компонента  $0.6 M_{\odot}$  и периоде обращения, равном 554 дням, светимость холодного компонента  $L_{c, \text{bol}} \approx \approx 3100 L_{\odot}$ . Такой светимостью красный гигант может обладать, находясь лишь на асимптотической ветви гигантов. Его желтый цвет объясняется низким содержанием металлов, а классификация как K0 Ib [3] — малым значением эффективного ускорения на его поверхности при заполнении им полости Роша.

Итак, если горячий компонент излучает подобно черному телу, то в сентябре 1982 г. его эффективная температура, болометрический поток, болометрическая светимость и эффективный радиус составляют  $T_h \approx 8.8 \cdot 10^4$  К,  $F_{h, \text{bol}} \approx 2.1 F_{c, \text{bol}}$ ,  $L_{h, \text{bol}} \approx 6500 L_{\odot}$  и  $R_{h, \text{eff}} \approx 0.3 R_{\odot}$ . Если он является белым карликом, то его радиус  $R_h \approx 0.01 R_{\odot}$ . Иными словами, основная доля гравитационной энергии аккрецируемого вещества будет выделяться уже под фотосферой, на уровне которой аккрецию можно считать уже сферически-симметричной, а излучение горячего компонента, сходного в этом случае с ядром планетарной туманности, чернотельным. До размеров  $R_{h, \text{eff}}$  аккреция может осуществляться и в форме, близкой к дисковой. Влияние диска на наблюдаемые параметры симбиотической звезды может, например, проявляться в экранировке ядра при наблюдении двойной звездной системы с ребра. В моменты между вспышками  $L_{h, \text{bol}} \approx 2200 L_{\odot}$  и  $\dot{M} \approx 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ . Однако, как уже указывалось выше, можно предположить, что минимальный уровень излучения горячего компонента связан с горением на его поверхности водородного слоевого источника. В этом случае после вспышки  $\dot{M}$  может принимать значения  $< 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ .

Если горячий компонент является звездой главной последовательности, то соответственно  $\dot{M} \geq 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ . Ясно, что при такой скорости аккреции высокая ( $\sim 10^5$  К) температура горячего компонента возможна лишь при условии осуществления ее в дисковой форме. В свою очередь, диск уже может вносить заметный вклад в суммарное излучение горячего источника в районе бальмеровского скачка. Поэтому в этом случае при оценках параметров горячего источника примем  $T_e = 2 \cdot 10^4$  К (табл. 3). Методика их вычисления подробно описана в работе Юдина [17]. Здесь же отметим лишь условие, которое необходимо наложить на модель с дисковой аккрецией, чтобы она удовлетворяла наблюдаемому уменьшению степени возбуждения эмиссионного спектра (параметр  $Q$  и табл. 3) при увеличении светимости горячего компонента.

При расчете распределения энергии в излучении горячего компонента при дисковой аккреции между максимальной температурой в диске

( $T_{d, \max}$ ) и температурой пограничного слоя ( $T_{bl}$ ) задается постоянное соотношение [22]. Из теоретических вычислений оно определяется неоднозначно и лежит в пределах  $T_{bl}/T_{d, \max} = 3 \div 5$ . Однако важно то, что при усилении темпа аккреции  $T_{d, \max}$  и соответственно  $T_{bl}$  увеличиваются  $\sim M^{1/4}$ . В этом случае параметр  $Q$  суммарного излучения диска+пограничного слоя по крайней мере не должен уменьшаться, что противоречит наблюдениям (табл. 3). Выход из создавшегося противоречия может быть связан с отказом от условия выполнения в дисковой модели горячего компонента симбиотической звезды постоянного соотношения между  $T_{d, \max}$  и  $T_{bl}$ . Известно, что ядра планетарных туманностей обладают звездным ветром, интенсивность которого увеличивается с ростом светимости ядра [23]. Горячие компоненты симбиотических звезд по своим температурам и светимостям сходны с молодыми ядрами планетарных туманностей. Поэтому не лишено смысла предположить, что в то время как на экваторе звезды главной последовательности происходит аккреция вещества, через ее приполярные области осуществляется его отток, темп которого возрастает с ростом светимости горячего компонента, т. е. с ростом темпа аккреции. В этом случае эффективная температура пограничного слоя может и уменьшаться, что приведет к соответствующему уменьшению параметра  $Q$ .

Итак, для согласования модели с наблюдениями параметр  $T_{bl}$  считался свободным. После определения  $T_{d, \max}$  по наклону спектра в области 1300—3600 Å, с учетом вклада излучения газовой оболочки,  $T_{bl}$  выбиралось таким, чтобы параметр  $Q$  суммарного излучения диска+пограничного слоя соответствовал наблюдениям. В результате в сентябре 1982 г. получено, что  $T_{d, \max} \approx 4.4 \cdot 10^4$  К,  $T_{bl} \approx 1.07 \cdot 10^5$  К,  $T_{bl}/T_{d, \max} \approx 2.4$ ,  $F_{h, \text{bol}} \approx 2.1 F_{c, \text{bol}}$ ,  $L_{h, \text{bol}} \approx 6500 L_{\odot}$ . Радиус и масса горячего компонента, — звезды главной последовательности составляют  $0.4 R_{\odot}$  и  $0.4 M_{\odot}$ , т. е. он является красным карликом. Величина эддингтоновской светимости для него  $L_{h, \text{edd}} \approx 5.3 L_{c, \text{bol}}$ , что примерно соответствует максимальной светимости горячего компонента AG Dra при его вспышках.

Объемная мера эмиссии газовой оболочки в сентябре 1982 г. составляет  $\sim 2.2 \cdot 10^{60}$  см<sup>-3</sup>. При  $n_e \approx 10^{10}$  см<sup>-3</sup> [10] ее радиус равен  $\sim 1.3 \times 10^{13}$  см  $\approx 1.3 R_c$ . Из условия отсутствия радиопотока на частоте 4.9 ГГц на уровне 0.4 мЯн [14] следует, что звездный ветер от двойной звездной системы во внешнее пространство  $< 1.5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ .

Авторы выражают благодарность О. Г. Тарановой за помощь при наблюдениях и А. В. Тутукову за полезные обсуждения.

Астросовет АН СССР  
Государственный астрономический  
институт им. П. К. Штернберга

## SYMBIOTIC STAR AG DRA

A. P. IPATOV. B. F. YUDIN

We present results obtained from photometric (in the *UBVRJHKLM* system) and spectrophotometric (in the range  $0.33-0.75 \mu\text{m}$ ) observations of symbiotic star AG Dra. The cool component of this star is a red giant with approximately constant brightness ( $\Delta J \lesssim 0.3$ ) classified as K4-K5. This red giant fills its Roche lobe and probably is on the asymptotic giant branch of the *HR* diagram. We detected the presence of *IR* excess in  $5 \mu\text{m}$  associated with radiation of the gaseous envelope with the mass of  $M \simeq 10^{-6} M_{\odot}$ . Observations of AG Dra enable us to indicate that growing of the bolometric flux of a hot component is accompanied with decreasing effective temperature. The hot component of the system is probably an accreting red dwarf with the mass  $M \simeq 0.4 M_{\odot}$  and disk accretion of matter of cool star with the rate  $\dot{M} \gtrsim 10^{-4} M_{\odot}/\text{year}$  in equatorial region. Increase of accretion rate [during the outburst of AG Dra leads to the increase of stellar wind from the red dwarf surface and the decrease of its effective temperature. The hot component of AG Dra may also be considered as a white dwarf with luminosity  $L \gtrsim 3 \cdot 10^3 L_{\odot}$  and  $R_{\text{eff}} \gtrsim 0.2 R_{\odot}$ . In this case gravitational energy of accreting matter  $\dot{M} \gtrsim 10^{-6} M_{\odot}/\text{year}$  would be the source of the hot component outbursts. The luminosity between outbursts is determined by energy generation from the burning hydrogen layer source.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Боярчук, *Астрофизика*, 2, 101, 1966.
2. N. G. Rowan, *Astrophys. J.*, 117, 467, 1953.
3. C. C. Huang, in "The Nature of Symbiotic Stars", IAU Coll. 70, eds. M. Friedjung, R. Viotti, Reidel, Dordrecht, 1982, p. 151.
4. R. Luthardt, *Mitt. Verand. Sterne*, 9, 129, 1983.
5. L. Meinunger, *IBVS*, № 1611, 1979.
6. W. Wenzel, *IAU Circ.*, № 4038, 1985.
7. J. Bortl, *IAU Circ.*, № 4054, 1985.
8. C. M. Anderson, J. P. Cassinelli, W. T. Sanders, *Astrophys. J. Lett.*, 247, L127, 1981.
9. L. Piro, A. Cassatella, R. Viotti, A. Altamore, *IAU Circ.*, № 4032, 1985.
10. R. Viotti, O. Ricciardi, D. Ponz, A. Giangrande, M. Friedjung, A. Cassatella, G. B. Baratta, A. Altamore, *Astron. and Astrophys.*, 119, 285, 1983.
11. R. Viotti, A. Altamore, G. B. Baratta, A. Cassatella, M. Friedjung, *Astron. and Astrophys.*, 283, 226, 1984.
12. W. Blair, R. E. Stencel, W. A. Feibelman, A. G. Michalitsianos, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 53, 573, 1983.



13. *O. G. Taranova, B. F. Yudin, Astron. zh.*, 59, 101, 1982.
14. *E. R. Seaquist, A. R. Taylor, S. Batton, Astrophys. J.*, 284, 202, 1984.
15. *O. G. Taranova, B. F. Yudin, Astron. and Astrophys.*, 117, 209, 1983.
16. *D. Chochol, L. Hric, A. Scopali, J. Parousek, Prepr. Astron. Observ. Skalnatom Plese*, 12, 261, 1985.
17. *Б. Ф. Юдин, Астрон. ж.*, 63, 137, 1985.
18. *А. А. Боярчук, Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 41, 42, 264, 1970.
19. *А. В. Тугухов, Л. Р. Юнзельсон, Астрофизика*, 12, 521, 1976.
20. *В. Paczynski, В. Rudak, Astron. and Astrophys.*, 82, 349, 1980.
21. *S. J. Kenyon, J. W. Truran, Astrophys. J.*, 273, 280, 1983.
22. *M. Cerrutt-Sola, M. Perinotto, Astrophys. J.*, 291, 237, 1985.

УДК: 524.338.3—355

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ AG Dga В 1983 г.

Э. А. ИСМАИЛОВ, Х. М. МИКАИЛОВ

Поступила 16 апреля 1986

Принята к печати 15 августа 1986

Представлены результаты (по 40 спектрограммам, полученным в 1983 г.) спектральных наблюдений с дисперсиями 86 А/мм, а также 94 А/мм у  $H_\gamma$ . Отмечается изменение эквивалентных ширины эмиссионных линий водорода и He II. С учетом распределения энергии в спектре AG Dga, построенного по литературным данным, и межзвездного поглощения найден бальмеровский декремент. Делается вывод, что AG Dga в рамках симбиотической модели выглядит как пара, состоящая из звезды K3 III и горячего компонента с плотной и компактной оболочкой.

1. *Введение.* Спектр AG Dga представляет собой спектр звезды позднего класса с яркими линиями. По этой причине ее относят к классу симбиотических звезд. Однако такое мнение не единое, и некоторые исследователи считают AG Dga новоподобной.

В начале 50-х годов наблюдалось изменение блеска AG Dga в фотографических лучах в пределах  $\sim 9^m - 11^m$ , продолжающееся в течение нескольких лет [1]. Вторая активная эпоха AG Dga наблюдалась в начале 80-х годов, она продолжается по сей день. Интересно, что наблюдается картина, сходная с предыдущей.

Мирзоян [2] нашел, что распределение энергии в спектре AG Dga до  $\lambda > 3700 \text{ \AA}$  соответствует звезде спектрального класса G, а в области  $\lambda < 3700 \text{ \AA}$  в спектре имеется избыток излучения. По исследованиям Боярчука [3], спектр AG Dga состоит из спектра нормальной звезды K3 III и водородного газа с  $T_e = 17000 \text{ K}$ .

Настоящая заметка посвящена анализу спектрограмм AG Dga, полученных в 1983 г.

2. *Наблюдения.* Наблюдения AG Dga проведены в феврале—августе и декабре 1983 г. Получено около 40 спектрограмм в фокусе Кассегрена 2-х метрового телескопа ШАО АН Азерб.ССР с помощью спектрографов UAGS и 2X2 призмленного с соответствующими дисперсиями 86 А/мм и

94 А/мм у  $H\gamma$ . Спектрограммы получены на пластинках Кодак 103 а-F и 103 а-О. В некоторые ночи, как стандартная звезда, снималась  $\gamma$  Drg (HD 144284). Все спектрограммы обработаны в стандартных условиях и записаны на микрофотометре «Лирефо» в почернениях. Для сравнения использованы спектрограммы, полученные в апреле—июле 1969 г. в ШАО с дисперсией 75 А/мм.

3. *Непрерывный спектр.* Из-за отсутствия соответствующих измерений, для получения представления о непрерывном спектре, нам пришлось принять следующее довольно грубое приближение. На рис. 1 (крестики) показаны потоки излучения AG Drg, полученные посредством JHKL-фотометрии [4]. Они очень хорошо аппроксимируются с распределением энергии звезды КЗ III. Распределение энергии в спектре нормальной звезды КЗ III мы построили следуя [5] (жирная линия). Распределение энергии в области  $\lambda\lambda$  3300—5000 А для AG Drg отождествляли с кривой, построенной в [6] (нежирная линия). Это было сделано по оценке величины балмеровского скачка на нашей спектрограмме от 11—12. 02. 83 г., где значение оказалось весьма близким к полученному в [6] значению скачка. Далее, совмещая эти две кривые, получили возможное распределение энергии у AG Drg 11—12. 02. 83 г.

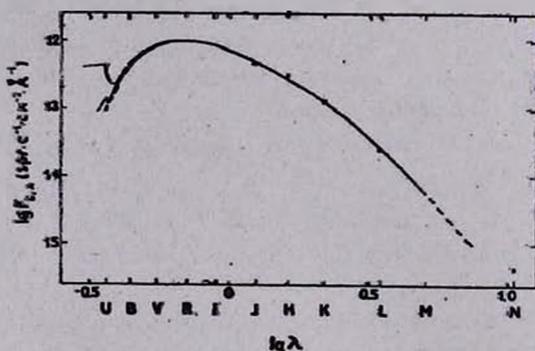


Рис. 1. Распределение энергии в спектре AG Дракона. Крестики — потоки излучения AG Drg, полученные посредством JHKL-фотометрии из [4]. Жирная линия — распределение энергии в спектре нормальной звезды КЗ III из [5]. Нежирная линия — распределение энергии в области  $\lambda\lambda$  3300—5000 А для AG Drg из [6].

Анализ светимости в области  $B$  с использованием данных фотографической кривой блеска, приведенных в [1], показал, что во время минимума блеска распределение энергии AG Drg совпадает с континуумом нормальной звезды КЗ III, а в максимуме может превышать его в 2.5 раза (при особенно сильных активностях до 4 раз).

4. Анализ наблюдений. На рис. 2 показано изменение эквивалентных ширины эмиссионных линий водорода ( $H_3$ ,  $H_7$ ,  $H_2$ ) и He II  $\lambda$  4686 в 1983 г. Видно, что в марте наблюдался максимум эквивалентных ширины всех линий. Это наглядно показывает и сравнение регистрограмм спектров, полученных в 1969 г. и 1983 г., которые изображены на рис. 3. Однако, из-за отсутствия значения блеска AG Dra в момент получения спектров, неизвестно, что именно изменилось — уровень непрерывного спектра, интенсивности линий или и то, и другое.

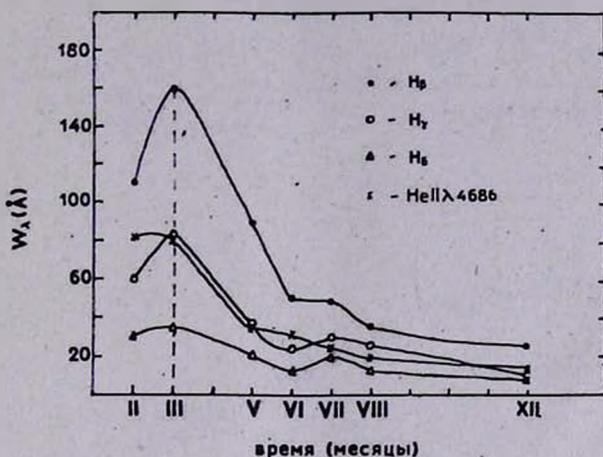


Рис. 2. Изменение эквивалентных ширины эмиссионных линий водорода и He II ( $\lambda$  4686  $\text{\AA}$ ) в 1983 г.

По формуле Инглиса—Теллера можно определить верхний предел электронной плотности, причем  $n_{\max}$  находится с помощью экстраполяции  $W_\lambda$  водородных линий до нулевой интенсивности. В качестве примера на рис. 4 показан способ экстраполяции  $W_\lambda$  для спектрограммы 11—12.02.83 г. Для разных дат получили  $\lg n_e \leq 10.9 \div 11.2$ . Существование в спектре AG Dra линии [O III]  $\lambda$  4363 и отсутствие запрещенной линии  $\lambda$  5007 того же иона (см. рис. 3) позволяет оценить нижний предел электронной концентрации приблизительно,  $n_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Однако заметим, что запрещенные линии могут возникать во внешних менее плотных слоях оболочки.

Для оценки электронной температуры применялся метод бальмеровского скачка. Значение скачка, с учетом доли излучения звезды K3 III, согласно рис. 1, получается  $D_B \approx -0.9$ , что соответствует при  $n_e \geq 10^7 \text{ см}^{-3}$  электронной температуре  $T_e \geq 15000 \text{ К}$ . Мы считаем, что имеем дело с нижним пределом. Заметим также, что добавочный к спектру K3 III континуум относили полностью к газу, без учета возможного вклада горячего компонента.



метим, что влияние температуры на бальмеровский декремент при переходе от  $T_e = 15\,000$  К к  $T_e = 20\,000$  К и от  $T^* = 20\,000$  К к  $T^* = 30\,000$  К [8] не очень большое. Поэтому можно заключить, что следующие параметры оболочки и горячего компонента определяются с достаточной точностью:  $T_e = 15\,000 - 20\,000$  К,  $T^* = 22\,500 - 30\,000$  К,  $n_e = 10^8 - 10^{11}$  см $^{-3}$ ,  $W = 10^{-2}$ ,  $\beta_{12}^0 = 10^{-2}$ . Оболочка AG Dra является довольно плотной, но из-за градиента скоростей в оболочке сравнительно прозрачная в линиях область формирования ярких линий не очень сильно превышает область формирования континуума. Из оценки  $W = 10^{-2}$  получается  $R_{\text{обл}} \approx 5 R_*$ .

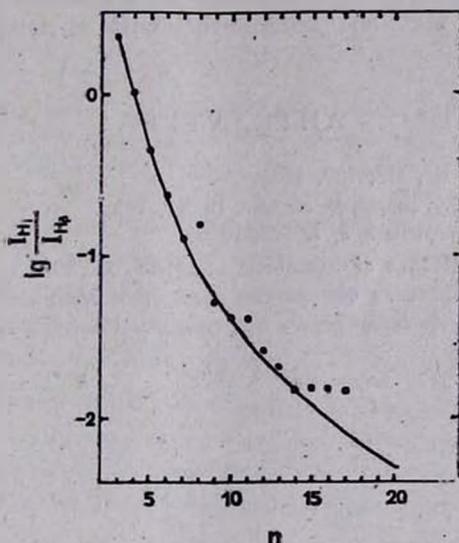


Рис. 5. Бальмеровский декремент в спектре AG Драксна. Точки относятся к 11—12. 02. 83 г. Сплошная линия представляет теоретический бальмеровский декремент при  $T_e = 20\,000$  К,  $T^* = 30\,000$  К,  $n_e = 10^9$  см $^{-3}$ ,  $W = 10^{-2}$  [8].

5. *Заключение.* Мы нашли, что AG Dra в рамках симбиотической модели выглядит как пара, состоящая из звезды K3 III и горячего компонента с плотной, но не очень большими линейными размерами, оболочкой. В таком случае, для дальнейшего исследования, задачей первостепенной важности нужно считать обнаружение орбитального движения по спектру K3 III. Нужно продолжить спектральные, фотометрические наблюдения с целью более детального определения физической характеристики.

В заключение авторы выражают благодарность Л. Лууду за обсуждение и полезные замечания.

## SPECTRAL OBSERVATIONS OF AG DRA IN 1983

Z. A. ISMAILOV, H. M. MIKAILOV

The results of the spectral observations are presented on the basis of the investigation of 40 spectrograms obtained in 1983. The dispersions are 86 Å/mm and 94 Å/mm near  $H_{\gamma}$ . The change of the equivalent widths of H and He II emission lines has been noted. The Balmer decrement has been obtained taking into account interstellar absorption and the spread of the energy in AG Dra spectrum obtained on the basis of literature data. In the limits of the symbiotic model the conclusion has been made that AG Dra resembles a pair consisting of K3 III type star and hot component with a dense and compact envelope.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Lathardt, MVS. B9, H5, 129, 1983.
2. Л. В. Мирзоян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 19, 43, 1956.
3. А. А. Боярчук, Астрофизика, 2, 1, 102, 1966.
4. D. A. Allen, The Nature of Symbiotic stars, 95, 27, 1981.
5. В. Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, изд. Моклас, Вильнюс, 1977.
6. Т. С. Белякина, А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 30, 25, 1963.
7. Л. Лууд, Публ. Тартуск. обсерв., 46, 55, 1978.
8. М. Ильмас, Л. Лууд, Частное сообщение.

УДК: 524.33:520.82

## ИНФРАКРАСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ FG Sge

О. Г. ТАРАНОВА

Поступила 10 июня 1986

Принята к печати 15 августа 1986

Обсуждаются результаты *UBVRJHKLM*-фотометрии FG Sge, проведенной в 1985 г. Из анализа наблюдений следует, что спектральный класс FG Sge в 1985 г. соответствовал  $G(1 \pm 0.5) I$ , радиус звезды  $95 R_{\odot}$ ,  $L = 8.9 \cdot 10^3 L_{\odot}$  при  $r = 4.1$  кпк.

1. *Введение.* Анализ оптических наблюдений FG Sge, предпринятый рядом авторов [1—6], показывает, что, начиная с 1895 г., в излучении объекта происходят уникальные изменения, связанные с изменениями всех основных параметров звезды: ее эффективной температуры, радиуса, хим. состава и т. д. Визуальный блеск звезды с 1895 г. по 1967 г. увеличился примерно на  $4^m$ , причем в 1955 г. объект классифицировался как сверхгигант В4, а в 1967 г. — уже как сверхгигант А5. Начиная с 1968 г. *UBV*-блеск FG Sge уменьшается и одновременно звезда становится краснее. На диаграмме Герцшпрунга—Рассела объект эволюционирует в сторону красных гигантов [6].

В спектрах FG Sge в оптическом диапазоне наблюдается большое число эмиссионных и абсорбционных линий и полос, что затрудняет спектральную классификацию объекта [7]. В связи с этим наблюдения FG Sge в ближней инфракрасной области спектра, где вклад эмиссий и абсорбций мал, представляются перспективными с точки зрения спектральной классификации объекта. Кроме того, наблюдения в области  $\lambda > 2.2$  мкм позволяют оценить параметры таких источников, как газовая и пылевая оболочка.

С 1985 г. объект FG Sge был включен в программу наших наблюдений нестационарных звезд; в данной работе приводятся первые результаты и их обсуждение.

2. *Наблюдения.* В июле и сентябре 1985 г. на 1.25-м телескопе Южной станции ГАИШ при помощи InSb-фотометра проведена ИК-фотометрия FG Sge. Кроме того, в июле 1985 г. одновременно с ИК-фотометрией про-

водилась *UBVR*-фотометрия объекта. Угловой диаметр выходной диафрагмы при ИК-фотометрии составлял  $12''$ , пространственное разделение пучков при модуляции  $30''$  в направлении восток-запад. *UBVR*-фотометрия осуществлялась с диафрагмой  $14'5$ . ИК-стандартом служила звезда BS 7635, *JKL*-величины которой брались из каталога Джонсона и др. [8]. Величины *H* и *M* определялись по наблюдениям  $\alpha$  Lyr и  $H(\text{BS } 7635) = +0^m04 \pm 0^m03$ ,  $M(\text{BS } 7635) = -0^m10 \pm 0^m04$ . *UBVR*-стандартом служила звезда BD + 19° 4319, *R*-величина которой оценена по наблюдениям звезды BS 7746 и  $R(\text{BD } + 19^\circ 4319) = 8^m05 \pm 0^m03$ . Среднеквадратичные отклонения одного измерения во всех фильтрах, кроме *M*, не превышают  $\pm 0^m03$ . В фильтре *M* эта величина составляла  $\pm 0^m20$ .

3. *Результаты наблюдений и их обсуждение.* В табл. 1 представлены результаты нашей оптической и ИК-фотометрии FG Sge. ИК-наблюдения FG Sge до 1985 г. проводились трижды: в 1970 г. Жиллеттом и др. в фильтрах *L* и *N* [9], Свингсом и Алленом в 1971 г. в фильтрах *H*, *K* и *L* [10] и в тех же фильтрах Алленом в 1972 г. [11]. Эти данные также приведены в табл. 1 вместе с данными Архиповой по *UBV*-фотометрии в эти годы [2].

Таблица 1

Дата	<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R<sub>s</sub></i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>
1970	10.12	9.70	8.90	—	—	—	—	7.22	—
1971	10.52	9.87	8.86	—	—	7.33	7.20	—	—
1972	10.78	9.99	8.91	—	—	7.28	7.14	—	—
1985									
7—8/6	12.22	11.22	9.39	8.42	7.33	6.87	6.69	6.42	6.66
22—23/9	12.30	11.20	9.30	8.40	7.26	6.83	6.63	6.35	6.53

*Примечания:* 1970: *UBV*—Архипова [2], *LM*—Жиллетт и др. [9]; 1971: *UBV*—Архипова [2], *HKL*—Свингс и Аллен [10]; 1972: *UBV*—Архипова [2], *HKL*—Аллен [11]; 1985: *UBVRJHKLM*—настоящая работа.

Из табл. 1 видно, что начавшееся в конце 60-х годов падение оптического блеска с одновременным покраснением, продолжалось и в 1985 г. В ИК-диапазоне покраснение звезды в 1985 г. по сравнению с 1970—1972 гг., напротив, сопровождалось увеличением ее ИК-блеска. На рис. 1 приведены распределения энергии в спектре FG Sge в 1970—1972 гг. (кружки) и в 1985 г. (точки), построенные на основании табл. 1, с учетом межзвездного поглощения с  $E(B-V) = 0^m40$ . [1].

Увеличение ИК-блеска одиночной звезды с одновременным уменьшением ее оптического блеска обычно связывают с образованием поглощаю-

шей в коротковолновом оптическом и излучающей в инфракрасном диапазоне пылевой оболочки. Однако в случае FG Sge такое предположение не согласуется с ИК-наблюдениями. В самом деле, если уярчение в фильтрах *K* и *L* в 1985 г. по сравнению с 1970—1972 гг. связать с излучением

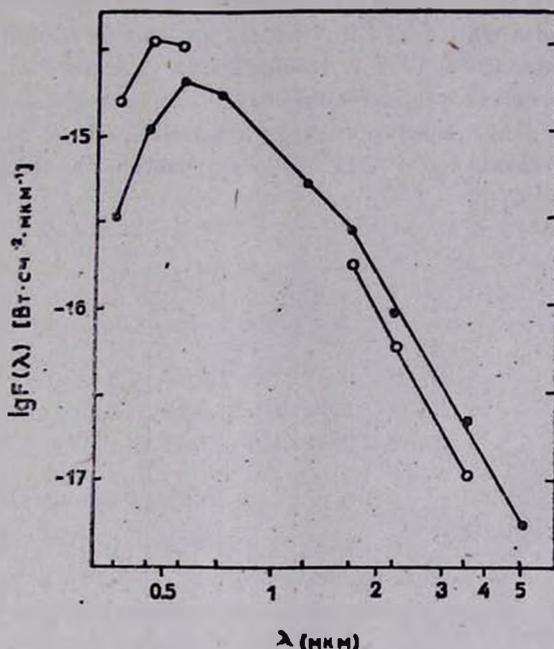


Рис. 1. Распределение энергии в спектре FG Sge. Кружки — данные 1970—1972 гг. [2, 9—11]. Точки — наблюдения 1985 г.

пылевой оболочки, то *K*-величина пылевой оболочки будет  $\sim 7^m40$ , а *L*-величина  $\sim 7^m15$  и показатель цвета (*K*—*L*) для «оболочки» будет  $\sim +0^m25$ , что соответствует чернотельной температуре  $\sim 3000$  К, а максимально возможная температура пылевых оболочек  $\sim 1800$  К. Следовательно, перераспределение в энергии в спектре FG Sge в 1985 г. по сравнению с 1970—1972 гг. не связано с пылевой оболочкой, а является результатом изменений параметров самой звезды, как это и было установлено ранее по оптическим наблюдениям [1—6].

Рассмотрим более детально распределение энергии в спектре в 1970—1972 гг. и в 1985 г. В табл. 2 приведены наблюдаемые значения ( $\Delta m$ ) показателей цвета (*C*) FG Sge и соответствующие им спектральные классы (*S<sub>p</sub>*) согласно данным работы Джонсона [12]. Показатели цвета в табл. 2 исправлены за межзвездное поглощение с  $E(B-V) = 0^m40$  [1]. Из табл. 2 видно, что, как в 1970—1972 гг., так и в 1985 г. спектральный класс

по показателю цвета ( $B-V$ ) получается более поздним, чем по показателям цвета, учитывающим длинноволновое излучение  $\lambda > 0.55$  мкм. С учетом погрешностей наблюдений спектральный класс FG Sge в 1985 г. соответствовал  $G (1 \pm 0.5)$  I по классификации в диапазоне 0.55—2.2 мкм. Если объекту в 1985 г. приписать  $S_p = K3$  (в соответствии с показателем цвета ( $B-V$ )), то в фильтрах  $R, J, H$  и  $K$  звезда должна быть примерно на  $0.5$  ярче, чем наблюдалось в 1985 г. Покраснение звезды на  $\lambda \leq 0.45$  мкм, очевидно, связано с абсорбционными составляющими спектра в этом диапазоне. Излучение непрерывного спектра в фильтрах  $U$  и  $B$  должно быть в 1.7—1.9 раза больше, чем то, которое получается из наблюдений в этих фильтрах.

Таблица 2

C	1985		1970—1972	
	$\Delta m$	$S_p$	$\Delta m$	$S_p$
$U-B$	0.70	G3	0.42	F9
$B-V$	1.43	K3.5	0.64	G0
$V-R$	0.60	G2	1.14	
$V-J$	1.14	G1		
$V-K$	1.59	G1		
$R-J$	0.55	G1		
$J-K$	0.45	*G1		

Угловой радиус FG Sge можно определить из соотношения:

$$\beta = \left( \frac{F(K)}{B(K, T_c)} \right)^{1/2} = \frac{R_*}{r}, \quad (1)$$

где  $F(K)$  — исправленный за межзвездное поглощение поток в фильтре  $K$ ,  $B(K, T_c)$  — чернотельное излучение в фильтре  $K$ ,  $T_c$  — цветовая температура, соответствующая наблюдаемым значениям показателя цвета ( $V-K$ ) в 1985 г.,  $T_c \sim 5800$  К,  $R_*$  и  $r$  — радиус звезды и расстояние до нее соответственно. Тогда

$$\beta = \begin{cases} \left( \frac{5.85 \cdot 10^{-17}}{626} \right)^{1/2} = 3.06 \cdot 10^{-10} \text{ рад} = 6'' \cdot 3 \cdot 10^{-5}, & 1970-1972 \text{ гг.} \\ \left( \frac{9.35 \cdot 10^{-17}}{348} \right)^{1/2} = 5.18 \cdot 10^{-10} \text{ рад} = 1'' \cdot 07 \cdot 10^{-4}, & 1985 \text{ г.} \end{cases}$$

Отношение светимостей в указанные моменты:

$$\frac{L(71)}{L(85)} = \left(\frac{\beta(71)}{\beta(85)}\right)^2 \left(\frac{T(71)}{T(85)}\right)^4 = \left(\frac{6.3}{10.7}\right)^2 \left(\frac{7500}{5650}\right)^4 = 1.08$$

$(T(\lambda))$  — эффективная температура, соответствующая спектральному классу звезды).

Таким образом, если изменения температуры и радиуса фотосферы FG Sge с 1970 г. по 1985 г. происходили в среднем плавно, то из наблюдений в широком спектральном диапазоне 0.55—2.2 мкм следует, что за указанный период ее спектральный класс изменился от F0 I до G1 I, радиус увеличился в 1.7 раза, а изменения светимости не превышали 10%. Подобные изменения в радиусе и светимости FG Sge получаются и из многолетних оптических наблюдений (обобщение оптических наблюдений приведено в работе [13]).

Оценка абсолютных светимостей и радиуса FG Sge зависит от расстояния до нее. По оценкам разных авторов расстояние до звезды составляет 2.5—2.75 кпк [14, 15] и  $\sim 4.1$  кпк [5, 13]. Светимость FG Sge тогда будет:

$$L = 4\pi r^2 \cdot F_{\text{инт}},$$

где  $F_{\text{инт}}$  — наблюдаемый интегральный поток от FG Sge в диапазоне 0.36—5 мкм. Значение  $F_{\text{инт}}$  при  $E(B-V) = 0^m.40$  составляло  $\sim 1.7 \times 10^{-8}$  эрг/с см<sup>2</sup> в 1985 г. Переход от звездных величин, исправленных за межзвездное поглощение (табл. 1), к потокам осуществлялся обычным образом:

$$f(\lambda) = f_0(\lambda) \cdot 10^{-0.4 \cdot \Delta m(\lambda)},$$

где  $f_0(\lambda)$  — поток от звезды A0 ( $m(\lambda) = 0$ ). Значения  $f_0(\lambda)$  для разных фильтров брались из работы Джонсона [12]. Поток в фильтре  $H$  определялся линейной интерполяцией между потоками в фильтрах  $J$  и  $K$ .

Для указанных значений  $F_{\text{инт}}$  и  $r$  получаем:

$$L = \begin{cases} 1.27 \cdot 10^{37} \text{ эрг/с} = 3.3 \cdot 10^3 L_{\odot}, & \text{при } r = 2.5 \text{ кпк,} \\ 3.42 \cdot 10^{37} \text{ эрг/с} = 8.9 \cdot 10^3 L_{\odot}, & \text{при } r = 4.1 \text{ кпк.} \end{cases}$$

$$M_{\text{бол}} = \begin{cases} -4^m.05, & \text{при } r = 2.5 \text{ кпк} \\ -5^m.12, & \text{при } r = 4.1 \text{ кпк.} \end{cases}$$

Радиус звезды в 1985 г. из соотношения (1) будет:

$$R_* = \beta \cdot r = \begin{cases} 4.0 \cdot 10^{13} \text{ см,} & \text{при } r = 2.5 \text{ кпк} \\ 6.5 \cdot 10^{13} \text{ см,} & \text{при } r = 4.1 \text{ кпк.} \end{cases}$$

Из табл. 3, в которой сведены полученные параметры звезды по наблюдениям 1985 г. и приведены соответствующие параметры нормального сверхгиганта G1 I [16], следует, что светимость, радиус и  $M_{\text{бол}}$  при  $r = 4.1$  кпк. Слизки к их значениям для нормального сверхгиганта G1 I.

Таблица 3

Параметр	$r = 4.1$ кпк	$r = 2.5$ кпк	Нормальный сверхгигант
$F_{\text{пнт}}$	$1.7 \cdot 10^{-8}$ эрг/с см <sup>2</sup>	$1.7 \cdot 10^{-8}$ эрг/с см <sup>2</sup>	—
$L$	$8.9 \cdot 10^3 L_{\odot}$	$3.3 \cdot 10^3 L_{\odot}$	$9.5 \cdot 10^3 L_{\odot}$
$M_{\text{бол}}$	$-5^m 12$	$-4^m 05$	$-5^m 20$
$R$	$95 R_{\odot}$	$58 R_{\odot}$	$100 R_{\odot}$
$S_p$	G(1 ± 0.5) I	G(1 ± 0.5) I	G(1 ± 0.5) I

Что касается наблюдений FG Sge на 3.5 и 5 мкм, то, как следует из табл. 1, в 1985 г. избыточного излучения (по отношению к излучению самой звезды), превышающего ошибки наблюдений, не наблюдалось.

Автор благодарен В. И. Шенаврину за помощь при наблюдениях и В. П. Архиповой за многочисленные консультации.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

## INFRARED PHOTOMETRY OF FG SAGITTAE

O. G. TARANOVA

Results of *UBVRJHKLM* photometry of FG Sge in 1985 are discussed. Photometric observation of FG Sge shows that in 1985 this star had a spectral class G(1 ± 0.5)I,  $R = 95 R_{\odot}$ ,  $L = 8.9 \cdot 10^3 L_{\odot}$  if  $r = 4.1$  кпс.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. H. Herbig, A. A. Vovarchyk, *Astrophys. J.*, 153, 397, 1968.
2. В. П. Архипова, *Перемен. звезды*, 20, 143, 1975.
3. В. П. Архипова, *Перемен. звезды*; 21, 617, 1982.
4. В. П. Архипова, Г. В. Зайцева, Р. И. Носкова, *Астрон. циркуляр* № 1217, 1, 1982.
5. В. П. Архипова, Г. В. Зайцева, Р. И. Носкова, Ю. В. Ворошилов, М. В. Савельева, *Астрон. циркуляр*, № 1250, 1, 1983.
6. В. П. Архипова, Г. В. Зайцева, Р. И. Носкова, *Астрон. циркуляр*, № 1380, 1, 1985.
7. Т. А. Киппер, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 269, 1984.

8. *H. L. Johnson, H. I. Mitchell, B. Irtarte, W. Z. Wisniewski*, Commun. Lunar and Planet. Lab., 4, 99, 1966.
9. *F. C. Gillet, R. F. Knacke, W. A. Stein*, Astrophys. J., 163, 41, 1971.
10. *J. R. Swings, D. A. Allen*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 84, 523, 1972.
11. *D. A. Allen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 161, 145, 1973.
12. *H-L. Johnson*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 4, 201, 1966.
13. *Ю. А. Фадеев*, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 56, 3, 1984.
14. *C. A. Whitney*, Astrophys. J., 220, 245, 1978.
15. *V. P. Archipova*, Мém. Soc. Roy. Sci. Liège., 6-e sér., 5, 477, 1973.
16. *К. У. Аллен*, Астрофизические величины, Мнр, М., 1977.

УДК: 524.338—6

НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВЕЗД  
В R-АССОЦИАЦИЯХ

Л. А. ПАВЛОВА, Ф. К. РСПАЕВ

Поступила 2 апреля 1986

Принята к печати 15 августа 1986

Получены новые наблюдения параметров поляризации излучения звезд в отражательных туманностях в областях Cas, Peg R1, Seg, CMa R1. Обнаружено несколько звезд с переменной поляризацией. Для ряда звезд вычислены параметры «собственной» околозвездной поляризации с учетом межзвездной составляющей по методу Серковского. Рассматривается связь вектора поляризации со структурой туманностей. Для области CMa R1 выделено локальное магнитное поле, масштаб которого определяется размером ассоциации.

Настоящая работа является продолжением программы по исследованию линейной поляризации излучения звезд, освещающих отражательные туманности. Ассоциации отражательных туманностей пространственно связаны с OB- и T-ассоциациями и темными облаками, где обнаружены признаки недавнего звездообразования. Наличие молекулярных эмиссий CO, CS, HCN и др. в отражательных туманностях, ИК-избытки излучения ядер позволяют отнести ядра отражательных туманностей к ранним стадиям эволюции звезд [1, 2]. Повышенное значение поляризации излучения и распределения позиционных углов у звезд дают возможность изучать локальные магнитные поля в R-ассоциациях, а цветовые параметры поляризации несут дополнительную информацию о свойствах околозвездной среды. Поиски связи направления вектора поляризации со структурными деталями туманностей, формой облаков или плоскостью Галактики позволяют выделять локальные магнитные поля разных масштабов.

Наблюдения проводились в течение 1985 г. на 1-м телескопе системы Ричи—Кретьена с помощью одноканального электрополяриметра в режиме счета фотонов. Методика наблюдений и обработки результатов описана в работе [3]. Исследовались звезды в отражательных туманностях в областях Cas, Peg R1, Seg, CMa R1. Для большей части звезд параметры поляризации были получены впервые. Для большинства звезд получены данные фотометрии.

В табл. 1 приведены результаты *BVR*-фотометрии и поляриметрии звезд в областях Cas и Per R1. В 1 столбце приведены номера звезд по Ван ден Бергу [4]; 2 — HD/BD-звезд; 3—4 — МК-классификация и избытки цвета *E<sub>B-V</sub>*-звезд из каталога [5]; 5 — цветовая система; 6 — *BVR*-фотометрия звезд, полученная нами; 7 — степень поляризации в процентах и ошибка ее измерения; 8 — позиционный угол вектора поляризации в экваториальной системе координат и ошибка его измерения; 9 — позиционный угол в галактической системе координат; 10 — длина волны максимальной поляризации; 11 — индекс туманности или звезды.

Первые четыре звезды в табл. 1 не входят в какую-либо R-ассоциацию. Наблюдается необычный ход поляризации с длиной волны у HD 17443, структура туманности которой имеет вид S-образных волокон, вытянутых в том же направлении, что и вектор поляризации. Переменная RZ Cas (N7) показывает изменение позиционного угла с длиной волны. В общем, ядра отражательных туманностей, как и звезды поля в области Cas, показывают направление вектора поляризации, почти параллельное плоскости Галактики.

*Область Per R1.* Исследовались несколько звезд в окрестности туманностей NGC 1333 и IC 348, которые расположены на разных концах темного облака L 1450, вытянутого почти перпендикулярно плоскости Галактики. В окрестности NGC 1333 расположено много звезд типа T Tau, объекты Хербига—Аро. Эмиссия CO вблизи ядер имеет повышенное значение, что характерно для областей звездообразования [1, 2]. Изучение магнитного поля по окрестным звездам представлено в работе [6], где выделены два преимущественных направления векторов поляризации с позиционными углами  $\theta = 105^\circ \pm 15^\circ$  и  $\theta = 15^\circ \pm 15^\circ$ . Авторы считают, что это может быть связано с двумя облаками на луче зрения с однородным распределением позиционных углов. Наблюдаемые нами звезды в отражательных туманностях расположены на разных краях облака. Направление поляризации BD + 30°549 (NGC 1333) и BD + 30°540 (Ced 13) близко к направлению плоскости Галактики и вытянутости уступов облака. Звезды в Ced 12 и Ced 15, расположенные на северной и южной границах облака, показывают направление поляризации, близкое к изменению видимых контуров облака. Такое распределение позиционных углов может быть связано с деформацией облака с локальным магнитным полем под действием общего поля Галактики. У всех звезд наблюдаемый максимум поляризации находится в области  $\lambda \sim 0.7$  мкм.

В окрестности туманности IC 348 обнаружены молекулярные эмиссии CO, CS и HCN, что говорит о большой плотности и неоднородности среды [2]. У центральной звезды HD 281159 (BD + 31°643) заметно изменение позиционного угла поляризации с длиной волны и со временем. Предыду-

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЗВЕЗД В ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ  
ТУМАННОСТЯХ В Сас И Per R1

№	HD/BD	МК	$E_{B-V}$	$\Phi$	$m$	$P\%$	$\sigma P$	$\theta$	$\sigma\theta$	$\theta G$	$\lambda_{max}$	Индекс	
6	61°315	A0 I	1.00	B	10.52	4.29	0.48	90°	2°	76	0.46		
					V	9.59	4.09	0.22	94				2
					R	9.13	3.90	0.22	90				3
7	17138	A2 V	0.10	B	6.75	0.16	0.12	87	22	121		RZ Cas	
					V	6.60	0.19	0.14	75				21
					R		0.21	0.14	147				19
8	17443	B9 V	0.34	B	9.0	1.36	0.17	134	3	109			
					V	8.74	0.65	0.12	135				9
					R		1.03	0.16	140				4
9	17463	F6Ib-IV	0.32	B	6.69	1.80	0.21	127	3			SU Cas	
					V	5.9	1.93	0.11	130				3
					R		1.56	0.12	128				2
12	21110	K4 III-IV	0.21	B	8.86	0.69	0.03	71	1	31	0.7	Ced 12	
					V	7.31	0.87	0.04	66				2
					R	6.65	0.88	0.07	68				2
13	30°540	B8 V	0.46	B	9.58	1.11	0.24	111	6	71	0.65	Ced 13	
					V	9.22	1.70	0.11	110				2
					R	9.11	1.38	0.16	116				3
16	29°565	F0 V	0.30	B	9.69	0.57	0.19	87	9	47	0.7	Ced 15	
					V	9.14	0.63	0.15	73				7
					R	8.90	0.75	0.24	91				9
17	30°549	B8 V	0.60	B	11.07	2.16	0.42	91	6	81	0.7	NGC 1333	
					V	10.56	2.36	0.29	114				3
					R	10.20	2.50	0.34	109				4
19	281159	B5 V	0.88	B	9.44	0.86	0.18	157	6	117	0.7	IC 348	
					V	8.67	1.17	0.07	138				2
					R	8.42	1.41	0.18	142				4
1 АВ.	A0 V			B	10.27	2.93	0.48	26	5	166			
					V	9.96	2.92	0.23	18				2
					R	9.76	2.94	0.28	21				3
2	F0m		0.63	B	11.72	3.29	0.32	171	3		0.43		
					V	10.73	1.65	0.19	154				3
					R	10.27	2.58	0.31	169				3
19a	3	A0	1.05	B	12.49	2.85	0.80	8	9	148	0.55		
					V	11.29	3.38	0.34	8				3
					R	10.58	3.03	0.24	178				2

шие наблюдения, полученные А. В. Курчаковым [7], показали  $P_B = 1.6\%$ ,  $\theta = 125^\circ$ . Интересно отметить, что вариации позиционного угла вектора поляризации совпадают с позиционными углами волокон  $120^\circ$ — $160^\circ$  туманности. Заметное отклонение вектора поляризации у этой звезды является, по-видимому, признаком околосредней поляризации. Используя данные каталогов [8, 15], мы определили вклад межзвездной поляризации. Было выбрано 7 звезд, для которых по усредненным параметрам Стокса получено значение межзвездной поляризации:  $P_m = 0.97\%$ ,  $\theta = 35^\circ$ ,  $\lambda_m = 0.54$  мкм. Применяя эмпирическую формулу Серковского

$$P_\lambda = P_m \exp[-1.15 \ln^2(\lambda_m/\lambda)],$$

исправляем наблюдаемые параметры Стокса. Вычисленные параметры околосредней поляризации оказались следующими:  $P_B = 1.51\%$  ( $140^\circ$ ),  $P_V = 2.09\%$  ( $132^\circ$ ),  $P_R = 2.22\%$  ( $135^\circ$ ). Совпадение направления околосредней поляризации с вытянутостью волокон туманности может быть свидетельством того, что основным механизмом возникновения поляризации является рассеяние на пылевых частицах в асимметричной туманности, ориентированных локальным магнитным полем. Масштаб локальности, по-видимому, определяется размером туманности. Максимум поляризации находится в области  $\lambda \sim 0.7$  мкм и может быть характеристикой как размеров частиц, так и степени их ориентации. На это указывает более низкое значение величины поляризации у центральной звезды туманности IC 348 по сравнению с близко расположенными звездами, у которых преимущественное направление поляризации  $\theta \sim 170^\circ$ — $8^\circ$  хорошо соответствует позиционному углу  $\theta \sim 0^\circ$  видимого края облака. Это довольно распространенный случай для звезд, расположенных вблизи границ облаков, который свидетельствует, по-видимому, о влиянии магнитного поля облака на его форму. Отметим, что и позиционный угол межзвездной поляризации отражает локальную вытянутость облака вблизи IC 348 (рис. 1). По сравнению с поляризационными данными для этой области, приведенными в работе [17], мы получили необычный ход поляризации с длиной волны для звезды № 2 (в работе [17] она обозначена G 11). Аналогичные изменения поляризации наблюдаются у формирующихся звезд [14].

*Область Змеи.* Группа отражательных туманностей связана с поглощающим облаком, расположенным в плоскости Галактики и вытянутым вдоль нее. В облаке находится биполярная красная туманность S 68, в которой обнаружены ИК-источники,  $H_2O$ -мазер, объект Жербига—Аро, область высокоскоростных движений CO [9, 10]. Наблюдается эмиссионная полоса около 10 мкм, которая связана с пылью, нагретой до нескольких сот градусов. Спектральный состав звезд в окрестности S 68 и в отражательных туманностях близок, в основном это звезды классов B5-A. Об-

ласть представляет интерес с точки зрения изучения последовательных стадий эволюции звезд, расположенных на разных глубинах в темном облаке.

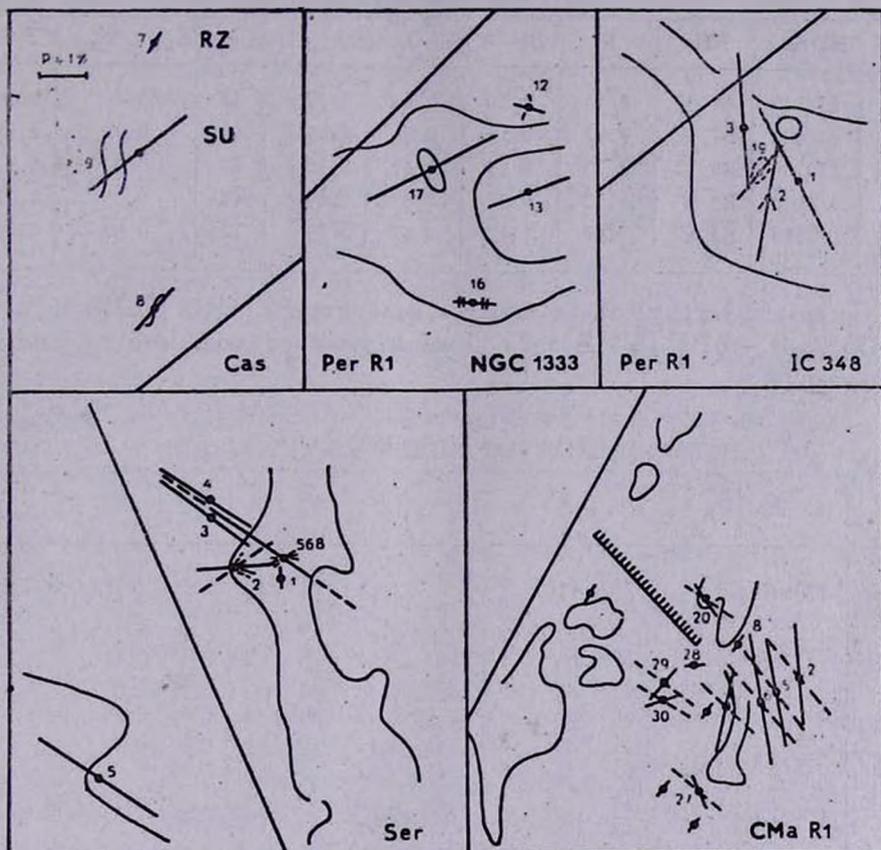


Рис. 1. Схематические карты наблюдаемых областей R-ассоциации с указанием границ темных облаков, структуры отражательных туманностей, направления плоскости Галактики и направления плоскости поляризации излучения звезд.

В табл. 2 приведены фотометрические наблюдения звезд, полученные в течение двух ночей—9 и 13 июля 1985 г.: № 2, 3, 5 — ядра отражательных туманностей, № 1, 4 — звезды поля. Спектральная классификация звезд проводилась нами по спектрам, полученным с 6° предобъективной призмой на 50-см менисковом телескопе. Избытки цвета были получены, используя стандартную систему цветов Джонсона. Параметр  $E_{V-R}/E_{B-V}$  может использоваться для выявления связи звезды с облаком. Хербст и др. [11] приводят значение этого параметра 0.80 для звезд поля, 0.89 для

звезд в облаках. Ядра отражательных туманностей (№ 2, 3, 5) действительно связаны с темными облаками.

Таблица 2

## ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД

№	HD/BD	МК	V	B-V	V-R	$E_{B-V}$	$E_{V-R}$	$E_{V-R}/E_{B-V}$	P/E
1	170545	A0 V	8 <sup>m</sup> 51	0 <sup>m</sup> 16	0 <sup>m</sup> 11	0 <sup>m</sup> 17	0 <sup>m</sup> 11	0.7	1.9
2	170634	B7 V	9.87	0.56	0.56	0.69	0.64	0.93	2.14
3	170739	B6 V	8.70	0.23	0.31	0.45	0.40	0.89	3.8
4	1°3700	B5 V	8.52	0.33	0.32	0.49	0.42	0.86	3.01
5	0°3513	B5 V	7.97	0.63	0.67	0.79	0.77	0.97	3.06

Среди исследуемых звезд известна поляризация у HD 170739 ( $P_B = 1.33\%$ ,  $\Theta = 62^\circ$ ) [4]. В табл. 3 приводятся наблюдаемые параметры поляризации.

Таблица 3

## НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ

№	HD/BD	$P_B$ %				$P_V$ %				$P_R$ %			
		$\sigma_P$	$\theta_B^0$	$\sigma_B$	$\theta_B$	$\sigma_P$	$\theta_V^0$	$\sigma_V$	$\theta_V$	$\sigma_P$	$\theta_R^0$	$\sigma_R$	$\theta_R$
1	170545	0.23	0.05	12	6	0.33	0.16	31	14	0.49	0.36	38°	21°
		0.33	0.21	19	18	0.37	0.15	16	14	0.18	0.11	14	17
2	170634	1.68	0.16	101	3	1.59	0.32	97	6	1.26	0.24	105	6
		0.98	0.37	86	11	1.41	0.14	97	3	1.78	0.21	97	3
3	170739	1.27	0.11	65	2	1.59	0.18	64	3	1.29	0.08	63	2
		1.45	0.25	65	5	1.90	0.29	58	4	1.56	0.18	72	3
4	1°3700	1.57	0.21	59	4	1.45	0.14	57	3	1.11	0.13	53	3
		1.46	0.23	52	4	1.63	0.11	63	2	1.33	0.23	56	5
5	0°3513	2.17	0.17	54	2	2.82	0.24	53	2	2.69	0.19	54	2
		2.48	0.22	49	3	2.85	0.23	53	2	2.89	0.12	52	2
	175544	0.42	0.28	52	19	0.31	0.14	52	13	0.10	0.16	21	46
		0.51	0.24	57	13	0.34	0.07	58	6	0.54	0.08	58	3

Для ядер отражательных туманностей и звезд поля направление поляризации примерно одно и то же,  $\Theta \approx 62^\circ$ , аналогичное значение наблюдается у центральной конденсации туманности S 68 [9], которая относится к очень поглощенной звезде в стадии, предшествующей главной последовательности. Отклонение направления поляризации наблюдается у ядра HD 170634. Структура ее туманности имеет вид вытянутых волокон с уплотнениями в направлении восток—запад, как и вытянутость туманности S 68. Наблюдаемый вектор поляризации совпадает с волокнами, но перпендикулярен видимой границе облака. Поляризация переменна, что может быть признаком околосредней поляризации. Учитывая межзвездную по-

ляризацию, в предположении  $P_{\max} = 1.74\%$ ,  $\theta = 62^\circ$ ,  $\lambda_{\max} = 0.54$  мкм, мы получили параметры околосредней поляризации для HD 170634:  $P_B = 2.11\%$  ( $126^\circ$ ),  $P_V = 1.91\%$  ( $126^\circ$ ),  $P_R = 1.85\%$  ( $133^\circ$ ) для первого наблюдения и  $P_B = 1.25\%$  ( $134^\circ$ ),  $P_V = 1.83\%$  ( $131^\circ$ ),  $P_R = 1.93\%$  ( $122^\circ$ ) — для второго. Позиционный угол поляризации совпадает с самым ярким волокном туманности. Этот случай аналогичен рассмотренному выше для HD 281159.

*Область Большого Пса СМа R1.* Возраст звезд в этой ассоциации по фотометрическим и спектральным параметрам оценивается в  $3 \cdot 10^5$  лет [11]. У многих звезд обнаружены большие ИК-избытки, почти все звезды в отражательных туманностях переменны, у многих найдены признаки вращения. Наблюдаемое увеличение СО-эмиссии связано с отражательными туманностями [12]. Предполагается, что центральный энергетический процесс типа вспышки сверхновой мог быть инициатором недавнего образования звезд. Считается, что наиболее молодые звезды должны располагаться в местах взаимодействия расширяющейся оболочки с молекулярным облаком, т. е. на западном крае СМа R1. Именно здесь находится хорошо известный объект Z СМа, который относится к ранней стадии эволюции звезд.

На рис. 1 приведена поляризационная карта наблюдаемых звезд в СМа R1, параметры поляризации излучения звезд — в табл. 4, где номера звезд, спектральная классификация и фотометрия взяты из работы [11]. На рис. 1 можно видеть два преимущественных направления, вдоль которых вытянуты основные структуры в этой ассоциации: темные облака располагаются вдоль плоскости Галактики  $\theta \sim 140^\circ$ , светящийся ионизационный фронт  $\theta \sim 40^\circ$ . Наблюдаемые позиционные углы вектора поляризации звезд в отражательных туманностях распределены довольно хаотично. Учитывая вклад межзвездной поляризации по методу Серковского, так, как это было сделано для Ae/Be-звезд Хербига в работе [14], в предположении  $P_{\max} = 2.0\%$ ,  $\theta = 144^\circ$ ,  $\lambda_{\max} = 0.54$  мкм, мы вычислили параметры «собственной» поляризации. На рис. 1 векторы «собственной» поляризации нанесены штрих-пунктирной линией. Довольно однородное распределение позиционных углов «собственной» поляризации с  $\theta \sim 40^\circ$  связано, по-видимому, с направлением локального магнитного поля в СМа R1. Присутствие двух магнитных полей — галактического и локального объясняют основные направления, вдоль которых вытянуты структурные образования больших и малых масштабов. Одним из примеров взаимодействия двух полей является туманность кометарного вида vdB 90в (№ 6), у которой имеются два хвоста с позиционными углами  $\theta \sim 140^\circ$  и  $40^\circ$ . У звезд № 6, 7 и 30 обнаружена переменная поляризация. Отсутствие поляризации у звезды № 8 с большим избытком цвета  $E_{B-V} = 0.58$  и признаками

shell-оболочки, возможно, связано с симметрией конфигурации объекта на луче зрения.

Таблица 4

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЗВЕЗД В СМ<sub>a</sub> R1

№	HD/BD	МК	$E_{B-V}$	$m$	$\Phi$	$P\%$	$\sigma P$	$\theta^\circ$	$\sigma\theta$	$\theta_G^\circ$	Примечание
2	52721	B1 V <sub>ne</sub>	0.31	6.76	B	1.39	0.17	18°	4°	134°	VdB 88
5	52942	B2 IV <sub>ne</sub>	0.40	8.33	B	2.17	0.10	15	1	131	VdB 90a
6		B2 V	0.61	11.70	B	4.27	0.37	8	2	124	VdB 90b
					B	3.16	0.25	5	2	121	
8	-10°1839	B2 V <sub>n</sub>	0.58	9.77	B	0.08	0.19	145	57	81	VdB 91
27	53623	B0.5 V	0.22	8.0	B	0.34	0.16	40	5	156	VdB 94
					V	0.37	0.09	47	7	163	
					R	0.75	0.23	34	9	150	
					B	0.17	0.06	12	11	128	
					V	0.39	0.13	37	9	147	
					R	0.59	0.06	21	3	157	
28	53691	B2 IV	0.23	9.18	B	0.20	0.15	97	21	33	
29	53974	B0 III <sub>n</sub>	0.34	5.50	B	0.62	0.16	127	7	63	VdB 95
					U	0.76	0.16	121	6		
					B	0.62	0.05	111	2		
					V	0.66	0.00	118	3		
30		B5 V	0.38	10.74	B	1.47	0.20	88	4	24	
					V	0.68	0.26	111	11		
					R	1.41	0.37	89	8		
					B	0.83	0.18	100	6		
					V	0.37	0.31	103	24		
					R	0.50	0.16	97	9		

В заключение отметим, что наблюдения поляризации излучения звезд в R-ассоциациях позволяют изучать свойства пыли в темных облаках и распределение магнитных полей. Рассматривая связь вектора поляризации со структурой туманности в совокупности с распределением позиционных углов поляризации близких звезд можно видеть, что возникновение поляризации обязано как поглощению света звезд, так и рассеянию на вытянутых частицах пыли, но ориентировка частиц связана с магнитным полем. Поляризационные карты позволяют определить размеры локальных областей, а зависимость поляризации с длиной волны может быть использована для моделирования газово-пылевой среды вблизи исследуемых звезд.

OBSERVATIONS OF POLARIZATION OF RADIATION  
OF STARS IN R-ASSOCIATIONS

L. A. PAVLOVA, F. K. RSPAЕV

New observational data have been obtained on BVR polarization parameters of stars in reflection nebulae in the Cas, Per R1, Ser, CMa R1 regions. Several stars are found to show variable polarization. For some of stars intrinsic polarization is derived. The effect of interstellar polarization has been taken into account by means of the Serkovski method. The connection of vector polarization with nebula structure considered. The local magnetic field is detected for CMa R1 region the scale of which is defined by association diameter.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. M. Harvey, B. A. Wilking, M. Joy, *Astrophys. J.*, 278, 156, 1984.
2. L. M. Kutner, D. F. Machnik, K. D. Tucker, R. L. Dickman, *Astrophys. J.*, 237, 734, 1980.
3. А. В. Курчаков, Ф. К. Рспаев, Фотометрические и поляриметрические наблюдения небесных тел, Наукова думка, Киев, 1985.
4. S. Barhg, *Astron. J.*, 71, 990, 1966.
5. R. Racine, *Astron. J.*, 73, 233, 1968.
6. F. J. Vrba, S. E. Strom, K. M. Strom, *Astron. J.*, 81, 958, 1976.
7. А. В. Курчаков, *Астрофизика*, 9, 447, 1973.
8. D. S. Mathewson, V. L. Ford, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 74, 139, 1970.
9. D. J. Kind, S. M. Scarrott, K. N. R. Taylor, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 1087, 1983.
10. J. Bally, C. J. Lada, *Astrophys. J.*, 265, 824, 1983.
11. W. Herbst, D. P. Miller, J. W. Warner, A. Herzog, *Astron. J.*, 87, 99, 1982.
12. W. Herbst, R. Racine, J. W. Warner, *Astrophys. J.*, 223, 471, 1978.
13. D. E. Machnik, *Astrophys. J.*, 242, 121, 1978.
14. L. M. Garrison, Jr. C. M. Anderson, *Astrophys. J.*, 221, 601, 1978.
15. K. Serkowski, D. S. Mathewson, V. L. Ford, *Astrophys. J.*, 196, 261, 1975.
16. Л. А. Павлова, Ф. К. Рспаев, *Астрофизика*, 22, 145, 1925.
17. S. E. Strom, K. M. Strom, L. Carrasco, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 86, 798, 1974.

УДК: 524.338—355

О ЦВЕТОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ НЕПРАВИЛЬНЫХ  
ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Г. В. ЗАЙЦЕВА

Поступила 27 мая 1986

Принята к печати 20 августа 1986

На основе фотоэлектрических  $UBV$ —наблюдений неправильных переменных звезд показано, что зависимость между блеском  $V$  и показателями цвета  $(B-V)$  и  $(U-B)$  немонотонна. При ослаблении блеска от максимального до некоторого среднего показателя цвета в среднем увеличиваются, а при дальнейшем ослаблении блеска — уменьшаются (звезда «голубеет» в минимуме блеска). Такая двузначная зависимость присуща не только неправильным переменным ранним и поздним спектральных классов, но и звездам типа Т Тельца.

1. *Введение.* Звезды типа Т Тельца и родственные им с давних пор привлекают пристальное внимание исследователей как молодые объекты, находящиеся на стадии гравитационного сжатия. И, тем не менее, однозначного ответа о причинах переменности блеска и эмиссионного спектра этих звезд не найдено. Трудности интерпретации наблюдаемых явлений связаны, вероятно, именно с молодостью этих звезд, которые обладают мощной конвективной зоной, переменным магнитным полем, окружены газовыми и пылевыми оболочками. Многие из этих звезд связаны с компактными туманностями и погружены в облака межзвездной пыли и газа. Взаимодействие этих причин порождает сложную картину наблюдаемых явлений. Причем, в изменениях блеска одной и той же звезды в разные интервалы времени могут проявляться различные закономерности. Следовательно, выявление общих закономерностей, присущих неправильным переменным звездам, можно провести только на основе длительных и однородных наблюдений, охватывающих, по-возможности, полную амплитуду изменений блеска.

В данной работе рассмотрен характер связи показателей цвета и блеска для неправильных переменных звезд на основе фотоэлектрической  $UBV$ -фотометрии. Материалом для этой работы послужили в основном наблюдения, выполненные автором на Крымской наблюдательной станции

ГАИШ с помощью 60-см рефлектора и автоматического электрофотометра, начиная с 1965 г. К настоящему времени для ряда звезд удалось выявить общие закономерности изменения показателей цвета с блеском, а именно установить неоднозначный характер этих зависимостей.

Впервые двузначный характер зависимостей  $V-(B-V)$  и  $V-(U-B)$  был обнаружен для неправильной переменной спектрального типа A2ea UX Ориона [1, 2]. Ослабление блеска этой звезды от максимального до некоторого среднего  $V \approx 11^m$  сопровождается покраснением звезды, причем наклон зависимостей таков, что может быть вызван либо изменением температуры звезды от 10 000 до 8900 К, либо переменным поглощением околозвездной пылевой оболочки. При дальнейшем ослаблении блеска до минимального происходит уменьшение показателей цвета. Такое изменение наблюдаемого излучения было объяснено в предположении, что в минимуме блеска увеличивается относительный вклад водородной эмиссии в непрерывном спектре.

Позднее для этой звезды были выполнены фотометрические наблюдения, позволившие определить изменения бальмеровского скачка при ослаблении блеска до  $\sim 11^m$  [3]. Было установлено, что величина бальмеровского скачка практически не меняется при изменении блеска на  $\sim 1^m$ , то есть температура поверхности звезды остается постоянной. Этот результат позволил из указанной альтернативы выбрать в качестве источника звездной переменности околозвездную экстинкцию.

Затем подобный характер зависимости блеск—цвет был обнаружен у ряда других неправильных переменных. Объяснение ему различные авторы предлагали разное. Для RZ Рыб, например, Пугачев [4] было выдвинуто предположение, что в период минимума блеска над фотосферой звезды появляется некоторый гипотетический абсорбент, меняющий свою оптическую толщину. Точно такое же объяснение привлекает Ковальчук для объяснения свойств переменности V 346 Ориона [5] и V 351 Ориона [6].

Зайцева и Чугайнов [7] показали, что ослабления блеска неправильной переменной WW Лисички в полосах  $UBV$  могут быть объяснены рассеянием и поглощением света в неоднородной пылевой оболочке, состоящей из силикатных частиц, средний радиус которых 0.16 мкм.

Сейчас нет единой точки зрения на природу переменности звезд типа Т Тельца, но к интерпретации наблюдаемых свойств все чаще привлекается переменное магнитное поле, и, как следствие этого, наличие холодных и горячих пятен на поверхности звезды [8—10].

В табл. 1 собраны сведения о звездах, для которых обнаружен двузначный характер зависимости блеск—показатели цвета. Последовательно в столбцах таблицы представлены следующие данные: 1 — название звезды; 2, 3, 4 — тип переменности, спектральный тип и полная амплитуда из-

менения блеска согласно [11] или [1] — для звезд, вошедших в первые два тома четвертого издания; 5 — амплитуда изменений блеска звезды, охваченная трехцветными наблюдениями, которые использовались при построении диаграмм  $V-(B-V)$  и  $V-(U-B)$ .

Таблица 1

Звезда	Тип переменности	Спектр	Амплитуда ОКПЭ	Амплитуда наблюдаемая
VX Cas	Isa	A0ez	$10^m.5-13^m.3V$	$10^m.9-12^m.6 V$
UX Ori	Isa (YY)	A2ez	8.7—12.8 B	10.0—12.7 B
BF Ori	Ina	A0I—FP IIez	9.7—13.5 V	10.1—12.6 V
CO Ori	Insb	G5 Vpe	10.3—13.8 B	10.8—12.5 B
V 346 Ori	Isa	A5 III:	10.0—11.9 B	10.5—12.8 B
V 351 Ori	Insa	A7 III	8.3—11.6 B	9.4—11.5 B
RZ Psc	Is	K0 IV	11.3—13.5 B	12.2—14.7 B
T Tau	InT	dG5e (T)	9.6—13.5 V	9.7—10.6 V
RR Tau	Inas	A2e II—III	10.2—14.2 V	10.7—14.2 V
RY Tau	InT	dF8e— dG2e (T)	9.3—12.3 B	10.5—12.7 B
WW Vul	Isa	A3e	10.9—12.6 B	10.6—13.2 B

2. *Отдельные звезды.* VX Cas — изолированная быстрая неправильная переменная, расположена в богатой звездами области Млечного пути. Показывает резкие глубокие ослабления блеска алголеподобного характера с амплитудой  $\Delta V \sim 1^m.5$  и продолжительностью несколько дней [12, 13]. На рис. 1 представлены диаграммы блеск—показатели цвета для VX Cas. Точками обозначены наблюдения автора, крестиками—наблюдения Пугача [14]. Наблюдения Кардополова и Филиппева [15, 16] не представлены на рисунке, поскольку они выполнены в основном в максимуме блеска и, кроме того, показывают систематическое отличие от наших — на  $0^m.05$  в показателе цвета ( $B-V$ ).

При уменьшении блеска VX Cas от максимального  $V \approx 11^m$  до некоторого среднего  $V \approx 11^m.8$  изменение показателя цвета таково, что  $\Delta V \approx 3.2 \Delta (B-V)$ , то есть закон покраснения звезды близок к межзвездному [14]. При дальнейшем ослаблении блеска характер зависимости блеск—показатель цвета меняется, и в минимуме блеска показатель цвета ( $U-B$ ) такой же, как в среднем блеске. Этот факт можно рассматривать как свидетельство относительного возрастания интенсивности излучения в ультрафиолетовой области спектра при сильных ослаблениях блеска. На наличие двух механизмов переменности VX Cas указывал Пугач [14].

Наблюдаемые зависимости  $V-(B-V)$  и  $V-(U-B)$  для VX Cas интерпретируются Пугачем [17], как и для RZ Psc, в предположении об экранировании фотосферного излучения звезды нестационарным пылевым слоем. Здесь уместно отметить, что вид диаграмм блеск—показатель цвета

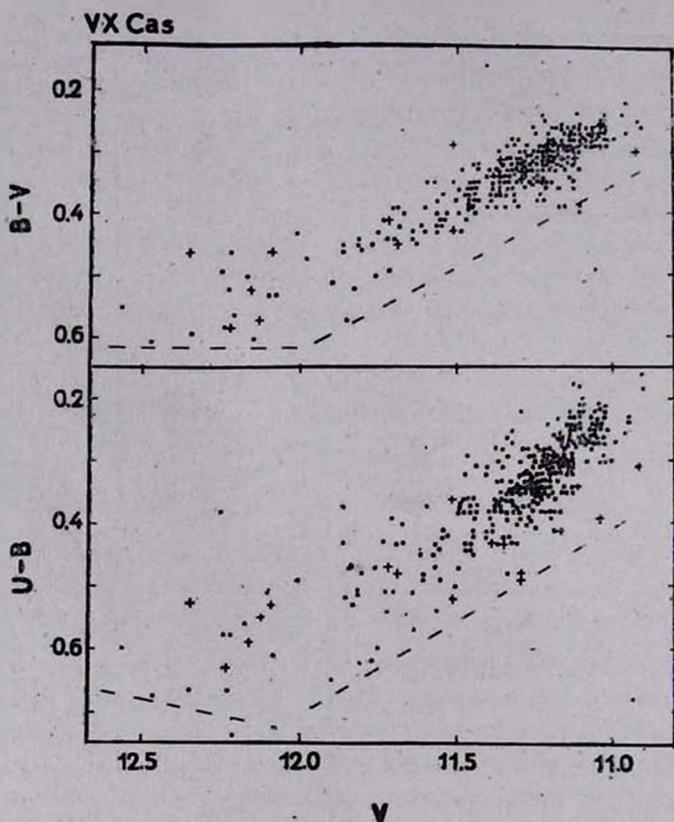


Рис. 1. Изменение показателей цвета с блеском для VX Cas. Точки — наблюдения автора, крестики — наблюдения Пугача [14].

для VX Cas, приведенных в [17], не соответствует наблюдениям, содержащимся в использованных в ней литературных источниках, согласно которым самый слабый зафиксированный блеск VX Cas  $V = 12^m35$ . На рис. 1 в работе [17] нанесены две точки, соответствующие  $V \geq 12^m5$ . Без этих двух точек совпадение расчетных и наблюдаемых зависимостей вообще сомнительно.

*UX Ori.* На рис. 2 представлены аналогичные диаграммы для изолированной неправильной переменной UX Ориона. Наблюдения автора [2] обозначены точками, наблюдения Хербста и др. [10] — крестиками. По-

следние приходятся в основном на более яркий блеск и еще сильнее подчеркивают изменение знака зависимостей.

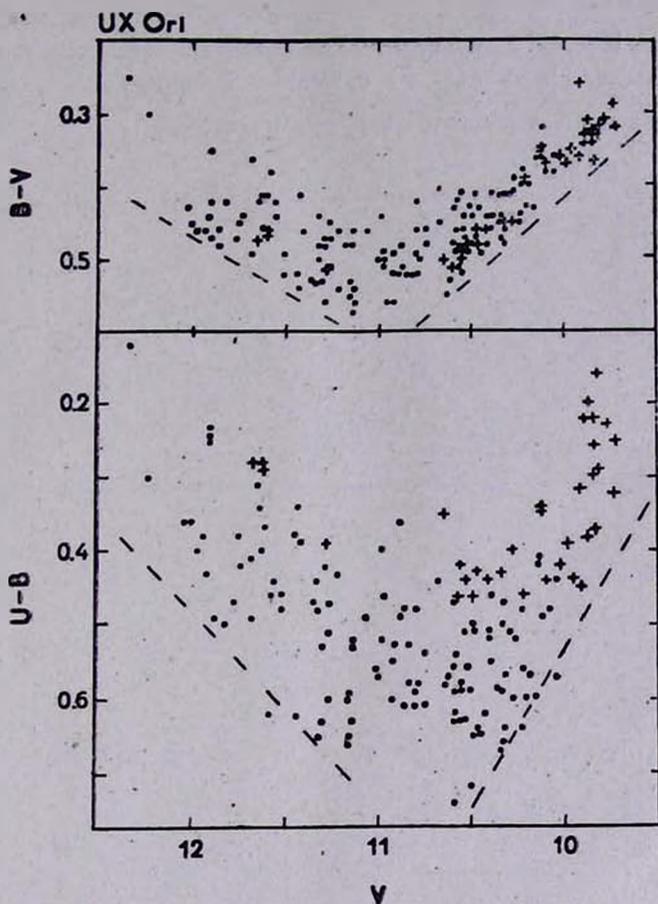


Рис. 2. Изменение показателей цвета с блеском для UX Ori. Точки — наблюдения автора, крестики — Хербста и др. [10].

*WW Vul.* Подобный характер связи блеска и показателей цвета отмечен у *WW Лисички* по наблюдениям Зайцевой за 15 лет (см. рис. 2 из [18]). Четырехлетний ряд фотоэлектрических наблюдений этой звезды, выполненных Кардполовым и Филипьевым [19], подтверждает ход указанных зависимостей. Однако наблюдения [19] имеют систематическое отличие от наших — на  $+0^m05$  в показателях цвета ( $B-V$ ) (такое же отличие отмечено для *VX Cas*).

*RR Tau* — звезда раннего спектрального типа Ae/Be Хербига [20, 21]. Амплитуда изменения блеска составляет около  $4^m$  [22]. На рис. 3 пред-

ставлены диаграммы блеск — показатели цвета RR Tau, где наряду с наблюдениями автора (точки) представлены наблюдения Шаймиевой и Шутёмовой [23] — крестики. Наблюдения [23] проводились в основном при слабом блеске  $V \lesssim 12^m.5$  и убедительно показали «поголубение» звезды в минимуме блеска. Цвета ( $U-B$ ) в минимуме блеска звезды даже более голубые, чем в максимальном блеске, при  $V \approx 10^m.5$ .

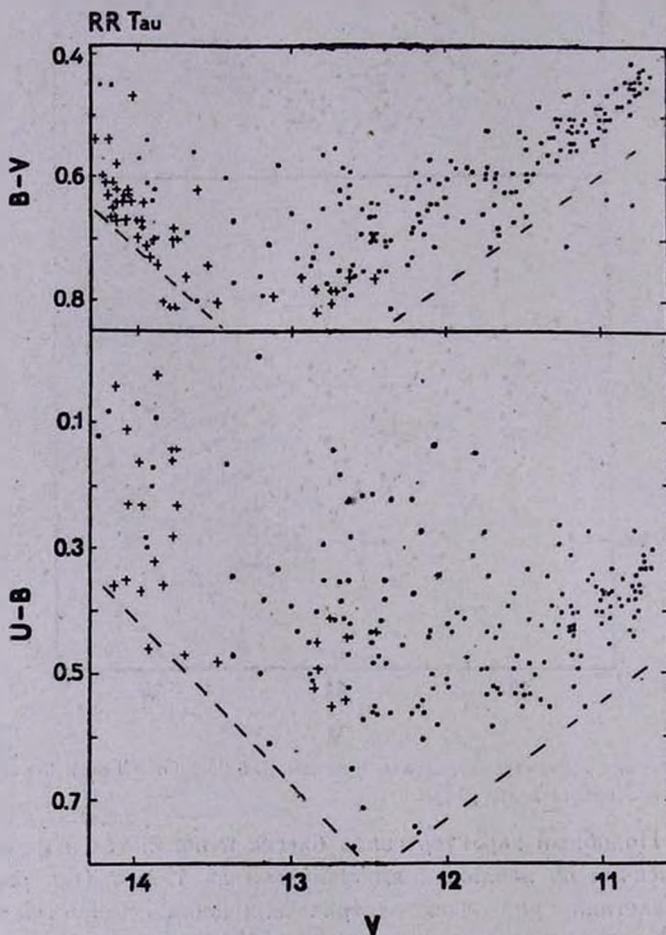


Рис. 3. Изменение показателей цвета с блеском для RR Tau. Точки — наблюдения автора, крестики — наблюдения Шаймиевой и Шутёмовой [23].

*RZ Psc* — неправильная переменная позднего спектрального типа K0 IV. Фотометрическое поведение этой звезды описано в работах [24—26]. Характер изменений показателей цвета ( $B-V$ ) и ( $U-B$ ) с изменением блеска демонстрирует рис. 5 из [26]. При колебаниях блеска около

максимального значения показатели цвета увеличиваются с уменьшением блеска, причем это увеличение показателей цвета соответствует температурному изменению от 5500 до 4800 К. При некотором среднем блеске наступает «перелом» в изменении показателей цвета — они начинают уменьшаться при ослаблении блеска, и в минимуме ( $V \approx 13.8$ ) показатели цвета такие же, как при максимальном блеске ( $V \approx 11.3$ ).

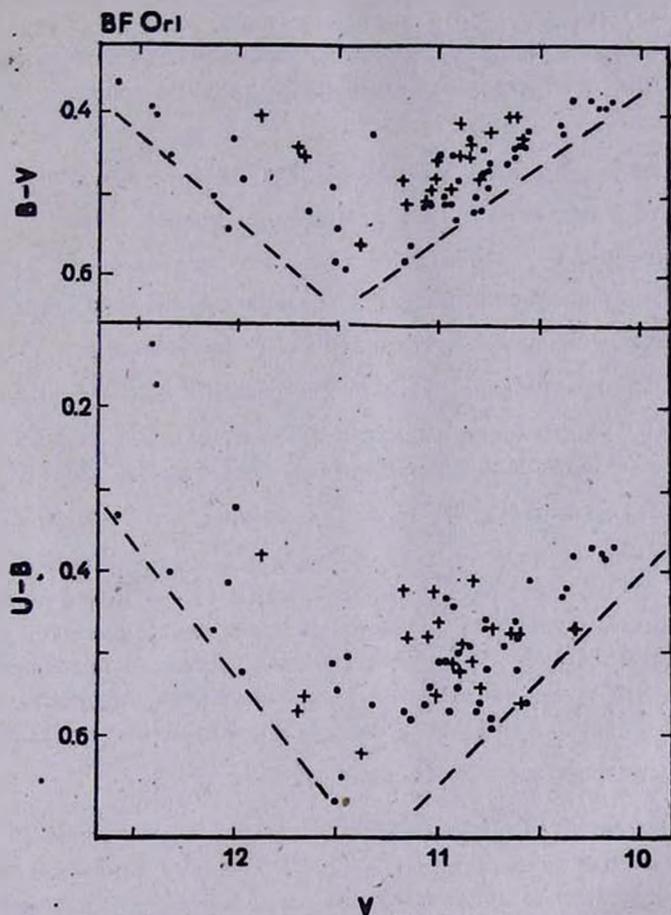


Рис. 4. Изменение показателей цвета с блеском для BF Ori. Точки — наблюдения Шаймиевой и Шутёмовой [23], крестики — наблюдения Хербста и др. [10].

BF Ori принадлежит скоплению Трапеции и является одной из наиболее активных переменных раннего спектрального класса с алголеподобными ослаблениями блеска. В общем характер переменности BF Ori аналогичен характеру переменности для WW Vul. На рис. 4 представлены диаграммы  $V-(B-V)$  и  $V-(U-B)$  по наблюдениям Шаймиевой и Шутёмовой 4—915

вой [23] (точки) и Жербста и др. [10] (крестики). При некотором среднем блеске  $V \approx 11^m$  направление изменения показателей цвета меняется, и в минимуме блеска показатели цвета в среднем такие же, как в максимуме.

Подобный неоднозначный характер зависимостей между блеском и показателями цвета ( $B-V$ ) и ( $U-B$ ) наблюдался у неправильных переменных СО Ориона (G5 V) [10], V 346 Ориона (A5 III) [5] и V 351 Ориона (A7 III) [6].

У звезд типа Т Тельца выявить статистически вид зависимости между блеском и цветом значительно труднее из-за влияния вспышек на показатели цвета.

*T Tau* в последние годы постепенно увеличивала свой блеск и по наблюдениям автора достигла в 1983 г. наиболее яркого блеска,  $V = 9^m$ . Полная амплитуда  $\Delta V$  составила за последнее десятилетие  $0^m9$ . Указанные в [1] пределы изменения блеска Т Тельца значительно шире и достигают  $4^m$ . Однако не исключено, что с 1916 г. (а возможно, и с 1911 г.) никто не наблюдал звезду слабее  $11^m$ . На диаграмме  $V-(B-V)$  (рис. 5) заметно изменение направления хода зависимости около  $V \approx 10^m1$ . Точки на рисунке — наблюдения автора, крестики — данные из [28]. При ослаблении блеска от максимального  $V \approx 9^m7$  до среднего  $V \approx 10^m1$ , показатель цвета ( $B-V$ ) увеличился в среднем на  $0^m1$ . Дальнейшее ослабление блеска происходило практически без изменения ( $B-V$ ), что можно рассматривать как свидетельство возрастания доли ультрафиолетового излучения в минимуме. Показатель цвета ( $U-B$ ) настолько подвержен влиянию вспышек, что трудно говорить о каких-либо закономерностях изменений ( $U-B$ ) с блеском. Вспышки Т Тельца в фильтре  $U$  достигают амплитуды  $0^m75$ , продолжительность их около суток [27].

*RY Tau*. Блеск RY Тельца до 1983 г. не поднимался выше  $10^m2$ . При этом «излом» в ходе зависимости  $V-(B-V)$  только намечался, в основном же была прослежена лишь обратная зависимость — уменьшение показателя цвета ( $B-V$ ) с ослаблением яркости от  $V = 10^m2$  до минимума [29]. В октябре 1983 г. было отмечено сильное увеличение яркости RY Тельца — примерно на  $1^m$  по сравнению с ее средним блеском в течение последних 20 лет [30, 31]. Наблюдения с октября 1983 г. по март 1985 г., когда звезда была в максимуме с небольшими колебаниями, значительно расширили диапазон изменений  $V$ . Полная наблюдаемая амплитуда возросла на  $0^m7$  и составила  $2^m2$ , и изменение в направлении хода зависимо-

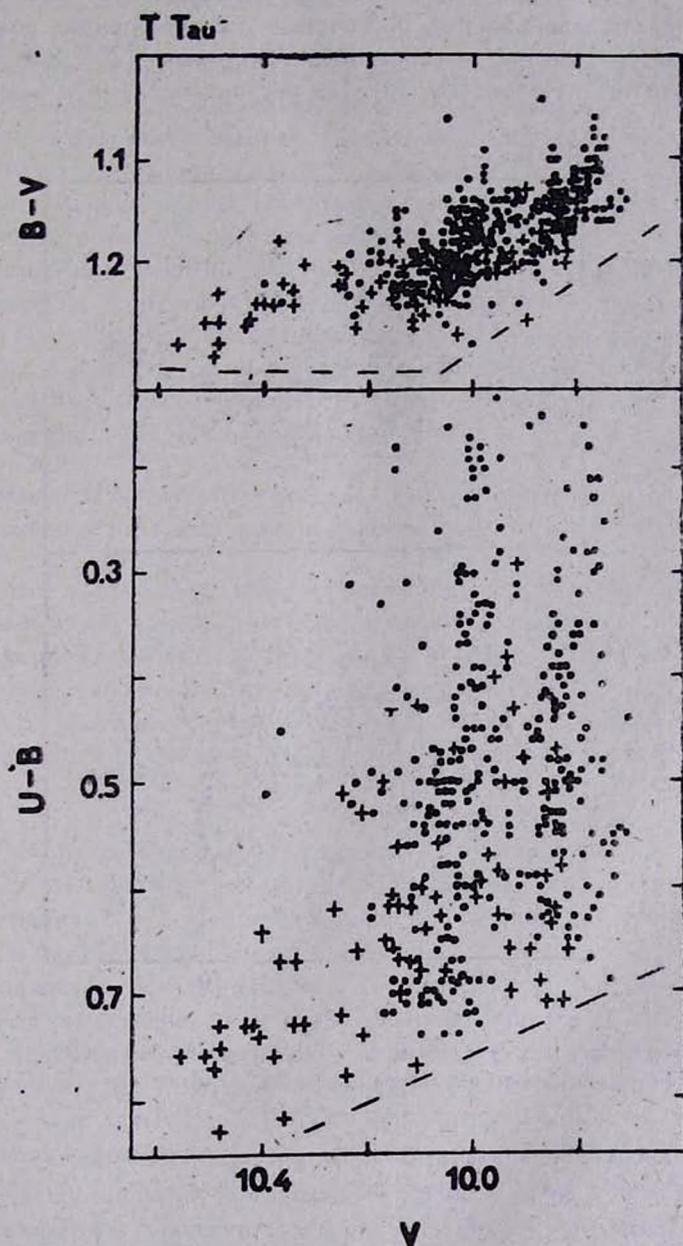


Рис. 5. Диаграммы  $V-(B-V)$  и  $V-(U-B)$  для T Tau. Точки — наблюдения автора, крестики — данные из [28].

стей  $V-(B-V)$  и  $V-(U-B)$  выявилось более четко. Соответствующие диаграммы представлены на рис. 6. Точками на диаграммах обозначены наблюдения автора, которые в основном опубликованы [29], крестиками—наблюдения других авторов [28, 30]. Из рисунка видно, что зависимость

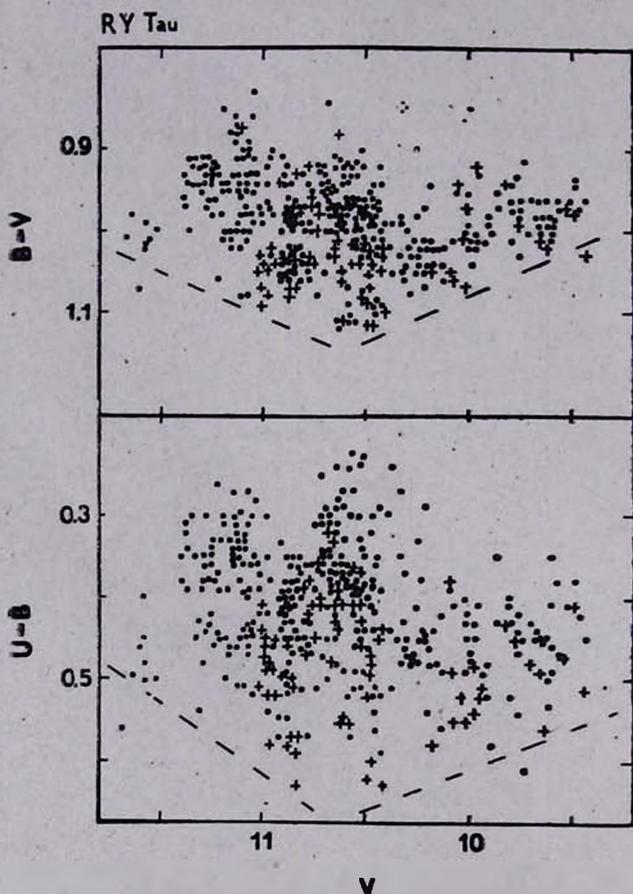


Рис. 6. Зависимость между блеском  $V$  и показателями цвета  $(B-V)$  и  $(U-B)$  для RY Тельца. Точки — наблюдения автора, крестики — наблюдения из [28, 30].

$V-(B-V)$  носит неоднозначный характер: при уменьшении блеска RY Тельца от  $V = 9^m.4$  до  $V = 10^m.6$  происходит увеличение показателя цвета, а при дальнейшем ослаблении показатель цвета уменьшается. На диаграмме  $V-(U-B)$  заметна такая же тенденция, но выражена она несколько слабее из-за влияния вспышек на показатель цвета  $(U-B)$ . Наблюдения Т Тельца и RY Тельца, содержащиеся в [32], не нанесены на диаграммы, так как эти наблюдения проводились в среднем блеске и охва-

тывают небольшой диапазон изменений,  $\Delta V < 0^m.2$  для Т Тау и  $\Delta V \simeq 0^m.5$  для RY Тау.

Отметим, что разброс точек на всех диаграммах значительно превышает ошибки измерений и имеет, несомненно, физический смысл. В этой работе мы ставим своей задачей сопоставить общий вид зависимостей блеск — показатели цвета, который выделяется по нижним огибающим. Нижние огибающие на всех диаграммах (рис. 1—6) обозначены штриховыми линиями. Для тех звезд, показатели цвета которых не сильно искажены изменениями вспышечного характера (например, UX Ориона), ход нижних огибающих соответствует ходу средних показателей цвета. У тех звезд, для которых наблюдаются большие флуктуации блеска (например, RY Тельца, RR Тельца и др.), средние показатели цвета не отражают двузначного характера зависимостей блеск — цвет, который выделяется в этих случаях именно по нижним огибающим.

*Выводы.* Из рассмотрения рис. 1—6, данных табл. 1, а также уже опубликованных диаграмм можно сделать следующие выводы:

I. У тех звезд, для которых трехцветными наблюдениями охвачена полная амплитуда изменения блеска, «загиб» в ходе зависимостей блеск — показатель цвета выражен более заметно, и нередко показатели цвета в самом минимуме достигают тех же значений, что и в максимуме (WW Vu!, UX Ori). Более того, в случае RR Тау, например, показатели цвета ( $U-B$ ) в минимуме блеска даже меньше (звезда «голубее»), чем в максимуме блеска.

У VX Cas глубокие ослабления блеска с амплитудой до  $1^m.5$  редки и, кроме того, трехцветные наблюдения отсутствуют в наиболее слабом блеске, отмеченном в [1]. Поэтому «загиб» в ходе зависимостей выражен слабее, хотя и намечается вполне отчетливо.

В отношении двух звезд типа Т Тельца RY Тау и Т Тау следует подчеркнуть ту же особенность. До тех пор, пока существенно не расширились пределы изменения блеска, охваченные трехцветными наблюдениями, двухкомпонентность зависимости блеск — цвет не была выявлена. Так, диаграммы блеск — цвет для Т Тау и RY Тау, опубликованные Врба и др. [33] и построенные по ограниченному ряду наблюдений, охватывающих далеко не полную амплитуду изменения блеска этих звезд, значительно отличаются от соответствующих диаграмм, представленных на рис. 5 и 6 данной работы.

Для звезды RZ Psc в [4] наблюдениями охвачена не полная амплитуда, самое слабое значение блеска  $V \simeq 13^m$ , и «излом» в ходе зависимостей только намечался (рис. 1, 2 в [4]). Изменение же знака зависимости

блеск—цвет происходит именно при  $V \simeq 13^m 0$ , и в наиболее глубоких минимумах  $V \simeq 13^m 8$  показатели цвета такие же, как в максимуме блеска.

Таким образом, подчеркнем еще раз, что двузначность зависимости блеск—цвет в некоторых случаях может быть обнаружена лишь при условии, что трехцветными наблюдениями охвачена полная амплитуда изменения блеска.

II. Диапазон спектральных типов звезд, для которых обнаружен двузначный характер зависимости между блеском и показателями цвета, довольно широк — от A0 до K0. Классы светимости этих звезд также различны и заключены в пределах I—V. Кроме того, немонотонность зависимости блеск—цвет является свойством не только неправильных переменных, но и звезд типа Т Тельца. Такое же «поголубение» в минимуме блеска отмечалось и у объектов другого типа, например, у звезд типа R Северной Короны [34], новоподобного объекта Кувано [35]. По-видимому, это свойство в той или иной степени присуще всем объектам, переменность блеска которых связана с наличием пылевого компонента.

В заключение автор выражает глубокую благодарность В. М. Лютому за полезное обсуждение.

Крымская лаборатория  
Государственного астрономического  
ин-та им. П. К. Штернберга

## ON THE COLOUR CHARACTERISTICS OF IRREGULAR VARIABLE STARS

G. V. ZAJTSEVA

On the basis of photoelectric  $UBV$ -observations of irregular variable stars it has been shown that the dependence between the  $V$ -brightness and colour indices  $(B - V)$  and  $(U - B)$  is not a monotonous one. At the diminution of the star brightness from the maximum to some medium value colour indices increase at average but at the further brightness diminution they decrease (the star becomes bluer at the minimum of its brightness). Such a heterogeneous dependence is inherent not only to the irregular variables of early and late classes but also in the T Tauri stars.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Общий каталог переменных звезд, Наука, М., 1985.
2. Г. В. Зайцева, Перемен. звезды, 19, 63, 1973.

3. *H. R. E. Tjln, A. Djte, L. Remijn, P. S. The, Astron. and Astrophys.*, 134, 273, 1984.
4. *А. Ф. Пузач, Астрофизика*, 17, 87, 1981.
5. *Г. У. Ковальчук, Астрофизика*, 23, 255, 1985.
6. *Г. У. Ковальчук, Кинематика и физика небесных тел*, 1, 25, 1985.
7. *Г. В. Зайцева, П. Ф. Чузайнов, Астрофизика*, 20, 447, 1984.
8. *Р. Е. Гершберг, П. П. Петров, Письма в Астрон. ж.*, 2, 499, 1976.
9. *I. Appenzeller, D. S. P. Dearborn, Astrophys. J.*, 278, 689, 1984.
10. *W. Herbst, J. A. Holtzman, B. E. Phelps, Astron. J.*, 88, 1648, 1983.
11. *Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопов и др. Общий каталог переменных звезд, М.*, 1969.
12. *C. Hoffmeister, Astron. Nachr.*, 278, 24, 1949.
13. *Д. Я. Мартынов, Изв. Астрон. Энгельгардтовск. обсерв.*, 26, 9, 1951.
14. *А. Ф. Пузач, Астрометрия и астрофиз.*, 39, 8, 1979.
15. *В. И. Кардополов, Г. К. Филиппев, Циркуляр АИ АН Узб.ССР, № 96, 34, 1981.*
16. *В. И. Кардополов, Г. К. Филиппев, Перемен. звезды*, 22, 153, 1985.
17. *А. Ф. Пузач, Астрофизика*, 19, 739, 1983.
18. *Г. В. Зайцева, Перемен. звезды*, 22, 1, 1983.
19. *В. И. Кардополов, Г. К. Филиппев, Перемен. звезды*, 22, 122, 1985.
20. *G. H. Herbig, Astrophys. J. | Suppl. Ser.*, 4, 337, 1960.
21. *Г. В. Зайцева, В. М. Лютый, Астрофизика*, 15, 75, 1979.
22. *S. Rosstger, W. Wenzel, Astron. Nachr.*, 295, 47, 1974.
23. *А. Ф. Шаймиева, Н. А. Шутёмова, Перемен. звезды*, 22, 167, 1985.
24. *А. Ф. Пузач, Препр. ИТФ-81-128-Р, 1981.*
25. *Г. В. Зайцева, Письма в Астрон. ж.*, 4, 283, 1975.
26. *Г. В. Зайцева, Перемен. звезды*, 22, 181, 1985.
27. *Г. В. Зайцева, Астрофизика*, 14, 17, 1978.
28. *A. E. Rydgren, J. T. Schmelz, D. S. Zak, F. J. Vrba, Naval Observ. Publ.*, 25, part 1, 1984.
29. *Г. В. Зайцева, Астрофизика*, 18, 67, 1982.
30. *W. Herbst, P. C. Stine, Astron. J.*, 89, 1716, 1984.
31. *Г. В. Зайцева, Е. А. Кологилев, П. П. Петров, А. Е. Тарасов, В. И. Шенаврин, А. Г. Щербаков, Письма в Астрон. ж.*, 11, 271, 1985.
32. *В. И. Кардополов, Г. К. Филиппев, Перемен. звезды*, 22, 105, 1985.
33. *F. J. Vrba, A. E. Rydgren, D. S. Zak, J. T. Schmelz, Astron. J.*, 90, 326, 1985.
34. *Р. И. Гончарова, Письма в Астрон. ж.*, 11, 855, 1985.
35. *Е. А. Кологилев, Астрон. ж.*, 60, 746, 1983.

УДК: 524.33—655

## ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ BL Lac. АНАЛИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ. II

В. А. ГАГЕН-ТОРН, С. Г. МАРЧЕНКО, В. А. ЯКОВЛЕВА

Поступила 16 апреля 1986

Принята к печати 20 июля 1986

Продолжен анализ результатов поляризационных и фотометрических наблюдений BL Lac за 1969—1982 гг., опубликованных в [1]. Найдено, что степень поляризации в среднем слабо коррелирует с блеском, но между ее направлением и блеском имеется определенная связь: при малом блеске встречаются только направления, близкие к преимущественному. Это согласуется с представлением о наличии в лацетивах постоянно действующего поляризованного источника с направлением поляризации, определяющим преимущественное направление. Установлено, что на отдельных временных интервалах поведение BL Lac определяется переменными источниками со степенью поляризации  $\approx 50\%$ . Синхротронная природа этих источников не вызывает сомнения. Наличие преимущественного направления поляризации свидетельствует тогда о существовании у BL Lac стабильного магнитного поля.

1. *Введение.* Результаты наших поляризационных и фотометрических наблюдений BL Lac опубликованы в [1], а их анализ частично выполнен в работе [2], непосредственным продолжением которой является настоящая работа. В [2] по колориметрическим данным проведено разделение компонентов в двухкомпонентной модели (подстилающая галактика + переменный точечный источник), рассмотрена связь между параметрами поляризации и изучена быстрая переменность объекта. Здесь вначале будут сопоставлены изменения параметров поляризации и блеска на больших характерных временах, а затем будет проведено общее обсуждение.

2. *Долговременные изменения.* Начнем с сопоставления наблюдаемых параметров поляризации и блеска (напомним, что согласно [3] межзвездная поляризация мала и ее влиянием можно пренебречь). Это сопоставление графически представлено на рис. 1а, б, который построен в основном по данным таблицы в работе [1]. Небольшие различия связаны с тем, что для отдельных дат оценки блеска были уточнены по вновь появившимся литературным данным.

График на рис. 1а на первый взгляд представляет собой облако точек, но при внимательном его рассмотрении можно заметить, что имеется слабая тенденция к увеличению степени поляризации с уменьшением блеска. Для того, чтобы подчеркнуть это, на рисунке нанесены средние значения степени поляризации при усреднении по интервалам изменения блеска в  $0^m4$  (значки +). Картина на рис. 1б более четкая. Хорошо видно, что при малом блеске встречаются только направления, близкие к найденному нами в [2] преимущественному направлению поляризации ( $\theta_0 \approx 20^\circ$ ). Проведенная на рисунке огибающая подчеркивает это обстоятельство.

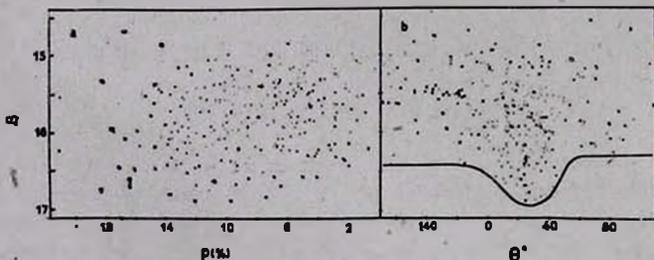


Рис. 1. Сопоставление наблюдаемых параметров поляризации с блеском. Крестики — данные, взятые из литературы.

Детальное сопоставление изменений блеска и поляризации представлено на рис. 2, дающем зависимость параметров Стокса от времени. При их определении предполагалось в соответствии с работами [4, 5], что у BL Lac параметры поляризации не зависят от длины волны (параметр  $I$  находился по величинам  $B$ , тогда как поляризационные данные, полученные без фильтра, относятся к более широкой области спектра). Величины  $B$  брались из работы [1], где дается блеск точечного источника; затем осуществлялся переход к потокам в соответствии с абсолютной калибровкой  $B$ -величин Х. Джонсона [6] и вносилась поправка для учета вклада подстилающей галактики в поток, регистрировавшийся при поляризационных наблюдениях, которые выполнялись с диафрагмами диаметром  $27''$  и  $19''$ . Эта поправка была найдена по данным работы [7], в которой приведены результаты наблюдений BL Lac в полосе  $B$  с разными диафрагмами (считалось, что оценка блеска точечного источника соответствует диафрагме диаметром  $7''$ ; тогда для диафрагм  $27''$  и  $19''$  поправки равны, соответственно,  $0.26$  мЯн и  $0.18$  мЯн (с ошибкой  $\leq 10\%$ )).

Рассмотрение рис. 2 позволяет сделать следующие заключения. Поведение параметров Стокса в разные годы различно в том смысле, что иногда между их изменениями нет видимой связи (например, в районе JD 2444500 параметр  $I$  показывает четкое уменьшение со временем, тогда как  $Q$  и  $U$  демонстрируют облако точек, и примерно такая же картина

имеет место в два предыдущие года), а иногда такая связь заметна (например, одновременное уменьшение параметров  $I$  и  $U$  в районе JD 2441900 и сходное поведение параметров  $I$  и  $Q$  в районе JD 2441200 и JD 2443000). Ясно, что в этих случаях фотометрическая переменность обусловлена переменностью компонентов, дающих поляризованное излучение.

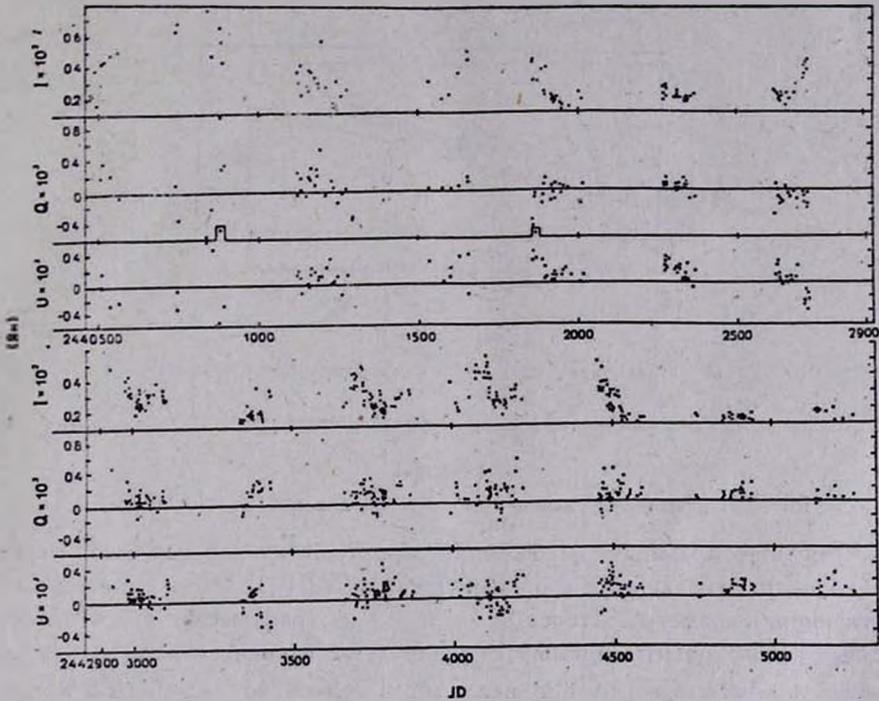


Рис. 2. Изменение параметров Стокса со временем.

На рис. 3 дается сопоставление параметров  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  для 1973 г. (JD 2441860—2442014). Как было показано нами ранее [8], расположение наблюдаемых точек в пространстве параметров Стокса  $\{I, Q, U\}$  на прямой линии может интерпретироваться как свидетельство существования в объекте источника поляризованного излучения, переменного по интенсивности, но с постоянными параметрами поляризации, который определяет поведение объекта на данном временном интервале. Направляющие тангенсы прямой дают относительные параметры Стокса  $p_x$  и  $p_y$  для этого источника. Если, несмотря на очень большой разброс точек, представить связи между параметрами  $I$ ,  $Q$  и  $I$ ,  $U$  прямыми, то их угловые коэффициенты дадут  $p_x = -11.7\%$ ,  $p_y = +10.1\%$ ; или  $p = 15.5\%$ ,  $\theta_0 = 70^\circ$  (ошибки этих величин  $\pm 3.5\%$  и  $\pm 7^\circ$ ). Таким образом, в среднем поляризационная и фотометрическая переменность в 1973 г. может быть объяс-

нена изменением интенсивности переменного компонента, степень поляризации которого составляла 15.5% при направлении  $70^\circ$ . Это, конечно, грубая оценка. Поскольку отклонения отдельных точек от прямой, вне всякого сомнения, существенно превышают ошибки наблюдений, в объекте должны были существовать источники с малыми характерными временами переменности.

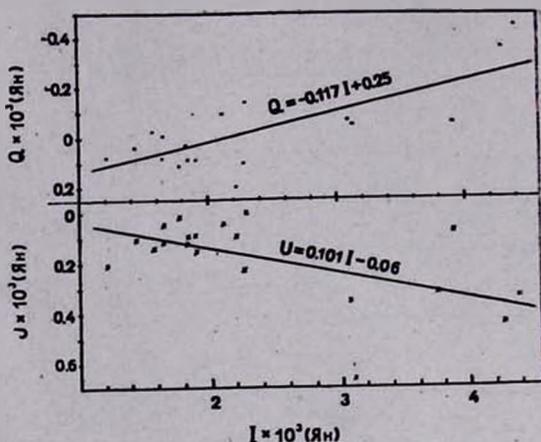


Рис. 3. Связь между параметрами Стокса для наблюдений 1973 г.

Лучшую корреляцию на больших характерных временах дают первые четыре точки, относящиеся к предыдущему, 1972 г. В табл. 1 даются соответствующие параметры Стокса, а на рис. 4 их графическое представление. Угловые коэффициенты прямых соответствуют относительным параметрам Стокса переменного компонента:  $p_x = +22.4\%$ ,  $p_y = +2.3\%$  ( $p = 22.5\% \pm 1.6\%$ ,  $\theta_0 = 3^\circ \pm 2^\circ$ ).

Таблица 1

ПОВЕДЕНИЕ VL Lac В ИНТЕРВАЛЕ  
JD 2441535—630

ID 2441000+	$I \cdot 10^3$ Ян	$Q \cdot 10^3$ Ян	$U \cdot 10^3$ Ян
535	3.00	0.045	0.318
576	1.90	0.037	0.041
600	2.23	0.047	0.130
630	3.47	0.082	0.387

3. Изменения с характерными временами порядка суток. В таблице работы [1] имеются многочисленные серии наблюдений, содержащие данные для ряда последовательных ночей (иногда с просветом в 1—2 ночи). Рас-

смотрение траектории на плоскости  $\{p_x, p_y\}$  точки, представляющей наблюдения в этих сериях, показывает, что в общем движение носит характер случайных блужданий (такой же вывод был сделан в [3] по результатам

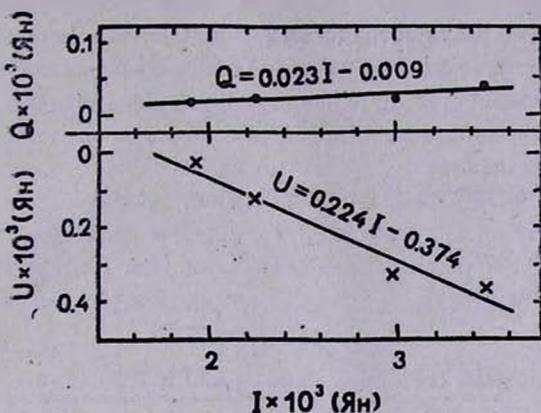


Рис. 4. Связь между параметрами Стокса для интервала JD 2441535—630.

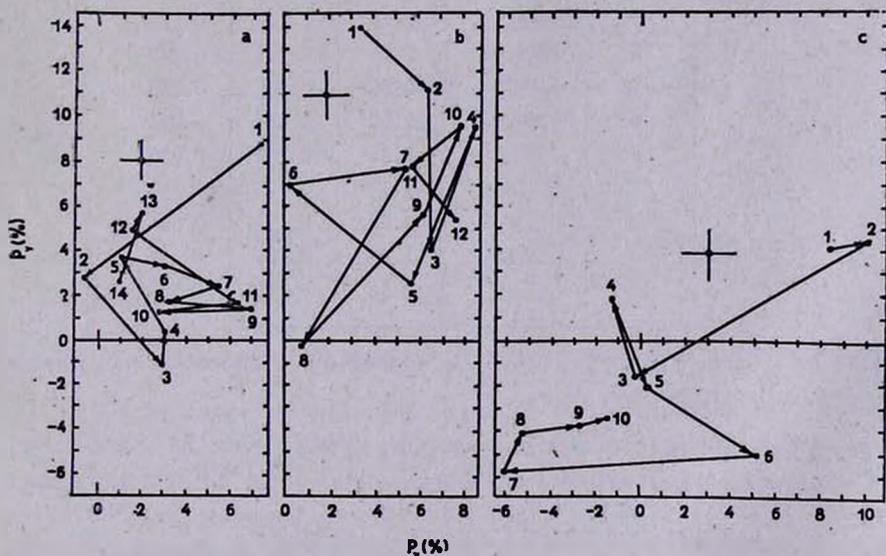


Рис. 5. Траектории на плоскости  $\{p_x, p_y\}$  для трех серий наблюдений.

кооперативных наблюдений в течение недели в сентябре 1979 г.). Для примера на рис. 5 представлены траектории для трех серий: а) JD 2443011—27; б) JD 2443778—91; в) JD 2444131—45. На каждом графике указана характерная ошибка определения относительных параметров Стокса.

Можно заметить, однако, что иногда несколько последовательных точек располагаются (с учетом ошибок) вдоль прямой линии. Нетрудно понять, что такое расположение точек на плоскости  $\{p_x, p_y\}$  является необходимым (но не достаточным!) условием того, что соответствующие им точки лежат на прямой в пространстве  $\{I, Q, U\}$ . Эти случаи, таким образом, являются подозрительными на возможность выделения отдельных переменных по интенсивности, но с постоянными параметрами поляризации источников, которые определяют поведение объекта на данном временном интервале. Проверка показала, что из тридцати случаев имеется два, когда в пространстве  $\{I, Q, U\}$  вдоль прямой линии располагается не менее четырех точек, и несколько, когда их три. Два случая — это наблюдения 5—9 в серии (а) и наблюдения 7—10 в серии (б). Соответствующие данные для них собраны в табл. 2; графически они представлены (с указанием

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ СТОКСА ДЛЯ СЕРИЙ (а) И (б)

Серия	№ наблюд.	ID 2440000+	I мЯн	Q мЯн	U мЯн
(а)	5	3017	2.90	0.028	0.112
	6	3018	2.68	0.081	0.090
	7	3019	2.50	0.135	0.060
	8	3020	2.52	0.082	0.044
	9	3022	2.32	0.163	0.035
(б)	7	3786	2.11	0.119	0.164
	8	3787	1.72	0.012	-0.003
	9	3788	1.99	0.127	0.114
	10	3789	2.18	0.175	0.209

ошибок) на рис. 6. Уравнения прямых, проведенные способом наименьших квадратов, следующие:

$$\left. \begin{aligned} Q &= -0.226 (\pm 0.048) I + 0.683 (\pm 0.124) \\ U &= +0.148 (\pm 0.025) I - 0.298 (\pm 0.065) \end{aligned} \right\} \text{серия (а),}$$

$$\left. \begin{aligned} Q &= +0.324 (\pm 0.068) I - 0.542 (\pm 0.136) \\ U &= +0.450 (\pm 0.021) I - 0.779 (\pm 0.042) \end{aligned} \right\} \text{серия (б).}$$

Таким образом, для относительных параметров Стокса выделенных источников получаем:

$$\text{а) } p_x = -22.6\% \pm 4.8\%, \quad p_y = 14.8\% \pm 2.5\%$$

$$(p = 27.0\%, \quad \theta_0 = 73^\circ),$$

b)  $p_x = + 32.4\% \pm 6.8\%$ ,  $p_y = 45.9\% \pm 2.1\%$   
 ( $p = 55.5\%$ ,  $\theta_0 = 27^\circ$ ).

Значения степени поляризации получились того же порядка, что и у источника, выделенного нами ранее [9] у другой лацертиды — OJ 287 ( $p = 42.8\%$ ). Отметим также, что в случае более высокой поляризации направление ее очень близко к преимущественному для BL Lac ( $\theta_0 \approx 20^\circ$  по [2]).

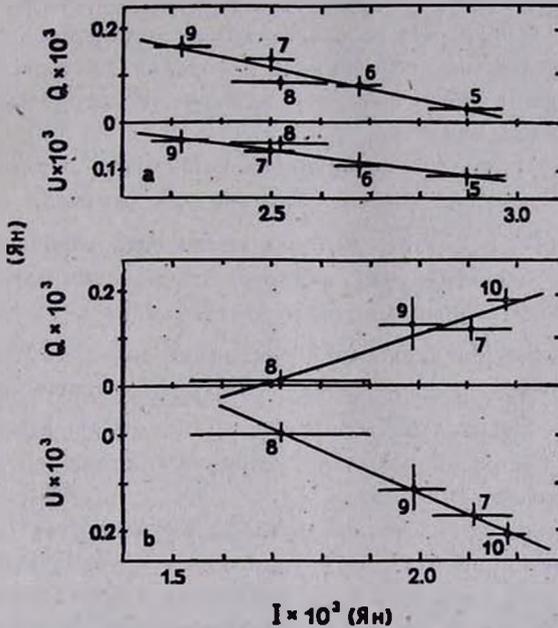


Рис. 6. К выделению быстрсперменных источников поляризованного излучения.

4. Обсуждение результатов анализа наблюдательных данных. Рассмотрение всей совокупности фотометрических и поляризационных данных свидетельствует о наличии у BL Lac переменности на временных шкалах от сотен дней и больше до десятков минут\*. Переменность с характерным временем в 1 час указывает на существование в BL Lac источников размером  $R \leq 10^{14}$  см.

\* Необходимо отметить, что для одной из ночей, о которых говорилось в [2] (1/2. X. 1981 г.), сведения о сильной быстрой переменности оказались в противоречии с данными работы [10]. Повторный просмотр нашего наблюдательного материала показал, что мы не заметили записи в журнале наблюдений о плохих атмосферных условиях во время наблюдения. Поэтому настаивать на наличии в эту ночь сильной быстрой переменности мы не можем.

Мы уже указали, что переменность обусловлена наличием компонентов, дающих поляризованное излучение. Какова их природа? Рассмотрение всей совокупности полученных результатов позволяет утверждать, что это источники синхротронного излучения. Об этом говорит, во-первых, достаточно высокая (до 20%) наблюдаемая степень поляризации и еще более высокая ( $\approx 50\%$ ) степень поляризации у отдельных выделенных нами источников. Как показывают расчеты (см., например, [11]), такие высокие степени поляризации недостижимы для электронного рассеяния в газовых дисках; лишь синхротронный механизм в состоянии их объяснить.

Во-вторых, в пользу синхротронного механизма говорит наличие быстрой переменности, которую можно в этом случае объяснить появлением или выключением отдельных источников; в моделях же с рассеянием для ее объяснения требуется очень быстрое изменение геометрии рассеивающих облаков, что крайне маловероятно.

Синхротронная природа переменного компонента подтверждается и анализом колориметрических данных. Как мы уже отмечали в [2], полученный нами цвет  $(B-V)^{mag}$  переменного компонента хорошо согласуется с найденным Я. Холоневским [12], который использовал для его определения другой наблюдательный материал. В [12] найден также и показатель цвета  $(U-B)^{mag}$ . На двухцветной диаграмме точка, соответствующая переменному компоненту, располагается на прямой, дающей цвета синхротронного излучения. Спектральный индекс  $\alpha$  ( $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ ) этого излучения оказывается  $\approx 2$ . Таким образом синхротронная природа переменного компонента не вызывает сомнения.

Коль скоро поляризация связана с синхротронным излучением, ее направление определяется направлением магнитного поля. Как было убедительно показано в [2], у BL Lac (как впрочем, и у других лацертид, например у OJ 287 [9]) имеется преимущественное направление поляризации. Это означает, что в объекте имеется устойчивое магнитное поле.

Вместе с тем, переменность направления поляризации у BL Lac не вызывает сомнения. В частности, среди выделенных нами отдельных источников имеются такие, у которых направление поляризации значительно отличается от преимущественного. Подобная картина наблюдается и у других лацертид [9, 13]. В [9] было установлено, что общее поляризационное и фотометрическое поведение OJ 287 можно объяснить наличием постоянно действующего источника поляризованного излучения (преимущественное направление это и есть направление поляризации для этого источника), на который накладываются источники с иными направлениями поляризации. Совместное рассмотрение рис. 6 в [2] и рис. 1а, б позволяет заключить, что аналогичная картина (хотя и менее отчетливая) имеет место и в случае BL Lac.

Выдвинутое нами в [9] представление о наличии у лацертид постоянно действующего источника поляризованного излучения было поддержано в работе [10], в которой этот источник был предположительно отождествлен с джетом. Мы согласны с этим предположением.

5. *Заключение.* Этой статьей мы заканчиваем анализ наших многолетних наблюдений BL Lac. Основным результатом этих исследований является установление синхротронной природы переменных источников и создание феноменологической модели лацертид с постоянно действующим источником поляризованного излучения. Этот материал вместе с данными наших работ [9, 13] дает фактические сведения для построения физических моделей лацертид, которому должны быть посвящены специальные работы.<sup>1</sup>

Ленинградский государственный  
университет

## POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC STUDIES OF BL LAC. ANALYSIS OF OBSERVATIONAL DATA. II

V. A. HAGEN-THORN, S. G. MARCHENKO, V. A. YACOVLEVA

The analysis is continued of the results of polarimetric and photometric observations (1969—1982) BL Lac published in [1]. It has been found that at average little correlation exists between the degree of polarization and brightness, but polarization angles show the dependence on brightness: for low brightness only directions nearer to preferable exist. This fact is in agreement with the idea of existence in lacertids continuously acting polarized source; its polarization angle defines the preferable direction. At separate time intervals the behaviour of BL Lac is found to be determined by individual variable sources with very high polarization ( $\approx 50\%$ ). Synchrotron nature of these sources is beyond doubt. The existence of preferable direction of polarization is then an indication of a stable magnetic field in BL Lac.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева, *Астрон. ж.*, 81, 925, 1984.
2. В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева, *Астрофизика*, 22, 5, 1985.
3. R. L. Moore, J. T. McGraw, J. R. P. Angel et al., *Astrophys. J.*, 260, 415, 1982.
4. N. Visvānathan, *Astrophys. J.*, 179, 1, 1973.
5. Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 56, 39, 1977.
6. H. L. Johnson, *Commun. LPL*, 3, 73, 1965.

7. *T. D. Kitman*, *Astrophys. J.*, 197, L49, 1975.
8. *В. А. Гаген-Торн*, Тр. АО ЛГУ, 36, 20, 1981.
9. *В. А. Гаген-Торн*, *Astrophys. and Space Sci.*, 73, 279, 1980.
10. *G. Brindle, J. H. Hough, J. A. Batley et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 214, 619, 1985.
11. *В. М. Лоскутов, В. В. Соболев*, *Астрофизика*, 23, 307, 1985.
12. *J. Choloniewski*, *Acta Astron.*, 31, 293, 1981.
13. *В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, Р. И. Смехачева, В. А. Яковлева*, *Астрофизика*, 19, 199, 1983.

УДК: 524.7—355

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КВАЗАРОВ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА СЕВЕРНОГО НЕБА.

### I. КВАЗАРЫ SBS 0953+549, SBS 1116+603 И SBS 1138+584

С. А. ЛЕВШАКОВ, Д. А. ВАРШАЛОВИЧ, Е. А. НАЗАРОВ

Поступила 7 марта 1986

Принята к печати 30 июня 1986

На 6-м телескопе с помощью сканера (IPCS) и спектрографа СП-124 исследованы с разрешением  $\sim 3.5 \text{ \AA}$  три новых квазара SBS 0953+549 ( $z_e=2.580$ ), SBS 1116+603 ( $z_e=2.628$ ) и SBS 1138+584 ( $z_e=1.699$ ). Приведен анализ спектров этих квазаров. Обсуждается возможная двухкомпонентная структура эмиссионной линии  $L_\alpha$  в квазаре SBS 1116+603: узкий пик ( $FWHM \approx 3000 \text{ км/с}$ ) и широкий pedestal ( $FWHM \approx 19\,400 \text{ км/с}$ ). В квазаре SBS 0953+549 профиль эмиссионной линии  $L_\alpha$  напоминает профили линий типа P Cyg, которые наблюдаются в спектрах звезд с расширяющимися оболочками: обнаружены две сильные ( $\tau \sim 1$ ) и широкие ( $FWHM \approx 1700$  и  $1000 \text{ км/с}$ ) абсорбционные линии с  $z_a=2.451$  и  $2.503$ , которые отождествлены как линии  $L_\alpha$ . Симметричные профили этих линий соответствуют  $N(\text{H}) \approx 10^{20} \text{ см}^{-2}$  для облака с  $z_a=2.451$  и  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$  для облака с  $z_a=2.503$ . Оценены также плотности на луче зрения тяжелых элементов, найденных при  $z_a=0.3800$  (SBS 0953+549) и при  $z_a=1.4082$  (SBS 1138+584). Сравниваются плотности абсорбционных деталей в этих и других известных квазарах.

1. *Введение.* Выполняя программу исследования абсорбционных спектров далеких квазаров на 6-м телескопе АН СССР с помощью сканера, мы включили в нее несколько новых квазаров, открытых недавно в результате Второго Бюраканского обзора (SBS) северного неба с объективной призмой [1—4]. В настоящей работе приведены результаты спектральных наблюдений трех таких объектов: SBS 0953+549, SBS 1116+603 и SBS 1138+584. Ранее для них были получены в прямом фокусе БТА щелевые спектры с разрешением 8—10  $\text{\AA}$  с помощью спектрографа UAGS и ЭОП УМ-92, которые позволили отождествить основные эмиссионные линии и определить красные смещения этих квазаров [1—3]. Нами получены спектры с разрешением 3.5—4.0  $\text{\AA}$ , которые позволяют проанализировать не только эмиссионные линии, но и основные детали абсорбционных спектров этих квазаров.

2. *Наблюдения.* Спектральные наблюдения квазаров SBS 0953+549, SBS 1116+603 и SBS 1138+584 проводились в 1984/85 гг. с помощью спектрографа СП-124, установленного в фокусе Нэсмита 6-м телескопа АН СССР. Дифракционная решетка 650 штрихов/мм обеспечивала в первом порядке обратную дисперсию 100 А/мм и концентрацию света вблизи  $\lambda = 4400$  А. В качестве светоприемной аппаратуры использовался 1024-канальный счетчик фотонов (сканер). Результирующее спектральное разрешение  $FWHM$  (полная ширина аппаратной функции на половине интенсивности) в этих наблюдениях составляло 3.5—4.0 А, при этом спектральная ширина одного канала была равна  $\approx 1.7$  А. Основные данные о проведенных наблюдениях приведены в табл. 1.

Таблица 1

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КВАЗАРОВ

Объект SBS	$z$	$B$	Дата	Спектральный диапазон (А)	$T_{\text{экс.}}$ (мин.)	Качество изображений
0953+549	2.580	17.5	25/26.01.84	3500—5200	60	дымка,
				5100—6800	60	$\beta \approx 2''-4''$
			5/6.02.84	3500—5200	85	$\beta \approx 2''$
1116+603	2.628	16.5	23/24.01.85	3500—5200	62	дымка,
1138+584	1.699	18	27/28.01.84	3500—5200	60	$\beta \approx 3''-4''$
				5100—6800	147	$\beta \approx 4''$

*Примечание.*  $\beta$  — средний размер изображений.

Для одновременной регистрации сигнала от объекта и фона неба использовались две входные щели размером  $(1''-2'') \times 4''$ , разнесенные друг от друга на  $40''$ . В окончательные спектры введены поправки, учитывающие как монотонное изменение чувствительности регистрирующей системы с длиной волны, так и флуктуации чувствительности отдельных каналов.

Для калибровки шкалы длин волн использовались линии He, Ne и Ag, которые записывались до и после каждой экспозиции. После приведения спектральных данных в шкалу длин волн отдельные спектры складывались для увеличения отношения «сигнал/шум». Вся первичная редукция данных проводилась на мини-ЭВМ СМ-4 с помощью специализированного языка СИПРАН, разработанного в САО АН СССР [5]. Полученные спектры представлены на рис. 1—3, на которых по оси абсцисс отложены наблюдаемые длины волн в А, а по оси ординат — относительные интенсивности  $N$  регистрируемых потоков излучения, пересчитанные на интервал  $\Delta\lambda = 3$  А в случае SBS 0953+549 и SBS 1138+584, либо на интервал  $\Delta\lambda = 1.5$  А в случае SBS 1116+603.

3. 1) Эмиссионные линии. Согласно современной точке зрения [6], широкие эмиссионные линии в спектрах квазаров возникают в облаках газа, окружающих центральный источник непрерывного излучения, имеющего нетепловую природу. Газ в облаках возбуждается за счет процессов фотоионизации [7]. Типичные средние значения ширины эмиссионных линий  $FWHM \approx 5000$  км/с. Считается, что такие большие ширины линий возникают в результате крупномасштабного движения газа в оболочке квазара, поэтому формы профилей эмиссионных линий дают представление об общей картине пространственного и динамического распределения газа вокруг центрального источника [8].

Эмиссионные линии, обнаруженные в спектрах квазаров SBS 0953+549, SBS 1116+603 и SBS 1138+584, сильно различаются по своим параметрам. Для каждого квазара основные характеристики эмиссионных линий представлены в табл. 2 в следующих столбцах: 1 — название объекта;

Таблица 2

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Объект SBS	$z$	Ион	$\lambda_0^*$ (А)	$\lambda_{\text{обс}}^{\text{vac}}$ (А)	$W_\lambda$ (А)	$FWHM$ (км/с)	$z_c$
0953+549	2.580	$L_{\beta}/O VI$	1030	3685	70	6080	2.578
		$L_\alpha$	1216	4354	300	4090	2.581
		$N V$	1240	4442	39	4050	2.582
		$Si II$	1264	4526	7	3000	2.581
		$O I$	1304	4674	6	3900	2.584
		$Si IV/O IV]$	1400	5010	38	7200	2.579
		$C IV$	1549	5532	130	6500	2.571
		$N III]?$	1750	6275	5	720	2.586
1116+603	2.628	$L_{\beta}/O VI$	1030	3740	23	4700	2.631
		$L_\alpha$	1216	4408	$\begin{matrix} n \\ \omega \end{matrix}$ 88 400	$\begin{matrix} 3060 \\ 19400 \end{matrix}$	2.625
1138+584	1.699	$Si IV/O IV]$	1400	3773	19	7100	1.695
		$C IV$	1549	4196	53	4300	1.709
		$C III]$	1909	5142	38	6100	1.694

Примечание. \* — для блонд взяты средние значения длин волн;  $n$  — узкий компонент  $L_\alpha$ ,  $\omega$  — широкий компонент  $L_\alpha$ ; значения эквивалентных ширины  $W_\lambda$  приводятся в единицах непрерывного спектра.

2 — среднее значение красного смещения; 3 и 4 — ион или атом и лабораторная длина волны эмиссионной линии; 5 и 6 — наблюдаемые значения длины волны и эквивалентной ширины эмиссионной линии; 7 — полная ширина линии на половине интенсивности; 8 — красные смещения, определенные по центрам тяжести эмиссионных линий.

2) *Индивидуальные особенности спектров. SBS 0953+549.* Оптический спектр этого квазара (рис. 1) типичен для спектров далеких квазаров: на фоне почти плоского континуума видны две сильные эмиссионные детали, которые однозначно отождествляются с линиями  $L_\alpha$  и C IV, и ряд более слабых эмиссионных линий. С коротковолновой стороны  $L_\alpha$  в спектре наблюдается большое число узких абсорбционных деталей. В голубом крыле  $L_\alpha$  обнаружены две очень сильные ( $\tau \sim 1$ ) абсорбционные линии, смещенные относительно пика  $L_\alpha$  на 6600 и 11200 км/с.

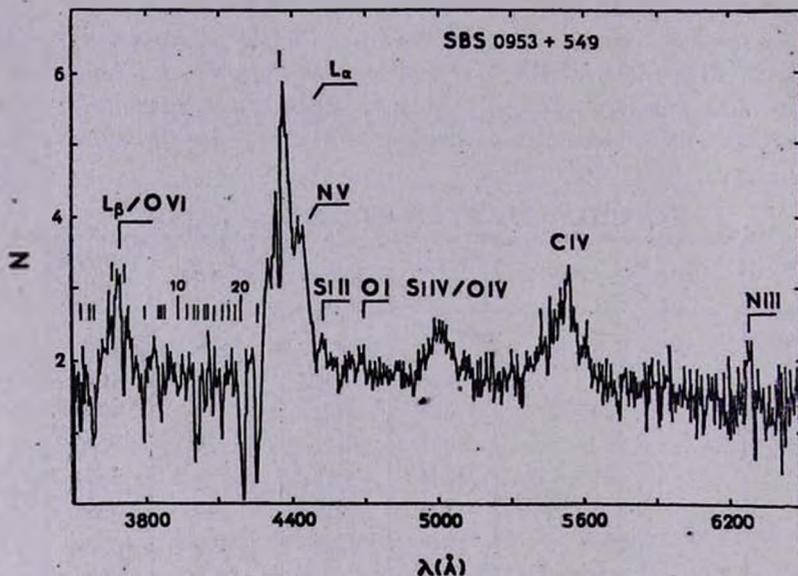


Рис. 1. Спектр квазара SBS 0953+549

Профили обнаруженных эмиссионных линий симметричны в пределах ошибок измерений. Линии  $L_\alpha$  и  $L_\beta/OVI$  сильно блендированы абсорбционными деталями, что затрудняет анализ. Однако профили  $L_\alpha$ , C IV и  $L_\beta/OVI$  качественно подобны, что свидетельствует о том, что они формировались в одной и той же области. Наряду с интенсивными линиями ионов высокой стадии ионизации (C IV, Si IV, NV, O VI) в спектре наблюдаются слабые линии иона Si II  $\lambda_0$  1264 и O I  $\lambda_0$  1304 Å.

*SBS 1116+603.* В спектре данного квазара наблюдаются две эмиссионные детали, которые отождествляются с линиями  $L_\alpha$  и  $L_\beta/OVI$  (рис. 2). Как и в других далеких квазарах, с коротковолновой стороны  $L_\alpha$  обнаружено множество абсорбционных деталей, которые сильно искажают про-

филь бленды  $L_3/O\ VI$  и голубое крыло  $L_2$ . В красном крыле  $L_2$  сильных абсорбционных деталей не зафиксировано. Поэтому, если предположить, что линия  $L_2$  симметрична, можно восстановить ее профиль, который, по-видимому, состоит из двух компонентов: широкого пьедестала и узкого пика. Полуширина узкого компонента  $L_2$  ( $FWHM = 3060$  км/с) несколько меньше среднего значения  $\langle FWHM \rangle = 5000$  км/с для квазаров, в то время как полуширина широкого компонента ( $FWHM = 19400$  км/с) почти в 4 раза превышает эту величину.

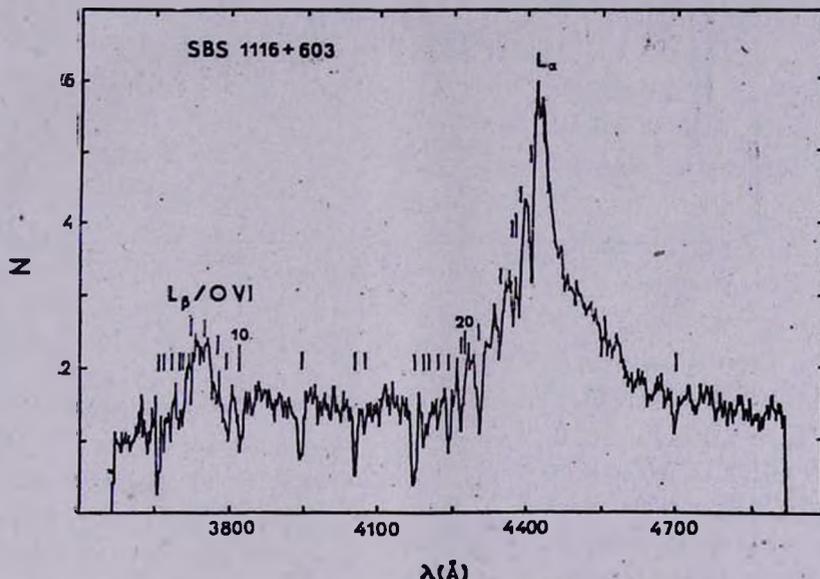


Рис. 2. Спектр квазара SBS 1116+603

Линия  $N\ V\ \lambda_0\ 1240$ , которая обычно наблюдается в красном крыле  $L_2$ , в спектре данного квазара отсутствует.

**SBS 1138+584.** В спектре этого объекта обнаружены три эмиссионные детали, которые однозначно отождествляются с линиями  $Si\ IV/O\ IV$ ,  $C\ IV$  и  $C\ III$ ] (рис. 3). На основе этого отождествления мы определили красное смещение квазара SBS 1138+584  $z_0 = 1.699$ . Отметим, что первоначально авторы SBS определили красное смещение этого квазара, как  $z_0 = 2.402$  [2], хотя в последующей публикации [4] отметили, что данное значение  $z_0$  нуждается в уточнении.

Обнаруженные эмиссионные линии симметричны в пределах ошибок измерений. В голубом крыле линии  $C\ III$ ], возможно, присутствует слабая

эмиссионная деталь, соответствующая линиям Al III  $\lambda_0$  1858 и/или Fe II  $\lambda_0$  1860 Å.

В спектре наблюдается также несколько узких абсорбционных линий.

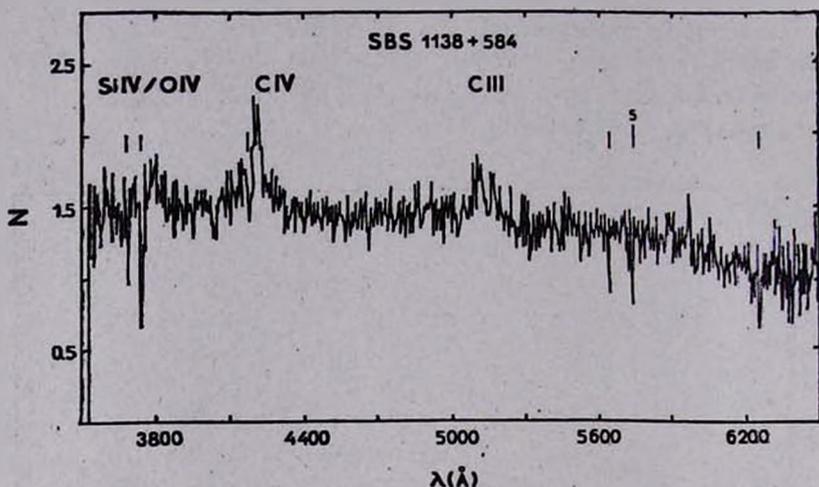


Рис. 3. Спектр квазара SBS 1138+584

4. 1) *Абсорбционные спектры.* В оптических спектрах далеких квазаров ( $z > 1$ ), как правило, присутствует большое число узких ( $FWHM \lesssim 150$  км/с) абсорбционных деталей. Их распределение по спектру неравномерно: с коротковолновой стороны от эмиссионной линии водорода  $H\text{I } L_\alpha$  — плотность абсорбционных деталей обычно в несколько раз выше, чем в длинноволновой.

Подобные спектры наблюдаются и в исследованных нами квазарах SBS 0953+549 и SBS 1116+603 (для квазара SBS 1138+584 линия  $L_\alpha$  не попадает в оптический диапазон).

Резкое увеличение числа абсорбционных деталей в диапазоне  $\lambda < \lambda_{L_\alpha}$  связывают с поглощением в резонансной линии водорода  $H\text{I } L_\alpha$  в веществе, физически не связанном с квазаром и расположенном на луче зрения между наблюдателем и квазаром [9], хотя, по-видимому, большая часть абсорбционных линий, которые наблюдаются в голубом крыле эмиссионной линии  $L_\alpha$  в диапазоне  $-20\,000$  км/с  $\lesssim \Delta\nu \lesssim 0$  км/с образуется в холодном газе, кинематически связанном с квазаром [12].

Основные абсорбционные детали, которые были обнаружены в квазарах SBS 0953+549, SBS 1116+603 и SBS 1138+584 перечислены в табл. 3—5, соответственно. В этих таблицах в вертикальных столбцах расположены: 1 — вакуумные значения наблюдаемых длин волн абсорбцион-

ных линий; 2 — эквивалентные ширины линий; 3 — название химического элемента; 4 — вакуумные значения лабораторных длин волн (взяты из работы [10]); 5 — соответствующие красные смещения отождествленных линий (латинскими буквами отмечены предполагаемые абсорбционные системы); 6 — абсолютные ошибки отождествлений. Следует отметить, что значения длин волн абсорбционных линий, которые наблюдались в диапазоне  $\lambda < 3800 \text{ \AA}$ , могут содержать систематические ошибки, связанные с отсутствием в наших калибровочных спектрах достаточного числа надежных реперных линий в указанном диапазоне. Эти линии отмечены в табл. 3—5 знаком «:».

Кроме перечисленных в этих таблицах абсорбционных линий в спектрах квазаров SBS 0953+549 и SBS 1116+603 в области  $\lambda < \lambda_{L_2}$  присутствует большое число более слабых абсорбционных деталей с эквивалентными ширинами  $W_\lambda \lesssim 1 \text{ \AA}$ , уровень обнаружимости которых не превышает  $3\sigma$  на наших спектрах.

2) *Абсорбционные системы. SBS 0953+549.* В спектре этого квазара в диапазоне 3500—6500  $\text{\AA}$  уверенно выделяются 22 абсорбционных детали, причем все они лежат в области  $\lambda < \lambda_{L_2}$ . В области  $\lambda > \lambda_{L_2}$  сильных абсорбционных деталей нет. Из обнаруженных 22 абсорбционных деталей 9 удается отождествить с линиями тяжелых элементов (C IV, Mg I, Mg II и Fe II) и 4 — с линиями водорода H I  $L_2$  и/или  $L_3$ . Отождествленные линии объединены в абсорбционные системы A, B, C и D по параметру  $z_a$ . При этом контролировалось выполнение условия  $|\lambda_{\text{обс}}^{\text{vac}} - \lambda_0(1 + \bar{z}_a)| < R$ , где  $R$  — ширина канала в  $\text{\AA}$ , а  $\bar{z}_a$  — среднее значение  $z$  для всех линий, входящих в систему.

Среди этих систем только система A с  $z_a = 0.3800$  имеет достаточно высокую статистическую значимость: среднее число  $M$  (метод расчета см. в работе [11]) ложных систем, подобных системе A, которые можно обнаружить в результате случайного совпадения длин волн в данном спектре квазара, равно  $4 \cdot 10^{-3}$ , в то время как для систем B, C и D значение  $M \sim 1$ .

В состав системы A входят линии Fe II  $\lambda_0$  2600, 2587  $\text{\AA}$ , дублет Mg II  $\lambda_0$  2804, 2796  $\text{\AA}$  и линия Mg I  $\lambda_0$  2853  $\text{\AA}$ , являющиеся основными опорными линиями в абсорбционных системах с  $0.2 \lesssim z_a \lesssim 1.5$  в хорошо изученных квазарах, как например, PHL 938:  $z_e = 1.95$  и  $z_a = 0.613$  [13]; Q 0453—423:  $z_e = 2.659$  и  $z_a = 1.149$  [14]; S5 0014 + 81:  $z_e = 3.38$  и  $z_a = 1.112$  [15, 16] и др.

Существенно, что для рассматриваемой системы также  $z_a \ll z_e$ . Для абсорбционных систем такого типа, красное смещение которых  $z_a$  значительно отличается от  $z_e$  ( $\Delta z \geq 0.5$ ) и в которых наблюда-

ются линии ионов низкой степени ионизации, было предположено [17, 18], что они образуются в межзвездном газе далеких галактик, случайно попавших на луч зрения между наблюдателем и квазаром. По этим причинам, по-видимому, система А в квазаре SBS 0953 + 549 должна иметь подобное происхождение. Оценка лучевых концентраций Fe II, Mg II и Mg I в поглощающей области с  $\bar{z}_a = 0.3800$  приводит к следующим значениям:  $N(\text{Fe II}) \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ,  $N(\text{Mg II}) \simeq 10^{14} \text{ см}^{-2}$  и  $N(\text{Mg I}) > 10^{13} \text{ см}^{-2}$ .

Таблица 3

АБСОРБЦИОННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ КВАЗАРА SBS 0953+549

	Наблюдение		Ион	Оттождествление		$\Delta\lambda$ (А)	
	$\lambda_{\text{obs}}^{\text{vac}}$ (А)	$W_\lambda$ (А)		$\lambda_0$ (А)	$z_a$		
1	3533:	3.3					
2	3569:	2.0	Fe II	2586.7	0.380 (А)	-0.9	
3	3584:	8.4	Fe II	2600.2	(А)	бленда	
4	3666:	1.8	HI L $\beta$	1025.7	2.574 (D)		-1.2
5	3709:	6.0					
6	3794.2	6.9					
7	3859.1	4.6	Mg II	2796.4	0.3800 А	-0.2	
8	3869.3	3.0	Mg II	2803.6	0.3801 А	0.1	
9	3879.8	2.0					
10	3937.7	4.0	Mg I	2853.0	0.3802 А	0.3	
11	3964.8	2.2					
12	4004.9	7.5	Mg II	2796.4	0.4322 В	-1.1	
13	4017.4	6.0	Mg II	2803.6	0.4329 В	1.1	
14	4043.8	2.4	C IV	1548.2	1.6119 С	0.2	
15	4050.3	1.7	C IV	1550.8	1.6117 С	-0.1	
16	4075.4	5.1					
17	4115.2	7.7					
18	4143.9	2.5					
19	4165.4	2.6					
20	4195.9	25.0	HI L $\alpha$	1215.7	2.4514		
21	4259.1	17.0	HI L $\alpha$	1215.7	2.5034		
22	4348.1	3.0	HI L $\alpha$	1215.7	2.5766 D	1.6	

Примечание.  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{obs}}^{\text{vac}} - \lambda_0(1 + \bar{z}_a)$ .

Кроме системы А в спектре SBS 0953+549 обращают на себя внимание две сильные ( $\tau \sim 1$ ) абсорбционные линии с  $\lambda = 4196$  и  $4259$  А, эквивалентные ширины  $W_\lambda$  которых соответственно равны 25 и 17 А, что однозначно указывает на природу этих линий — резонансное поглощение

э линии  $L_{\alpha}$  атомарного водорода H I. Каждая из линий имеет симметричный профиль. Обе они расположены в голубом крыле эмиссионной линии  $L_{\alpha}$  и смещены относительно ее пика на 11200 км/с и 6600 км/с, соответственно. Полуширины этих линий в несколько раз превышают полуширину инструментального контура, поэтому имеет смысл оценка дисперсии скоростей газа, в котором образовались данные линии: для линии 4196 А  $FWHM = 1700$  км/с, а для линии 4259 А  $FWHM = 1000$  км/с. Эти ширины значительно превосходят средние значения ширин узких абсорбционных деталей в квазарных спектрах, для которых  $FWHM \leq 150$  км/с, но, в то же время, почти в 20 раз меньше ширин широких абсорбционных деталей, которые наблюдаются в BAL-квазарах, где  $FWHM = 20\,000\text{—}30\,000$  км/с [12]. Значения сопутствующих эквивалентных ширин ( $W_{\lambda} = W_{\lambda}/(1 + z_a)$ ) линий 4196 и 4259 А соответствуют лучевым концентрациям водорода  $N(\text{H I}) \approx 10^{20} \text{ см}^{-2}$  и  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ .

Отметим также, что на длине волны  $\lambda = 4604$  А наблюдается слабая абсорбционная деталь, ширина и положение которой соответствует линиям C II  $\lambda_0$  1334.5 и C II\*  $\lambda_0$  1335.7 А, имеющим такое же красное смещение  $z_a = 2.451$ , как и линия  $L_{\alpha}$   $\lambda$  4196 А. К этой же системе могла бы принадлежать и линия  $\lambda = 4348$  А, отождествляемая с линией Si II  $\lambda_0$  1260 А. Дальнейшие наблюдения с более высоким спектральным разрешением позволили бы уточнить природу этих абсорбционных деталей.

**SBS 1116+603.** В спектре этого квазара в диапазоне 3600—4850 А обнаружено 27 абсорбционных деталей. Из них 26 лежат в области  $\lambda < \lambda_{L_{\alpha}}$  и 1 — в области  $\lambda > \lambda_{L_{\alpha}}$ . Среднее расстояние между абсорбционными деталями в спектральном диапазоне  $\lambda < \lambda_{L_{\alpha}}$  в этом квазаре примерно такое же, как и в квазаре SBS 0953+549, имеющем близкое значение  $z_a$ . Среди перечисленных в табл. 4 абсорбционных линий удается отождествить лишь дублет C IV (система E) и четыре пары  $L_{\alpha}/L_{\beta}$  линий (системы A, B, C, D). Ближайшая к эмиссионной области пара A смещена относительно пика эмиссионной линии  $L_{\alpha}$  на  $\Delta v \approx -80$  км/с, а самая удаленная — на  $\Delta v \approx -4400$  км/с. Поэтому системы A, B, C, D являются, с большой вероятностью, системами „внутреннего“ происхождения, т. е. образуются в оболочке квазара. Что касается системы E, в которой линии дублета C IV смещены относительно эмиссионной линии  $L_{\alpha}$  на  $\Delta v \approx -81\,000$  км/с, то она могла бы относиться к системам „внешнего“ происхождения, однако данная система должна рассматриваться как возможная, поскольку мы не можем сейчас проверить, имеется ли в этой системе абсорбционная линия  $L_{\alpha}$  ( $\lambda_{\text{лабл.}} = 3351$  А), так как она не попадает в исследованный нами спектральный диапазон.

*SBS 1138+584*. Среди трех исследованных в этой работе квазаров данный объект имеет наименьшее красное смещение эмиссионных линий  $z_e = 1.699$ , при котором эмиссионная линия  $L_\alpha$  не попадает в оптический диапазон. Поэтому все абсорбционные детали, которые обнаружены в спек-

Таблица 4

АБСОРБЦИОННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ КВАЗАРА *SBS 1116+603*

	Наблюдение		Ион	Отождествленно		$\Delta\lambda$ (Å)
	$\lambda_{\text{obs}}^{\text{vac}}$ (Å)	$\lambda_{\lambda}$ (Å)		$\lambda_0$ (Å)	$z_a$	
1	3658:	5.7				
2	3669:	2.1	HI $L_\beta$	1025.7	2.578 (D)	0.5
3	3685:	1.4	HI $L_\beta$	1025.7	2.593 (C)	-0.4
4	3699:	2.4	HI $L_\beta$	1025.7	2.607 (B)	-0.7
5	3707:	1.7				
6	3724:	1.1	HI $L_\beta$	1025.7	2.631 (A)	1.7
7	3748:	0.6				
8	3771:	2.4				
9	3795.2	6.0				
10	3823.3	7.0				
11	3944.5	4.8				
12	4054.4	6.1				
13	4073.4	2.4				
14	4172.8	8.2				
15	4191.1	3.9				
16	4200.0	2.0				
17	4222.4	2.7				
18	4241.9	5.7				
19	4266.6	3.5	C IV	1548.2	1.7558 E	-0.2
20	4274.3	2.4	C IV	1550.8	1.7562 E	0.3
21	4303.5	4.7				
22	4346.2	2.5	HI $L_\alpha$	1215.7	2.5751 D	-1.8
23	4368.2	1.1	HI $L_\alpha$	1215.7	2.5932 C	0.1
24	4374.6	1.6				
25	4385.0	2.3	HI $L_\alpha$	1215.7	2.6070 B	0.0
26	4409.5	3.2	HI $L_\alpha$	1215.7	2.6271 A	-2.3
27	4697.8	2.0				

Примечание.  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{obs}}^{\text{vac}} - \lambda_0(1 + z_a)$ .

тре этого квазара, лежат в диапазоне  $\lambda > \lambda_{L_\alpha}$ . В этом случае, в отличие от первых двух квазаров, в диапазоне  $\lambda > \lambda_{L_\alpha}$  наблюдается 6 сильных абсорбционных деталей. Три из них уверенно отождествляются с линиями

Fe II, входящими в систему А с  $\bar{z}_a = 1.4082$ . В диапазоне 3600—6300 Å самая интенсивная абсорбционная линия с длиной волны  $\lambda = 3742$  Å ( $W_\lambda = 8$  Å) является, по-видимому, блендой линий дублета C IV из системы А (табл. 5). Величина  $M$ , характеризующая статистическую значи-

Таблица 5  
АБСОРБЦИОННЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРЕ КВАЗАРА SBS 1138+584

	Наблюдение		Ион	Отождествление		$\Delta\lambda$ (Å)
	$\lambda_{\text{obs}}^{\text{vac}}$ (Å)	$W_\lambda$ (Å)		$\lambda_0$ (Å)	$z_a$	
1	3683:	1.9				
2	3741:	8.0	C IV?	1549	1.41 (A)	
3	4178.1	3.5	C IV	1549	1.6973 B	0.0
4	5646.1	1.2	Fe II	2344.3	1.4084 A	0.6
5	5739.5	2.4	Fe II	2382.8	1.4087 A	1.2
6	6260.0	2.5	Fe II	2600.2	1.4075 A	-1.8

Примечание.  $\Delta\lambda = \lambda_{\text{obs}}^{\text{vac}} - \lambda_0(1 + \bar{z}_a)$ .

мость системы А, равна в этом случае  $10^{-3}$ . Отношение эквивалентных ширин линий Fe II примерно пропорционально отношению сил осцилляторов, т. е. линии лежат на линейной части кривой роста, где  $W_\lambda \sim N$ . При этом концентрация на луче зрения ионов железа в системе А оказывается равной  $N(\text{Fe II}) \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

Авторы благодарны Комиссии по тематике 6-м телескопа АН СССР за предоставленное время для проведения этих наблюдений и искренне признательны сотрудникам САО АН СССР В. А. Липовецкому, В. П. Михайлову и В. Л. Афанасьеву за помощь в организации и проведении наблюдений на БТА.

Физико-технический ин-т  
им. А. Ф. Иоффе

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

SPECTRAL STUDY OF QUASARS FROM THE SECOND  
BYURAKAN SURVEY OF THE NORTH HEMISPHERE. I.  
THE QUASARS SBS 0953 + 549, SBS 1116 + 603 AND  
SBS 1138 + 584

S. A. LEVSHAKOV, D. A. VARSHALOVICH, E. A. NAZAROV

Three new optically-selected quasars, SBS 0953 + 549 ( $z_s = 2.580$ ), SBS 1116 + 603 ( $z_s = 2.628$ ) and SBS 1138 + 584 ( $z_s = 1.699$ ), have

been studied at  $\sim 3.5 \text{ \AA}$  resolution using the image photon counting system (IPCS) mounted on the SP-124 spectrograph of the 6-m telescope. Spectra of these quasars are described and briefly discussed. A tentative evidence is presented for the twocomponent structure of the  $L_{\alpha}$  emission line in the SBS 1116 + 603: a narrow spike ( $\text{FWHM} \approx 3000 \text{ km/s}$ ) and broad pedestal ( $\text{FWHM} \approx 19400 \text{ km/s}$ ). The profile of the  $L_{\alpha}$  emission line in the SBS 0953 + 549 is similar to the P-Cygni profiles from expanding stellar envelopes: there are two deep ( $\tau \sim 1$ ) and broad ( $\text{FWHM} \approx 1700$  and  $1000 \text{ km/s}$ ) absorption features at  $z_{\alpha} = 2.451$  and  $2.503$  which are identified as  $L_{\alpha}$  absorption lines. Symmetric profiles of these lines correspond to  $N(\text{H}) \approx 10^{20}$  and  $5 \cdot 10^{19} \text{ atom cm}^{-2}$  respectively. Column densities have also been estimated for heavy elements found at  $z_{\alpha} = 0.3800$  (SBS 0953 + 549) and at  $z_{\alpha} = 1.4082$  (SBS 1138 + 584). Absorption line densities in these and other quasars are compared.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Астрон. циркуляр, № 1141, 1, 1980.
2. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Астрон. циркуляр, № 1142, 1, 1980.
3. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Астрон. циркуляр, № 1265, 1, 1983.
4. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 19, 29, 1983.
5. Н. Н. Сохов, Изв. Спец. астрофиз. обсерв. СССР, 22, 73, 1986.
6. К. Davidson, H. Netzer, Rev. Mod. Phys., 51, 715, 1979.
7. J. Kwan, J. H. Krollik, Astrophys. J., 250, 478, 1981.
8. J. Kwan, T. J. Carroll, Astrophys. J., 261, 25, 1982.
9. W. L. W. Sargent, P. J. Young, A. Boksenberg, D. Tytler, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 41, 1980.
10. D. C. Morton, Astrophys. J., 222, 863, 1978.
11. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, Астрофизика, 18, 49, 1982.
12. R. J. Weymann, R. F. Carswell, M. G. Smith, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 19, 41, 1981.
13. E. M. Burbidge, C. R. Lynds, A. Stockton, Astrophys. J., 152, 1077, 1968.
14. R. F. Carswell, M. G. Smith, J. A. J. Whelan, Astrophys. J., 216, 351, 1977.
15. С. А. Левшаков, Астрон. циркуляр, № 1430, 1, 1986.
16. С. А. Левшаков, Д. А. Варшалович, Е. А. Назаров, А. Ф. Фоменко, Астрон. ж., 63, 111, 1986.
17. J. N. Bahcall, Astron. J., 76, 283, 1971.
18. B. M. Peterson, P. Strittmatter, Astrophys. J., 226, 21, 1978.

УДК: 524.45NGC:520.8

## СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТА. МАРКАРЯН 71

Н. К. АНДРЕАСЯН, А. Н. БУРЕНКОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 5 февраля 1986

Принята к печати 20 августа 1986

Представлены результаты спектрофотометрического исследования и изоденсы объекта Марк 71. Определены физические условия и химический состав четырех сгущений этого объекта.

1. *Введение.* Объект Марк 71 = NGC 2363 является огромным комплексом H II-областей, расположенным в юго-восточной части иррегулярной галактики NGC 2366 [1, 2]. Эта карликовая галактика находится довольно близко от нашей Галактики ( $R = 3.3$  Мпк), хорошо разрешается на яркие звезды и H II области, благодаря чему была использована для калибровки внегалактических расстояний [3—5]. По-видимому, спектр объекта Марк 71 впервые был получен Вокулерами [6], отметившими, что в спектре юго-восточной части NGC 2366 наблюдаются эмиссионные линии.

Оценки блеска и цветов Марк 71 приведены в работах Дибая [7] и Видмана [8]. Радионаблюдения Марк 71 выполнены Туаном и Мартином [9], Фишером и Тулли [10], а NGC 2366—Гутенхайм [11] и Дином и Девисом [12].

Комплексные оптические и радионаблюдения Марк 71, выполненные Кенникутом и др. [13], показали, что количество поглощающей материи в ней небольшое, а излучающий газ имеет необычно высокую степень ионизации. Делается предположение о наличии необычного энергетического источника ионизации в этом объекте.

В настоящей статье приведены результаты детального спектрофотометрического исследования Марк 71.

2. *Наблюдательный материал.* Две фотографии Марк 71 получены 21/22 и 22/23 октября 1984 г. на телескопе Цейсс-600 САО АН СССР.

Обе фотографии с экспозициями 20 и 40 мин. снимались на эмульсии А-500Н, очувствленной прогревом в  $H_2$ .

Получены 43 спектрограммы Марк 71 в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР. Основные данные о спектрограммах приведены в табл. 1. Ширина щели спектрографа во время всех наблюдений была равна 0.15 мм.

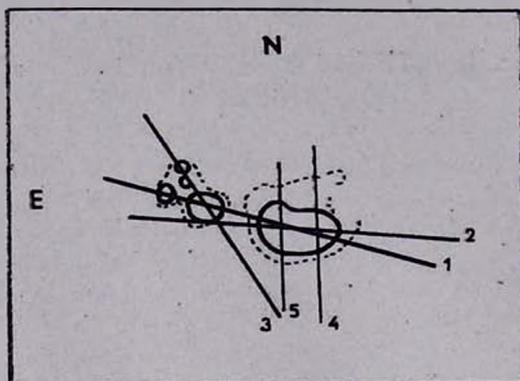


Рис. 1. Положения щели спектрографа при спектральных наблюдениях.

Схематическая картина Марк 71 и положения щели спектрографа показаны на рис. 1. На рис. 2 приведены репродукции спектрограмм, полученных при положениях щели 1, 2 и 3.

Для калибровки спектральной чувствительности аппаратуры наблюдались стандартные звезды Feige 34, Feige 56, HZ-15 и BD+25°3941, спектрофотометрические данные которых приведены в работе Стоуна [14].

**2. Результаты наблюдений.** На рис. 3 приведена картина изоденс Марк 71, построенная по полученной на Цейсс-600 фотографии (экспоз. 40<sup>м</sup>), с помощью системы AMD-1, в ВЦ САО АН СССР. Градация плотностей выбрана таким образом, что внешняя изофота соответствует почернению 0.025, следующая — 0.05, затем с шагом  $\Delta D = 0.05$  градации доведены до 0.4D, после чего шаг увеличен до  $\Delta D = 0.1$ . Масштаб обозначен на рисунке.

На картинах изоденс хорошо видна сложная структура галактики Марк 71, состоящей из четырех отдельных конденсаций, которые из-за малого масштаба попарно слились и выглядят как две вытянутые и соприкасающиеся области.

Благодаря большому масштабу в первичном фокусе 6-м телескопа спектры этих четырех конденсаций удалось получить отдельно. На рис. 3 эти конденсации обозначены римскими цифрами I, II, III и IV.

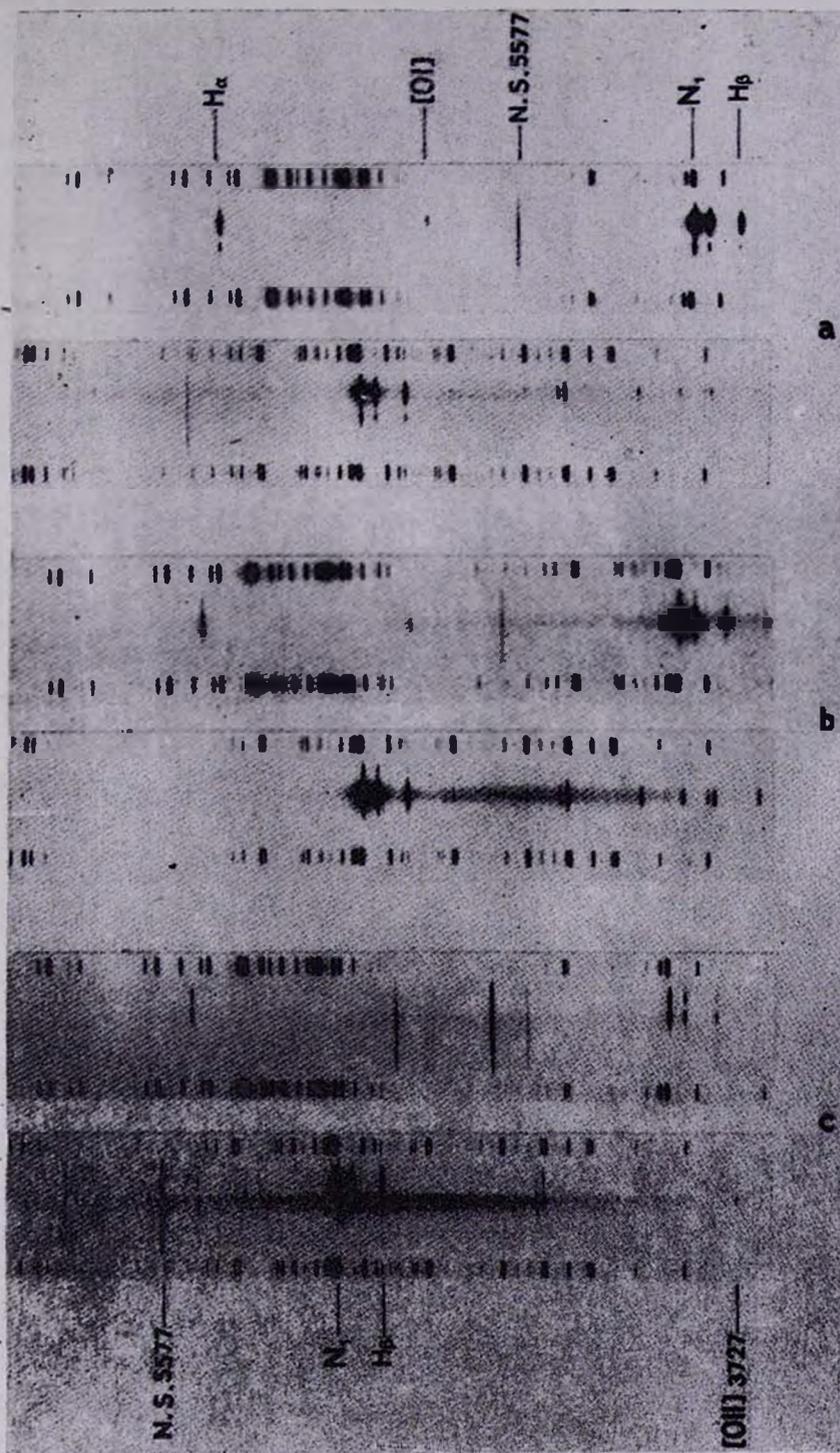


Рис. 2. Спектрограммы Марк 71, полученные при положении щели спектрографа 1 (а), 2 (б) и 3 (с).

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ МАРК 71

Таблица 1

№ п/л.	Дата	Положе- ние щели	Аппаратура	Диспер- сия (А/мм)	Спектр. диапазон А	Экспоз.
4	30/31.01.78	1	СП-160+М9-ЩВ	50	5800-7000	10 мин
5	"	"	"	"	"	5 "
6	"	"	"	"	3700-5050	10 "
7-	"	"	"	"	"	5 "
16	5/6.03.79	1	"	"	5800-7000	6 "
17	"	"	"	"	"	12 "
18	"	"	"	"	4800-6000	6 "
19	"	"	"	"	"	12 "
20	"	"	"	"	3700-5050	6 "
21	"	"	"	"	"	12 "
22	6/7.03.79	"	"	"	"	12 "
23	"	4	"	"	"	" "
24	"	"	"	"	4800-6000	" "
25	"	"	"	"	"	" "
26	"	5	"	"	"	20 "
27	6/7.03.79	5	"	"	"	" "
28	"	"	"	"	3700-5050	" "
465а, б	10/11.01.83	4	СП-160+УМК-91В	"	"	1 "
465в, г	"	"	"	"	"	30 с
476а	11/12.01.83	3	"	"	"	5.5 мин
476б, в	"	"	"	"	"	2.1 "
476г, д	"	"	"	"	"	30 и 15 с
468а	"	"	"	"	4800-6000	5 мин
468б, в	"	"	"	"	"	2 и 1 "
468г	"	"	"	"	"	30 с
469а, б, в, г	"	"	"	"	5800-7000	10, 5, 2, 1 мин
495а, б, в	20/21.10.84	1	УАГС+УМК-91В	100	3500-5900	5, 2, 1 "
496а, б, в	"	"	"	"	4400-6900	3, 2, 1 "
497	"	2	"	"	"	15 "
498	"	"	"	"	3500-5900	" "
501а, б	"	3	"	"	4400-6900	3 и 1 "
502а, б	"	"	"	"	3500-5900	" "

На спектрограммах, полученных при положении щели 1, зафиксированы спектры конденсаций I, II, III и IV (рис. 2), при положении 2—спектры конденсаций I и II и южного края III конденсации, а при положении 3—спектры только III и IV конденсаций. При положениях же 4 и 5 получились спектры только I и только II конденсаций, соответственно. Расстояния конденсаций II, III и IV от самой яркой I равны  $5''$ ,  $18''$  и  $23''$ , соответственно, что в линейных размерах соответствует примерно 80 пк, 290 пк, 370 пк.

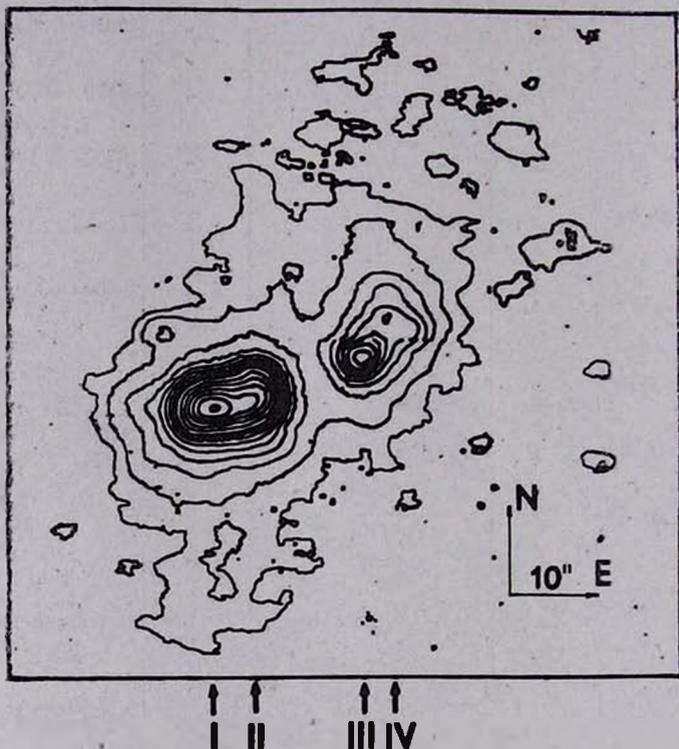


Рис. 3. Изодециметровая картина Марк 71.

Спектрограммы записывались с помощью системы PDS-1010A. При фотометрии характеристическая кривая строилась в бейкеровских плотностях [15].

Результаты спектрофотометрии эмиссионных линий четырех конденсаций Марк 71 приведены в табл. 2. В последней строке таблицы приведены значения логарифмического коэффициента покраснения  $C(H\beta)$ , вычисленные в предположении, что бальмеровские линии во всех четырех спектрах имеют рекомбинационное происхождение. Коэффициенты поглощения взяты из работы Калера [16]. Следует отметить, что спектральные характеристики.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В СПЕКТРАХ  
ЧЕТЫРЕХ КОНДЕНСАЦИЙ МАРК 71

$\lambda_0$	Ион	$I(\lambda)/I(H\beta)_{\text{нспр.}}$			
		I	II	III	IV
7136	[Ar III]	0.041	—	—	—
7065	He I	0.019	—	0.076	—
6731	[S II]	0.032	0.024	0.033	—
6717	[S II]	0.041	0.021	0.031	—
6678	He I	0.025	0.036	0.015	—
6584	[N II]	0.13	0.035	—	—
6563	H $_{\alpha}$	2.86	2.87	2.86	2.86
5876	He I	0.074	0.080	0.10	—
5007	[O III]	7.16	7.56	5.00	6.80
4959	[O III]	2.56	2.44	1.73	2.35
4861	H $\beta$	1.00	1.00	1.00	1.00
4740	[Ar IV]	0.039	0.019	—	—
4715	[Ne IV]+He I	0.029	0.012	—	—
4686	He II	0.008	0.015	—	—
4574	Mg I?	0.028	—	—	—
4531	He II?	0.035	—	—	—
4470	He I	0.033	0.021	—	—
4363	[O III]	0.15	0.12	0.11	0.11
4340	H $_{\gamma}$	0.47	0.45	0.46	0.44
4102	H $_{\delta}$	0.24	0.23	0.25	0.24
4076	[S II]	0.022	—	—	—
4069	[S II]	0.035	—	—	—
4026	He I	0.032	0.024	—	—
3970	H $_{\gamma}$ +He I+[Ne III]	0.28	0.20	0.12	0.14
3889	H $_{\delta}$ +He I	0.13	0.12	0.10	0.12
3869	[Ne III]	0.48	0.32	0.15	0.22
3835	H $_{\beta}$	0.074	0.058	—	—
3798	H $_{10}$	0.053	0.040	—	—
3771	H $_{11}$	0.050	—	—	—
3750	H $_{12}$	0.045	—	—	—
3727	[O II]	0.39	0.58	0.35	0.56
C (H $\beta$ )	-	0.33	0.32	0.41	0.42

Марк 71 существенно не изменились за время, прошедшее между нашими первыми и последними наблюдениями (примерно 6 лет), и поэтому значения относительных интенсивностей усреднялись по всем имеющимся спектрограммам. Средние значения относительных интенсивностей, приведенные в табл. 2, исправлены за покраснение. Отклонения от средних значений относительных интенсивностей не превышают 15%, но для слабых, недодержанных и передержанных линий — 30%.

3. *Физические условия и химический состав.* Благодаря тому, что в спектрах всех четырех областей Марк 71 наблюдается авроральная линия [O III]  $\lambda$  4363, имеется возможность непосредственно вычислить электронную температуру этих областей по методу Амбарцумяна. Электронная же плотность оценена по отношению интенсивностей линий [S II]  $\lambda$  6717 и 6731. В табл. 3 приведены значения электронной температуры, электронной плотности, внутреннего поглощения  $A_V$  в звездных величинах, вычисленного по логарифмическим коэффициентам поглощения (галактическое поглощение принято равным  $0^m08$  [3, 17]), индекс возбуждения  $r = I$  ([O III]  $\lambda$  5007 + 4959) /  $I$  ([O II]  $\lambda$  3727), классификационные параметры  $\langle E \rangle$  и (3727/5007) по Болдуину и др. [18]. В той же таблице с целью сравнения приведены некоторые параметры объектов Марк 59 и II Zw 40, взятые из работы [19], считающихся, как и Марк 71 внегалактическими комплексами H II-областей.

Таблица 3

Параметр	I	II	III	IV	Марк 59	II Zw 40
$T_e \cdot 10^{-4}$ К	1.50	1.35	1.54	1.35	1.20	1.45
$N_e \cdot 10^{-2}$ см $^{-2}$	3.00	6.50	8.50	—	10	10
$A_V$	0.48	0.42	0.53	0.65	—	2.5
$\langle E \rangle$	0.11	-0.019	0.25	0.30	—	—
(3727/5007)	-1.29	-1.11	-1.22	-1.08	—	—
$r$	28.91	12.91	16.41	21.28	7.1	10

Как видно из табл. 3, степень ионизации и электронная температура во всех четырех областях Марк 71 порядка или выше, чем в Марк 59 и II Zw 40, которые, в свою очередь, по этим параметрам превосходят нормальные H II-области. Отсюда можно сделать вывод, что либо ионизация в конденсациях Марк 71 происходит по иному механизму, чем в нормальных H II-областях, либо источники ионизирующего излучения в них отличаются от таковых в H II-областях.

Отсутствие линий [O I] в спектрах рассматриваемых областей исключает возможность ионизации газа ударной волной. Нет также непосред-

ственных свидетельств в пользу ионизации нетепловыми источниками излучения. К тому же, на классификационной схеме Болдуина и др. [18] все четыре области занимают среднее между планетарными туманностями и Н II областями положение. Поэтому спектральные характеристики рассматриваемых областей можно объяснить, если предположить, что ионизация в них происходит под действием излучения звезд более горячих, чем звезды OB главной последовательности.

Уже известны примеры гигантских Н II-областей, таких, как 30 Дог, в которых обнаружены горячие звезды типа WR (см., например, [20, 21]).

Таким образом, имеются серьезные основания для предположения, что в сгущениях Марк 71 ионизация газа происходит под влиянием излучения звезд типа WR.

По относительным интенсивностям эмиссионных линий, приведенным в табл. 2, можно оценить относительное содержание соответствующих ионов и элементов в излучающем газе. Относительное содержание ионов  $O^+$ ,  $O^{++}$ ,  $N^+$ ,  $Ne^+$  и  $S^+$  определялось по формулам, данным в работе [22], а  $He^+$  и  $He^{++}$  — по формулам из работы [23]. Для I и II областей  $N(He^+)/N(H^+)$  принималось как среднее из трех значений, определенных по линиям  $\lambda$  5876 А,  $\lambda$  4471 А и  $\lambda$  4026 А. В спектре III области наблюдается только линия He I  $\lambda$  5876, и поэтому содержание  $He^+$  определялось только по этой линии. Относительное содержание  $He^{++}$  определялось по линии  $\lambda$  4686 А. Отметим также, что при вычислении относительного содержания  $S^+$  были использованы новые данные, приведенные в работе [24]. Значения относительного содержания ионов в четырех областях Марк 71 приведены в табл. 4.

Таблица 4

## ОТНОСИТЕЛЬНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ИОНОВ

	I	II	III	IV
$N(He^+)/N(H^+) \cdot 10^3$	9.12	7.30	8.24	—
$N(He^{++})/N(H^+) \cdot 10^3$	0.74	1.32	—	—
$N(O^+)/N(H^+) \cdot 10^6$	3.84	8.85	7.14	9.67
$N(O^{++})/N(H^+) \cdot 10^5$	8.43	11.61	9.50	11.32
$N(N^+)/N(H^+) \cdot 10^7$	9.53	3.24	—	—
$N(Ne^+)/N(H^+) \cdot 10^5$	1.41	1.31	0.80	1.00
$N(S^+)/N(H^+) \cdot 10^7$	1.78	1.39	2.33	—

Относительное содержание элементов O, N, Ne определено по ионизационно-коррекционному методу [22]. В областях I и II содержание гелия определялось как сумма количества ионов в двух стадиях ионизации, а вклад

нейтрального гелия учтен с помощью коррекционного коэффициента, приведенного в работе [25]. Для третьей области можно было оценить только нижний предел относительного содержания гелия. На полученных нами спектрограммах конденсаций Марк 71 наблюдаются линии лишь однажды ионизированной серы —  $S^+$ . Поскольку степень возбуждения газа довольно высокая, следует ожидать присутствия ионов серы более высоких стадий ионизации, но их количество невозможно оценить непосредственно. В этом случае, как показано в работе [26], определение относительного содержания серы недостоверно. В табл. 5 приведены значения относительного содержания элементов в четырех областях Марк 71 и, для сравнения, соответствующие значения для Солида [27] и галактических Н II-областей [28].

Таблица 5

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ

Элемент	$12 + \lg N(X)/N(H)$					
	I	II	III	IV	НII-обл.	Солиде
He	10.97	10.88	10.92	—	11.07	10.83
O	7.94	8.10	8.01	8.09	8.60	8.84
N	7.34	6.65	—	—	7.59	7.94
Ne	7.17	7.15	6.34	7.03	8.10	7.99
Y	0.27	0.23	0.25	—		
Z	0.0023	0.0023	0.0027	0.0032		

В последних двух строках табл. 5 приведены значения содержания гелия (Y) и тяжелых элементов (Z) по массе.

4. *Обсуждение результатов.* В статье рассматривается интересный как по своей морфологии, так и по спектральным особенностям объект NGC 2363, являющийся наиболее яркой частью галактики NGC 2366. Сам объект NGC 2363 состоит из четырех ярких голубых образований и включен в список галактик с УФ-избытком под номером 71 [29]. Два наиболее ярких образования были изучены ранее Кенникутом и др. [13], наблюдательные данные которых хорошо согласуются с нашими. Два более слабых исследованы в настоящей работе впервые. Морфологические и спектральные данные указывают на то, что здесь мы имеем дело с гнездом Н II-областей или звездными ассоциациями. Однако эти области по некоторым характеристикам отличаются от нормальных Н II-областей.

Значения электронной температуры и степень возбуждения ионизованного газа во всех четырех областях оказались выше, чем в нормальных Н II-областях, а механизм ионизации, судя по относительным интенсивностям линий, — фотоионизационный. Внутреннее поглощение во всех обла-

стях небольшое. Судя по всему, источники ионизации в сгущениях Марк 71 отличаются от таковых в нормальных H II-областях.

В недавней работе Терлевича и Мельника [30] показано, что вследствие потери масс в результате звездных ветров эффективные температуры образованных в H II-областях массивных звезд могут достичь значений более чем  $1 \times 10^5$  К. Присутствие таких звезд обеспечило бы высокую степень ионизации в сгущениях Марк 71, но в этом случае следовало бы ожидать присутствия сильной линии He II 4686. Причина высоких значений электронной температуры и степени ионизации заключается, вероятно всего, в сильном дефиците тяжелых элементов во всех наблюдаемых областях (табл. 5). При наблюдаемых значениях химического состава комплекс горячих звезд главной последовательности мог бы обеспечить наблюдаемые у всех сгущений Марк 71 спектральные признаки. Таким образом, Марк 71 состоит из четырех молодых комплексов горячих звезд, погруженных в газовую среду с дефицитом тяжелых элементов. Интересно отметить, что размеры комплексов не превосходят 100 пк, т. е. порядка размеров нормальных звездных ассоциаций. Модели таких областей, в которых за короткий промежуток времени образуются несколько сот массивных звезд, рассчитаны Мельником и др. [31]. Полученные нами значения электронной температуры и относительного количества тяжелых элементов находятся в хорошем согласии с модельными значениями, рассчитанными для областей бурного звездообразования.

Авторы выражают глубокую благодарность др. Р. Терлевичу за полезное обсуждение работы.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

Специальная астрофизическая  
обсерватория АН СССР

## SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF MARKARIAN 71

N. K. ANDREASIAN, A. N. BURENKOV, E. YE. KHACHIKIAN

The results of spectrophotometric investigation and isodensities of Mark 71 are presented. Physical parameters and chemical abundances of four regions in Mark 71 are determined.

### ЛИТЕРАТУРА

1. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, M. G. Corwin, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, University of Texas Press, Austin, 1976.
2. J. P. Huchra, Astrophys. J. Suppl. Ser., 35, 171, 1977.

3. *A. Sandage, G. A. Tamman, Astrophys. J.*, 190, 525, 1974.
4. *A. Sandage, G. A. Tamman, Astrophys. J.*, 190, 603, 1974.
5. *A. Sandage, G. A. Tamman, Astrophys. J.*, 210, 7, 1976.
6. *A. de Vaucouleurs, G. de Vaucouleurs, Astron. J.*, 72, 730, 1976.
7. Э. А. Дубай, *Астрофизика*, 6, 350, 1970.
8. *D. W. Weedman, Astrophys. J.*, 183, 29, 1973.
9. *T. X. Thuan, G. E. Martin, Astrophys. J.*, 247, 823, 1981.
10. *J. R. Fisher, R. B. Tully, Astron. and Astrophys.*, 44, 151, 1975.
11. *L. Gouguenheim, Astron. and Astrophys.*, 3, 281, 1969.
12. *J. F. Dean, R. D. Davies, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 170, 503, 1975.
13. *R. Kennicutt, B. Balick, T. Heckman, Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 92, 134, 1980.
14. *R. P. Stone, Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
15. *G. de Vaucouleurs, Appl. Opt.*, 7, 1513, 1968.
16. *J. B. Kaler, Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 31, 517, 1976.
17. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, Astrophys. J.*, 224, 710, 1978.
18. *J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich, Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 93, 5, 1981.
19. *D. Alloin, J. Bergeron, D. Pelat, Astron. and Astrophys.*, 70, 141, 1978.
20. *S. D'Odorico, M. Rosa, Astrophys. J.*, 248, 1015, 1981.
21. *S. D'Odorico, M. Rosa, E. J. Wampler, ESO, Csi. Prepr.*, 243, 1983.
22. *M. Peimbert, R. Costero, Boll. Observ. Tonantzintla*, 5, 3, 1969.
23. *T. Barker, Astrophys. J.*, 220, 193, 1978.
24. *A. K. Pradhan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 184, 89, 1978.
25. *J. Legoux, M. Peimbert, H. F. Serrano, S. Torres-Peimbert, Astron. and Astrophys.*, 80, 155, 1979.
26. *M. Dennfeld, G. Stasinska, Astron. and Astrophys.*, 118, 234, 1983.
27. *A. G. W. Cameron, Essays in Nuclear Astrophysics*, eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1982, p. 23.
28. *S. A. Hawley, Astrophys. J.*, 224, 417, 1978.
29. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 1969.
30. *R. Terlevich, J. Melnick, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 213, 841, 1985.
31. *J. Melnick, R. Terlevich, P. P. Eggleton, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 216, 255, 1985.

УДК 524.3—54—44

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ НАЧАЛЬНОЙ И КОНЕЧНОЙ  
МАССАМИ ДЛЯ ЗВЕЗД МАЛЫХ И СРЕДНИХ МАСС

Ю. Л. ФРАНЦМАН

Поступила 18 марта 1986

Принята к печати 20 июля 1986

Путем приближенного вычисления эволюции звезд разных масс до стадии белого карлика получены зависимости между начальной  $M_i$  и конечной  $M_f$  массами звезд для  $M_i$  в диапазоне  $1-8 M_\odot$ , при различных предположениях о потере массы на стадии асимптотической ветви гигантов. Показано, что зависимость  $M_i - M_f$ , полученная на основании оценок масс белых карликов в скоплениях в нашей Галактике [10], по-видимому, неверна. Оценки  $M_i$  и  $M_f$  для звезд скоплений в Магеллановых облаках и сравнение этих значений с полученными теоретически показывают, что скорость потерь массы звездами в БМО превышает скорость потери в ММО. Распределение масс белых карликов в галактиках должно зависеть от начального химического состава звезд.

1. *Введение.* Масса является определяющим параметром, от которого зависит эволюция звезд. В процессе эволюции звезда теряет большую часть массы. От темпа потери массы на разных стадиях и общего количества теряемой массы зависят характеристики и окончательная «судьба» звезд, а также обогащение межзвездной среды продуктами ядерных реакций. Все звезды, начальная масса которых не превышает  $8-9 M_\odot$ , оканчивают эволюцию или как белые карлики, или вспышками сверхновых. Если бы потери массы в процессе эволюции не было, в звездах, начальная масса которых превышает  $1.4 M_\odot$ , вырожденное углеродно-кислородное ядро достигало бы предел Чандрасекара, что должно приводить к вспышке. Однако потеря массы существует, и у многих звезд, прежде чем будет достигнут предел Чандрасекара, оболочка «испарится», и звезда станет белым карликом. Таким образом, от величины потери массы зависят конечная масса и верхняя граница начальной массы звезд, которые становятся белыми карликами.

Звездами малых и средних масс ( $1-8 M_\odot$ ) основная часть массы теряется на стадии асимптотической ветви гигантов (АВГ), когда после образования вырожденного углеродно-кислородного ядра звезда эволюцио-

нирует на диаграмме Герцшпрунга—Рессела при почти постоянной эффективной температуре, но с быстрым ростом светимости. Обычно на стадии красных гигантов потеря массы звездами учитывается по формуле Реймерса [1]:  $M = -4 \cdot 10^{-13} \alpha L R / M (M_{\odot} / \text{год})$ , где  $L$ ,  $R$ ,  $M$  — светимость, радиус и масса звезды в солнечных единицах,  $\alpha$  — коэффициент, обычно принимается  $\alpha \sim 0.5$ . Однако для звезд, находящихся на стадии АВГ, это приводит к следующим несоответствиям теории и наблюдений: 1) Теоретически получаемые распределения звезд по светимости показывают большое количество звезд с  $M_{\text{bol}} < -6^m$ , что не наблюдается в Магеллановых облаках [2—8]. 2) Распределение белых карликов по массам в окрестностях Солнца очень узкое, с максимумом у  $0.6 M_{\odot}$ , а теоретически вычисленные распределения дают значительно большую дисперсию [8—11]. 3) Возраст шаровых скоплений в Магеллановых облаках, определенный по светимости звезд АВГ, значительно отличается от определенного по диаграмме цвет—светимость [12].

Для согласования теории с наблюдениями было предположено, что кроме звездного ветра, описываемого формулой Реймерса [1], есть некоторый механизм очень большой потери массы, который был назван «сверхветром» [13]. Сейчас нет единого мнения о природе «сверхветра» и о его зависимости от основных параметров звезды. В настоящей работе показано, как изменяется соотношение между начальной и конечной массами звезды при различных предположениях о темпе потери массы звездами на АВГ. Результаты сравнены с наблюдениями. Сделано заключение о зависимости соотношения между начальной и конечной массами звезды от начального химического состава.

**2. Методика.** Для получения значений конечных масс звезд приближенно вычислялась эволюция звезд разных масс до образования белого карлика или до достижения вырожденным углеродно-кислородным ядром предела Чандрасекара ( $1.4 M_{\odot}$ ). Потеря массы звездами до стадии АВГ учитывалась согласно работам [14, 15], для звезд с начальной массой, превышающей  $2 M_{\odot}$ , эту потерю массы можно не учитывать. Эволюция звезд на ранней стадии АВГ (когда водородный слоевой источник практически неактивен, большая часть энергии в звезде генерируется в гелиевом источнике) вычислялась по аналитическим формулам из работ [16, 17]. Потеря массы на этой стадии учитывалась согласно закону Реймерса [1]. В конце ранней стадии АВГ активизируется водородный слоевой источник, а горение гелия на границе ядра происходит в виде вспышек. По-видимому, на этой стадии, характеризующейся быстрым ростом светимости, происходит основная потеря массы звездой. В нашей программе по аналитическим формулам из работ [18, 19] для каждой вспышки вычислялись параметры

звезды. Потеря массы за период между вспышками оценивалась по формуле Реймерса, «сверхветер» учитывался таким образом, что коэффициент  $\alpha$  в формуле предполагался значительно превышающим обычно принимаемые значения. В большинстве вариантов учитывался сброс оболочки планетарной туманности на конечной стадии эволюции звезды на АВГ согласно работе [19], в которой приведено аналитическое выражение для массы сбрасываемой оболочки  $M_{PN}$  в зависимости от массы углеродно-кислородного ядра  $M_{co}$ . О массе сбрасываемой оболочки можно судить из следующего. Если в формуле для  $M_{PN}$  коэффициент  $B = 1$ , то при  $M_{co} = 0.7 M_{\odot}$   $M_{PN} = 0.26 M_{\odot}$ ; если  $M_{co} = 1 M_{\odot}$ , то  $M_{PN} = 0.94 M_{\odot}$ ; если  $M_{co} = 1.3 M_{\odot}$ , то  $M_{PN} = 1.38 M_{\odot}$ .

3. *Результаты.* На рис. 1 и 2 показаны различные зависимости между начальной  $M_i$  и конечной  $M_f$  массами звезд для следующих вариантов учета потери массы:

1)  $\alpha = 1/3$ ;  $B = 0$  («нормальная» потеря массы, без сброса оболочки планетарной туманности);

2)  $\alpha = 1/3$ ;  $B = 1$  (учитывается сброс планетарной туманности);

3)  $\alpha = 1$ ;  $B = 0$  (столь большое значение  $\alpha$  уже подразумевает некоторый «сверхветер», т. к., согласно [20], в случае  $\alpha > 0.6$  красные гиганты сферической составляющей потеряли бы оболочку до загорания гелия в ядре, и не существовала бы горизонтальная ветвь шаровых скоплений);

4)  $\alpha = 1$ ;  $B = 1$ ;

5)  $\alpha = 3$ ;  $B = 1$ ;

6)  $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 e^{M_{co}}$  (коэффициенты  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  выбраны такими, чтобы  $\alpha = 0.33$  при  $M_{co} = 0.5 M_{\odot}$  и  $\alpha = 10$  при  $M_{co} = 1$ );  $B = 1$ ;

7)  $\alpha = 1$ , если светимость звезды  $\lg(L/L_{\odot}) \leq 4.1$ ;  $\alpha = 10$ , если  $\lg(L/L_{\odot}) > 4.1$  (предполагается внезапное увеличение скорости потери массы в 10 раз);  $B = 1$ ;

8)  $\alpha = 1$ , если светимость звезды  $\lg(L/L_{\odot}) \leq 3.9$ ;  $\alpha = 10$ , если  $\lg(L/L_{\odot}) > 3.9$ ;  $B = 1$ .

На рис. 1 показаны результаты для случаев 1—6, на рис. 2 — для случаев 7 и 8, для сравнения также и для 5. С увеличением скорости потери массы минимальное значение  $M_i$ , для которого возможен рост ядра до предела Чандрасекара, смещается к большим массам, в случае  $\alpha = 3$  ядро вообще не достигает этого предела даже при больших  $M_i$ . В случаях 7 и 8 (внезапный рост скорости потери массы при достижении звездой опреде-

ленной светимости) конечная масса  $M_f$  отличается только в диапазоне начальных масс  $1.4\text{--}4.5 M_\odot$ . Для остальных значений  $M_i$  результаты не отличаются, т. к.  $\alpha = 1$  в течение всей стадии вспышек в гелиевом слое для  $M_i < 1.4 M_\odot$ , а для  $M_i > 4.5 M_\odot$  для обоих случаев в течение всей стадии  $\alpha = 10$ .

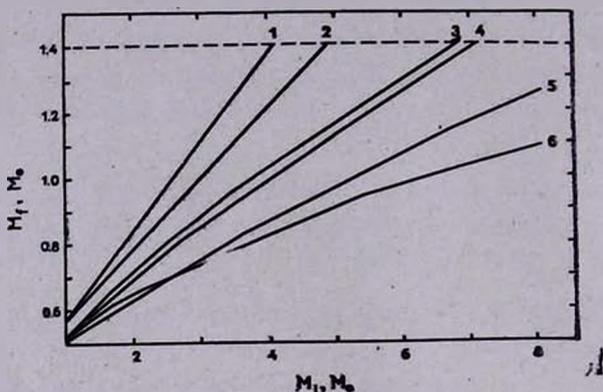


Рис. 1. Зависимость конечной массы звезд  $M_f$  от начальной  $M_i$  при различных предположениях о потере массы на стадии АВГ (см. текст).

На рис. 2, кроме результатов наших вычислений, показаны еще несколько соотношений  $M_i - M_f$ . Кривые  $WK^A$  и  $WK^B$  взяты из работы [10] и получены на основании определения верхней границы масс белых карликов в рассеянных скоплениях. Линия  $M_{co}^i$  показывает значение массы вырожденного углеродно-кислородного ядра в начале эволюции на стадии вспышек в гелиевом источнике. Все значения масс белых карликов ( $M_f$ ), которые образовались из звезд, прошедших стадию вспышек в гелиевом слое, должны находиться выше зависимости  $M_{co}^i$ . Однако для зависимостей  $WK$  [10] в большом диапазоне начальных масс ( $M_i < 5.7 M_\odot$  для линии  $WK^A$  и  $M_i < 7.4 M_\odot$  — для  $WK^B$ ) массы белых карликов оказываются меньше, чем массы углеродно-кислородных ядер звезд в момент начала стадии вспышек в гелиевом слое. Это можно было бы объяснить тем, что звезды теряют свою оболочку уже на ранней стадии АВГ. В таком случае пришлось бы предположить, что скорость потери массы на этой стадии нереально большая. Такое объяснение предлагается в работе [21], однако, согласно нашим оценкам, даже если  $\alpha = 5$ , звезды теряют на ранней стадии не более  $0.5 M_\odot$  (оценки проводились на основании результатов расчетов эволюции звезд на этой стадии, которые приведены

в [22]). Остается предположить, что зависимости  $WK^A$  и  $WK^B$  не соответствуют действительности. Об этом говорит также уменьшающийся наклон кривых  $WK$  в сторону больших начальных масс  $M_i$ , что может быть лишь в случае уменьшения скорости потери массы с увеличением начальной массы (и, следовательно, светимости), что едва ли поддается объяснению. Зависимости  $M_i - M_f$  в работе [10] получены по данным, имеющим очень большой разброс. В большой степени на вид и положение кривых

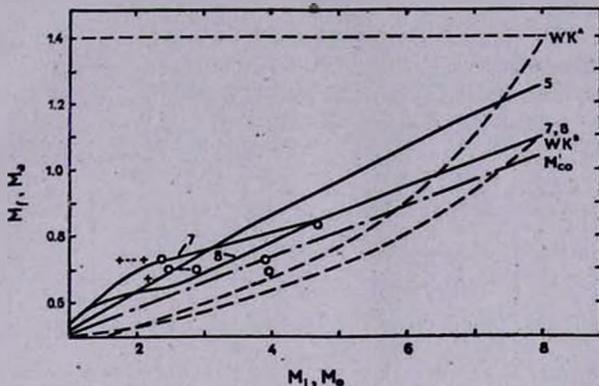


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для предположений о потере массы 5, 7 и 8. Штриховые линии  $WK^A$  и  $WK^B$  — зависимости из работы [10]. Штрих-пунктирная линия  $M_{co}^i$  — зависимость массы углеродно-кислородного ядра звезды в начале эволюции на стадии всплеск в гелиевом слое. Крестики — значения  $M_i$  и  $M_f$  для звезд скопления ГММО, кружки — то же самое для БМО из табл. 1.

$WK$  влияют значения масс белых карликов в окрестностях значения масс  $0.5 M_{\odot}$  в Гиадах и белого карлика 40 Eri B. Однако по крайней мере часть белых карликов с массой около  $0.5 M_{\odot}$  могут быть результатом эволюции двойных систем и слияния двух гелиевых карликов [23], и, таким образом, не могут служить цели определения соотношения  $M_i - M_f$  для одиночных звезд.

Существует еще одна возможность наблюдательной проверки теоретических зависимостей  $M_i - M_f$ , которая предложена в работе [21]. Светимость звезд, находящихся на АВГ, зависит в основном, от массы углеродно-кислородного ядра [24]. Предполагая, что звезды АВГ наибольшей светимости, принадлежащие к данному скоплению, находятся вблизи момента начала эволюции к белым карликам, можно определить массу ядер этих звезд (массу образующихся белых карликов), т. е. величину  $M_f$ . Зная возраст скопления, можно определить массу звезд, отходящих от главной последовательности, и эта масса не должна значительно отличаться от начальной массы звезд, находящихся в верхней части АВГ.

В табл. 1 приведены данные о шаровых скоплениях в Магеллановых Облаках, масса звезд в точке отхода которых превышает  $2 M_{\odot}$  и для которых есть определения возраста на основании диаграмм цвет—светимость в работе [25]. В первом столбце — номер скопления, далее — возраст ( $t$ ), светимость звезд ( $L/L_{\odot}$ ) в верхней части АВГ согласно работам [26, 27], оценка начальной массы звезд, находящихся в верхней части АВГ ( $M_i$ ), значение массы углеродно-кислородного ядра  $M_f$ . Величина  $M_i$  определялась с учетом возраста скопления, по результатам вычисления эволюции

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ  $M_i$  И  $M_f$ , ПОЛУЧЕННЫЕ НА ОСНОВАНИИ  
ВОЗРАСТОВ И СВИТИМОСТЕЙ ЗВЕЗД АВГ СКОПЛЕНИЙ  
В МАГЕЛЛАНОВЫХ ОБЛАКАХ

№	$t$ ( $10^9$ лет)	$L/L_{\odot}$	$M_i/M_{\odot}$	$M_f/M_{\odot}$
NGC 152	0.61	9700	2.2	0.68
NGC 419*	0.67	12000	2.1	0.73
NGC 1783	>0.2	11000	3.9	0.72
NGC 1831	0.19	10000	3.95	0.69
NGC 2121**	0.7	11000	2.4	0.70
NGC 2134	0.13	16000	4.65	0.84
NGC 2209	0.7	12000	2.4	0.73

\* Согласно [29]  $t=1.2 \cdot 10^9$  лет, что соответствует  $M_i=1.7 M_{\odot}$

\*\* Согласно [30]  $t=0.4 \cdot 10^9$  лет, что соответствует  $M_i=2.9 M_{\odot}$

звезд с различным химическим составом, приведенным в работе [28]. Учитывалось различие содержания тяжелых элементов в Большом и Малом Магеллановых Облаках (БМО и ММО). Масса углеродно-кислородного ядра, зависящая от светимости звезды, вычислялась по формуле, приведенной в работе [18]. Для двух скоплений имеются независимые оценки возраста, сделанные другими авторами, эти результаты приведены в примечаниях к табл. 1 и отражены на рис. 2.

Данные о двух скоплениях БМО лежат немного ниже линии минимальной массы ядер звезд на стадии вспышек в гелиевом слое (рис. 2). Относительно скопления NGC 1783 можно сказать, что в работе [25] приведено лишь минимальное значение возраста, в действительности возраст может быть больше, что приведет к смещению  $M_i$  в сторону меньших значений. Возраст скопления NGC 1831 оценен всего в  $0.19 \cdot 10^9$  лет. Однако согласно нашим оценкам [12], в действительности, как это скопление, так и NGC 1783 значительно старше. Но в настоящей работе оценки из работы [12] не использовались, т. к. они получены на основании тех же вычислений, что и теоретические зависимости  $M_i - M_f$ , показанные на рис. 1 и 2.

Несмотря на малое количество скоплений, для которых можно оценить величины  $M_i$  и  $M_f$ , данные свидетельствуют о большой потере массы звездами на стадии АВГ. Результаты никак не соответствуют предположению о  $\alpha = 1$ , тем более —  $\alpha = 1/3$ , даже с учетом сброса планетарной туманности. По-видимому, в БМО и ММО скорость потери массы звездами различается. Это следует из того факта, что примерно одни и те же конечные массы  $M_f$  соответствуют разным значениям начальной массы  $M_i$ . Значение  $M_f \sim 0.7 M_\odot$  соответствует  $M_i \sim 2 M_\odot$  в ММО и  $M_i \sim 3-4 M_\odot$  в БМО.. Это можно связать с различием начального химического состава звезд в облаках, в ММО содержание тяжелых элементов значительно меньше, что приводит к меньшей потере массы. Так как содержание тяжелых элементов в Галактике превышает таковое в БМО, то в звездах Галактики потеря массы должна быть еще большей.

4. Выводы. 1. Получены теоретические зависимости между начальной и конечной массами ( $M_i - M_f$ ) для звезд малых и средних масс при различных предположениях о потере массы звездами на стадии АВГ.

2. Зависимость  $M_i - M_f$ , приведенные в работе [10] на основании оценок масс белых карликов в скоплениях в Галактике, по-видимому, дают слишком заниженные значения  $M_f$  (примерно на  $0.1 M_\odot$ ).

3. Сравнение данных о  $M_i$  и  $M_f$ , полученных для скоплений в БМО и ММО, свидетельствует о большом различии в скоростях потери массы в этих галактиках, что, по-видимому, связано с различиями их химического состава.

4. Соотношения  $M_i - M_f$ , а, следовательно, и распределения масс белых карликов в разных галактиках должны быть различными. В галактиках с меньшим содержанием тяжелых элементов распределение должно иметь большую дисперсию вокруг среднего значения.

Работа выполнена в Астрономическом совете АН СССР.

Радиоастрофизическая обсерватория  
АН Латв.ССР

## THE INITIAL-FINAL MASS RELATION FOR LOW AND INTERMEDIATE MASS STARS

JU. L. FRANTSMAN

The initial-final theoretical mass relations  $M_i - M_f$  for low and intermediate mass stars are presented and the effect of different assumptions about mass loss is discussed. It appears that Weidemann and

Koester [10]  $M_i - M_f$  relations are erroneous. The data on AGB stars in the Magellanic Clouds clusters indicate that mass loss process is very sensitive to the metal abundance. Mass distributions of white dwarfs must be different in galaxies with different chemical compositions.

## ЛИТЕРАТУРА

1. D. Reimers, *Memoires de la Soc. Royale des Sciences des Liège, Coll. 8°, 8, 369, 1975.*
2. I. Iben Jr., *Astrophys. J.*, 246, 278, 1981.
3. I. Iben Jr., *Physical Processes in Red Giants*, ed. I. Iben, A. Renzini, Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1981, p. 3.
4. J. G. Cohen, J. A. Frogel, S. E. Persson, J. Elias, *Astrophys. J.*, 249, 481, 1981.
5. H. B. Richer, *Physical Processes in Red Giants*, ed. I. Iben, A. Renzini, Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1981, p. 153.
6. J. A. Frogel, J. G. Cohen, S. E. Persson, J. H. Elias, *Physical Processes in Red Giants*, ed. I. Iben, A. Renzini, Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1981, p. 159.
7. G. E. Miller, J. M. Scalo, *Astrophys. J.*, 263, 259, 1982.
8. Ю. Л. Францман, *Астрофизика*, 24, 131, 1986.
9. D. Koester, V. Weidemann, *Astron. and Astrophys.*, 81, 145, 1980.
10. V. Weidemann, D. Koester, *Astron. and Astrophys.*, 121, 77, 1983.
11. Ю. Л. Францман, *Научные информации Астросовета*, № 61, 73, 1986 (в печати).
12. Ю. Л. Францман, *Письма в Астрон. ж.* 12, 281, 1986.
13. A. Renzini, *Physical Processes in Red Giants*, ed. I. Iben, A. Renzini, Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1981, p. 431.
14. F. Fusi-Peccol, A. Renzini, *Astron. and Astrophys.*, 39, 413, 1975.
15. F. Fusi-Peccol, A. Renzini, *Astron. and Astrophys.*, 46, 447, 1976.
16. I. Iben Jr., A. Renzini, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 21, 271, 1983.
17. I. Iben Jr., A. Renzini, *Illinois Astronomy*, No 33, 1983.
18. I. Iben Jr., J. W. Truran, *Astrophys. J.*, 220, 980, 1978.
19. A. Renzini, M. Voli, *Astron. and Astrophys.*, 94, 175, 1981.
20. A. Renzini, *Effects of Mass Loss on Stellar Evolution*, eds. C. Chiosi, R. Stalio, Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1981, p. 319.
21. V. Weidemann, *Astron. and Astrophys.*, 134, L1, 1984.
22. S. A. Becker, I. Iben Jr. *Astrophys. J.*, 233, 831, 1979.
23. I. Iben Jr., A. V. Tutukov, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 335, 1984.
24. B. Paczyn'ski, *Acta Astron.*, 21, 417, 1971.
25. P. W. Hodges, *Astrophys. J.*, 264, 470, 1983.
26. J. Mould, M. Aaronson, *Astrophys. J.*, 263, 629, 1982.
27. M. Aaronson, J. Mould, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 48, 161, 1982.
28. C. Alcock, B. Paczyn'ski, *Astrophys. J.*, 223, 244, 1978.
29. D. Durand, E. Hardy, *Astrophys. J.*, 283, 552, 1984.
30. P. Flower, D. Geisler, P. Hodges, E. Olszewski, R. Schommer, *Astrophys. J.*, 275, 15, 1983.

УДК: 524.354.4—327

## ХАРАКТЕРНЫЕ ВРЕМЕНА ПУЛЬСАРОВ И ИХ ВОЗРАСТЫ

О. Х. ГУСЕИНОВ, И. М. ЮСИФОВ

Поступила 24 декабря 1985

Принята к печати 20 августа 1986

В Галактике известны три обширные области, где наиболее молодые звезды в среднем более чем на 60 пк удалены от ее плоскости. Пульсары с характерными временами  $\tau < 2 \cdot 10^6$  лет в этих областях отклоняются от плоскости Галактики в ту же сторону, что и звезды O—B2. Пульсары же с большими значениями  $\tau$  такой корреляции не показывают. Это говорит о том, что пульсары с малыми  $\tau$  образовались недавно и поэтому не успели покинуть области рождения. Для таких пульсаров  $\tau$  хорошо отражает возраст.

1. *Введение.* Согласно теории Ганна и Острайкера [1] период вращения пульсаров непрерывно возрастает в результате магнитодипольного излучения. Предположим, что компонент магнитного поля, перпендикулярный оси вращения  $H_{\perp}$ , не изменяется со временем. Тогда на диаграмме период  $P$  — производная периода  $\dot{P}$  пульсар будет эволюционировать в направлении, перпендикулярном к линиям равных значений характерного времени удвоения периода  $\tau = P/2\dot{P}$ . При этом возраст пульсара  $t$  будет равен  $\tau$ . Если существует дополнительный механизм, существенно уменьшающий вращательную энергию, а такие механизмы рассматриваются, то  $t < \tau$ . Лайн и Смит [2], предположив экспоненциальное уменьшение  $H_{\perp}$ , получили семейство эволюционных треков на диаграмме  $P-\dot{P}$ . В работах [3, 4] мы показали уменьшение  $H_{\perp}$  в связи с возможным уменьшением угла между магнитной осью и осью вращения, а также нашли основное направление эволюции для большинства пульсаров. Пульсары начинают свою эволюцию с левого верхнего угла диаграммы  $P-\dot{P}$ . Крутизна их эволюционных треков все время увеличивается и асимптотически стремится стать перпендикулярной к оси  $P$ . Большинство пульсаров заканчивает эволюцию на линии „нулияга“ [5, 6] в области  $1 \text{ с} \lesssim P \lesssim 2 \text{ с}$  и  $10^{-16} \lesssim \dot{P} \lesssim 10^{-14}$ . Величина характерного времени  $\tau$  почти всегда больше возраста пульсаров  $t$  и разность  $\tau - t$  сильно возрастает с ростом  $\tau$ .

Однако есть работы, в которых вообще связь между  $\tau$  и  $t$  отрицается. Так, согласно [7], молодой пульсар может оказаться в любой точке диаграммы  $P-\dot{P}$ , а в работе [8]  $\tau$  коррелирует с возрастом только в начале эволюции, а затем с ростом  $t$  может даже убывать. Ниже мы приведем новые аргументы в пользу корреляции  $t$  и  $\tau$  и покажем, что характерные времена для молодых пульсаров имеют малые значения.

2. *Молодые пульсары.* Известно, что время жизни долгоживущих остатков сверхновых (ОС) на два порядка меньше среднего времени жизни пульсаров. Поэтому, если установлена связь пульсара с ОС, то доказана и молодость этого пульсара. На сегодняшний день в Галактике имеются три связанные пары «пульсар-ОС» (PSR 0531+21 — Краб; PSR 0833—45 — Парус; PSR 1510—58 — ОС G 320.4—1.4) и одна в Большом Магеллановом Облаке (БМО) [9]. Эти пульсары с соответственными номерами показаны на диаграмме  $P-\dot{P}$  (см. рис. 1). Для PSR 0531+21 и PSR 1510—58 известны вторые производные периодов [10, 11] и поэтому и направления эволюции на диаграмме  $P-\dot{P}$ . Эти данные являются существенным аргументом в пользу того, что  $\tau$  при малых значениях удовлетворительно показывает возраст пульсара и что приведенные на рис. 1 эволюционные треки отражают реальность. На рис. 1 сплошными кривыми представлены эволюционные треки пульсаров с разными массами и начальными магнитными полями при характерном времени затухания поля, равном  $10^7$  лет. Соответствующие линии одинаковых возрастов показаны параллельными сплошными прямыми. Трек и линия равных возрастов при времени затухания магнитного поля  $\sim 5 \cdot 10^6$  лет даны пунктирными линиями. Прямая, пересекающая линии разных возрастов, — линия нулинга. Линии равных характерных времен  $\tau$  показаны длинными штрихами.

Очевидно, что эти молодые пульсары, независимо от величины пекулярной скорости, приобретенной ими в процессе вспышки сверхновой, не смогли удалиться от места своего рождения. Средняя же скорость пульсаров  $\sim 100$  км/с [12], поэтому за время  $\sim 10^6$  лет они могут удалиться от места рождения на расстояния  $\sim 100$  пк. Прародителями пульсаров являются звезды с массами на главной последовательности более  $6 M_{\odot}$  [13—15]. Значит пульсары с малыми возрастaми, образовавшиеся в молодых звездных комплексах, значительно удаленных от плоскости Галактики, в большинстве случаев не должны успеть изменить знак галактической широты. То, что рукава Галактики кое-где значительно отклоняются от плоскости симметрии Галактики, хорошо известно [16—18]. Так, согласно [18], звезды O—B2 в направлении на центр Галактики  $325^{\circ} \leq l \leq 20^{\circ}$ , на расстоянии  $r$  более  $\sim 4$  кпк имеют среднюю удаленность от плоскости



ния от Солнца, согласно [20]  $r_1$  или [21]  $r_2$ , больше 1.5 кпк и включили в табл. 1 для рассмотрения. Пульсары, включенные в эту таблицу, а также все другие PSR, имеющие характерные времена  $\tau \lesssim 1.8 \cdot 10^6$  лет, приве-

Таблица 1

## ПУЛЬСАРЫ

PSR	$l^\circ$	$b^\circ$	$r_1$ (кпк)	$r_2$ (кпк)	$z_1$ (пк)	$\lg \tau$ (лет)
1930+22	57.4	1.5	8.25	7.00	222	4.6
1915+13	48.3	0.6	2.35	2.4	20	5.63
2002+31	69.0	0.0	7.77	8.00	0.0	5.65
1924+16	51.9	0.0	5.93	4.30	0.0	5.71
1933+16	52.4	-2.1	5.88	6.00	-220	5.98
1930+20	55.6	0.6	7.0	5.7	8)	6.01
1914+13	47.6	0.4	5.75	5.9	40	6.09
1946+35	70.7	5	5.4	4.6	470	6.21
1922+20	55.0	2.3	8.36	7	340	6.26
740-28	243.8	-2.4	2.32	1.5	-100	5.2
727-18	233.8	-0.3	1.84	1.5	-10	5.63
840-48	267.2	-4.1	3.42	4.0	-240	6.03
744-53	266.6	-14.3	2.52	2.4	-620	6.10
1728-47	342.6	-7.7	3.37	4.1	-450	4.9
1558-50	330.7	1.3	3.75	2.5	80	5.29
1719-37	350.5	-0.5	2.29	2.5	-20	5.54
1641-45	339.2	-0.2	8	5.3	-38	5.55
1742-30	358.6	-1.0	2.02	2.2	-30	5.74
1821-19	12.3	-3.1	5.58	6.8	-30	5.76
1756-22	7.5	0.8	3.8	4.5	50	5.83
1555-55	327.3	-2	5.84	6.3	-210	5.87
1729-41	348	-4.4	4.6	6.1	-360	5.89
1826-17	14.6	-3.4	5.37	6.6	-320	5.94
1707-53	335.7	-8.5	2.95	3.6	-430	5.96
1804-27	3.9	-3.3	6.0	8.9	-340	6.03
1550-54	327.2	-0.9	5.25	5.6	-80	6.04
1556-57	326	-3.7	5.21	5.7	-340	6.16

дены на рис. 2 и отмечены заполненными кружками ( $b < 0^\circ$ ) и треугольниками ( $b \geq 0^\circ$ ). Пульсары с  $1.8 \cdot 10^6 \lesssim \tau \lesssim 3.16 \cdot 10^6$  лет, расположенные под и над плоскостью Галактики, соответственно отмечены незаполненными кружками и треугольниками. Как видно из рис. 2, пульсары с большими значениями  $\tau$  имеются и в рассматриваемых областях, причем в тех же

полуплоскостях, где расположено большинство областей звездообразования.

Расстояния, приведенные в работах [20, 21], получены на основании совершенно различных моделей распределения плотности электронов в Галактике  $\rho_e$ . Тем не менее, как видно из табл. 1, несмотря на эти различия в расстояниях для пульсаров, расположенных в рассматриваемых областях Галактики, мы приходим к одинаковым результатам.

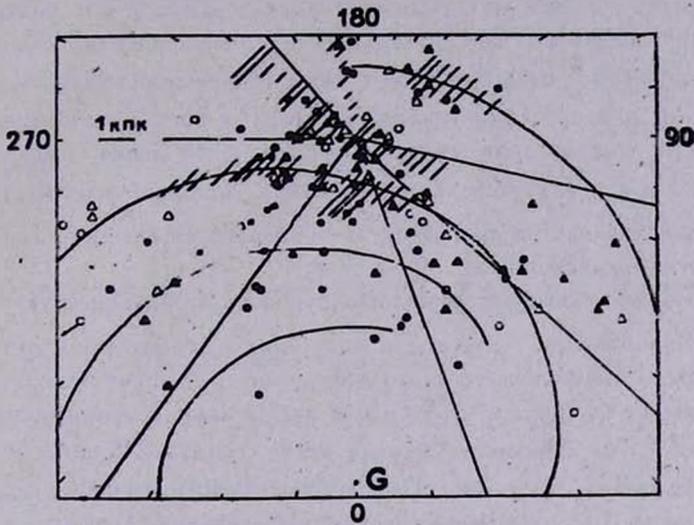


Рис. 2. Распределение пульсаров с  $\tau < 3.16 \cdot 10^6$  лет. Заштрихованы области звездообразования в окрестности Солнца.

В табл. 1 входят пульсары, также имеющие по сравнению с подавляющим большинством противоположные знаки широты: PSR 1558—50, PSR 1756—22, PSR 1933+16. Имеются и пульсары с  $b = 0^\circ$ : PSR 2002+31 и PSR 1924+16. Перечисленные пульсары имеют соответственно периоды 0.864, 0.461, 0.359, 2.111 и 0.580 с. На рис. 1 они обведены кружочками. Пульсары с большими периодами PSR 1558—50 и PSR 2002+31 далеко удалены от главного—среднего трека эволюции, и поэтому наши представления об их возрастах могут быть неправильными.

Выше говорилось о том, что распределения пульсаров с малыми  $\tau$  и молодых звезд спектральных классов O—B2 в Галактике коррелируют. Если подобная корреляция существует и между пульсарами с большими  $\tau$  и OB-звездами, то малость значений  $\tau$  не будет указывать на молодость пульсаров. С целью проверки такой корреляции мы построили рисунок, аналогичный рис. 2 для пульсаров с  $3 \cdot 10^6 < \tau < 10^7$ . Оказалось, что существуют области, где концентрируются пульсары с разными знаками га-

лактической широты  $b$ . Однако в этих областях Галактики звезды O—B2 и ассоциации не концентрируются. Таким образом, существование корреляции в распределении звезд O—B2 и пульсаров с  $\tau \leq 2 \cdot 10^8$  лет говорит о молодости последних. Молодые одиночные нейтронные звезды с большими магнитными полями проявляются как пульсары, расположенные в левом верхнем углу диаграммы  $P-\dot{P}$ , о чем свидетельствуют расположенные там четыре PSR, связанные с остатками сверхновых. Наблюдательные данные о направлениях движения пульсаров на диаграмме  $P-\dot{P}$  подтверждают это, а также указывают на справедливость приведенных на рис. 1 эволюционных треков при малых  $\tau$ . Существует корреляция между характерными временами и возрастами пульсаров. Причем по  $\tau$  можно оценить возраст не только пульсаров, связанных с ОС (что давно известно), но и PSR с  $\tau < 3 \cdot 10^8$  лет. Насколько справедливо сказанное относительно пульсаров, расположенных на диаграмме  $P-\dot{P}$  далеко от главного трека эволюции, остается невыясненным.

Среди таких пульсаров, расположенных в правом верхнем углу диаграммы  $P-\dot{P}$ , наибольший интерес в настоящее время представляет PSR 0525+21. Ведь имеется всего несколько пульсаров, значительно удаленных от плоскости Галактики, с известными величинами и направлениями скоростей. PSR 0525+21 расположен на высоте  $z = -240$  пк и движется к плоскости Галактики со скоростью  $|v_z| = 80-90$  км/с. Неопределенности, которые вносятся в эти оценки плохим определением расстояния, невелики. Расстояния, определенные по моделям [20] и [21], близки и равны 2 кпк. Характерное время  $\tau = 1.5 \cdot 10^8$  лет.

Можно предположить, что этот пульсар образовался на расстоянии  $\sim 350$  пк от плоскости Галактики и с самого начала имел компонент скорости  $v_z = 80-90$  км/с. Ведь и области звездообразования в окрестности пульсара расположены под плоскостью Галактики (см. рис. 2), а пульсар имеет координаты  $l = 184^\circ$ ,  $b = -6.9^\circ$ . Но если у PSR 0525+21 реальный возраст значительно больше  $10^7$  лет, то он мог родиться и в плоскости Галактики, за большое время подняться на максимальную высоту и начать падать обратно. На  $|z| = 240$  пк падающий пульсар может приобрести наблюдаемую скорость  $|v_z| = 80-90$  км/с, если он максимальной высоты  $|z| = 1500$  пк достиг  $\sim 3 \cdot 10^7$  лет тому назад. Тогда возраст этого пульсара  $\sim 6 \cdot 10^7$  лет, т. е. в 40 раз больше значения  $\tau$ .

Такие большие значения отношения  $t/\tau$  допускаются в рамках теории [8, 22], где возраст пульсаров с периодом  $P > 1.3$  с определяется из выражения  $t = 3.4 \cdot 10^7 - 1.6 \cdot 10^7/P$ . Возрасты же пульсаров с меньшими пе-

риодами в [8, 22] оцениваются как и в других работах [1, 4, 6], т. е. коррелируют с  $\tau$ . По мнению авторов работы [22], пульсары с наибольшим периодом имеют возрасты до  $3 \cdot 10^7$  лет. А за такое время пульсары в начале эволюции, удаляющиеся от плоскости Галактики, могут начать падать на нее, если в момент рождения имели  $|v_z| \lesssim 50$  км/с.

Исходя из вышеизложенного, можно заключить, что PSR 0525+21 родился на значительном удалении от плоскости Галактики и имеет  $t \sim \tau$ . Большая светимость у этого пульсара также свидетельствует об этом. Для проверки теорий эволюции пульсаров в первую очередь необходимо иметь данные о  $\dot{P}$  или же  $v_z$  для пульсаров, находящихся в правом верхнем углу диаграммы  $P-\dot{P}$ .

Институт физики  
АН Азерб.ССР

## THE CHARACTERISTIC TIME OF PULSARS AND THEIR AGE

O. KH. GUSEINOV, I. M. YUSIFOV

Three vast regions where the youngest stars located farther than 60 pc, on the average, from the galactic plane are known in the Galaxy. The pulsars with characteristic times  $\tau < 2 \cdot 10^8$  years in these regions deviate in the same direction from the galactic plane as the O-B2 stars. The pulsars with larger values of  $\tau$  do not show such a correlation. This testifies to the fact that the pulsars with small  $\tau$  were formed not long ago and therefore they had no time to leave the region of their birth. For such pulsars  $\tau$  reflects their age very well.

### ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Gunn, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.*, 160, 979, 1970.
2. A. G. Lyne, R. T. Ritchings, F. G. Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 171, 579, 1975.
3. O. H. Guseinov, I. M. Yusifov, *Astrophys. and Space Sci.*, 94, 249, 1983.
4. O. X. Гусейнов, И. М. Юсифов, *Астрон. ж.*, 1985 (в печати).
5. R. T. Ritchings, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 176, 249, 1976.
6. F. S. Fujimura, C. F. Kennel, *Astrophys. J.*, 236, 245, 1980.
7. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 85, В2, 401, 1983.
8. Q.-H. Peng, K.-L. Huang, J.-H. Huang, *Astron. and Astrophys.*, 107, 258, 1982.
9. P. M. McCulloch, P. A. Hamilton, J. G. Ables, A. J. Hunt, *Nature*, 303, 307, 1983.
10. E. J. Groth, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 29, 431, 1975.
11. R. N. Manchester, J. M. Durdin, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 16, 542, 1984.

12. *A. G. Lyns, B. Anderson, M. J. Salter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 201, 503, 1982.
13. *О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов, И. М. Юсифов*, *Астрон. ж.*, 59, 312, 1982.
14. *V. Trimble*, *Rev. Mod. Phys.*, 54, 1183, 1982.
15. *В. С. Имшенник, Д. К. Надежин*, *Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрономия*, 21, 63, 1982.
16. *J. Gilbert, J. Lequeux, F. Viallefond*, *Astron. and Astrophys.*, 68, 1, 1978.
17. *Л. Н. Колесник, И. П. Веденичев*, *Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, 52, 21, 1980.
18. *В. И. Ворошилов, Н. Б. Каландадзе, М. Д. Метрели*, *Бюлл. Абастум астрофиз. обсерв.*, 53, 667, 1980.
19. *R. M. Humphreys*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 309, 1978.
20. *О. Х. Гусейнов, И. М. Юсифов*, *Астрон. ж.*, 61, 708, 1984.
21. *R. N. Manchester, J. H. Taylor*, *Astron. J.*, 86, 1953, 1981.
22. *K.-L. Huang, J.-H. Huang, Q.-H. Peng*, *Astron. and Astrophys.*, 152, 89, 1985.

УДК: 524.354.6—337

О ПАРАМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТАХ  
В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ

К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 26 марта 1986

Принята к печати 20 мая 1986

Исследовано влияние спинового парамагнетизма протонов на сверхпроводимость в «пре»-фазе нейтронной звезды. Показано, что это приводит к уменьшению поля  $H_{c2}$ . Вычислены величины, характеризующие протонный сверхпроводник второго рода в зависимости от плотности вещества.

1. В работе [1] исследовалось влияние напряженности магнитного поля, возникшей из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами, на конденсат неувлеченных протонов. Этот конденсат, находящийся в «пре»-фазе нейтронной звезды, представляет собой сверхпроводник второго рода. Смешанное состояние существует в нем в следующем интервале магнитных полей:  $H_{c1} < H < H_{c2}$ . Здесь  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  — соответственно нижнее и верхнее критические магнитных поля. В этом состоянии магнитное поле проникает внутрь сверхпроводника и приводит к возникновению неоднородных пучков протонных вихревых нитей, сгруппированных вокруг каждого нейтронного вихря. Нейтронные вихревые нити нового типа, обладающие потоком магнитной индукции  $\Phi_1$  [2], возникают из-за вращения звезды. При этом, однако, не учитывалось влияние магнитного поля увлечения на спины неувлеченных протонов. Однако в случае сверхпроводников второго рода с высокими значениями параметра  $\kappa = \lambda/\xi_1$  верхнее критическое поле  $H_{c2}$ , при котором разрушается сверхпроводимость, может быть большим. В таком случае нельзя пренебрегать вкладом, вносимым спиновой восприимчивостью (парамагнетизм Паули) в термодинамическое равновесие

Если нормальная протонная жидкость находится во внешнем магнитном поле, то спины большинства протонов вблизи поверхности Ферми стремятся повернуться в направлении поля. Следовательно, в нормальном состоянии имеется малая конечная спиновая восприимчивость, и магнитная

свободная энергия в очень сильных полях понизится значительно из-за парамагнитного упорядочения спинов протонов.

Так как в сверхпроводящем состоянии спиновая восприимчивость протонов из-за образования куперовских пар существенно уменьшается, то нормальное состояние сильнее поляризуется, чем сверхпроводящее. Поэтому при наличии сильных полей поляризованное нормальное состояние может иметь более низкую свободную энергию, чем сверхпроводящая фаза.

Следовательно, в достаточно сильном магнитном поле для протонной жидкости может оказаться энергетически более выгодно перейти в нормальное парамагнитное состояние, в котором спины большинства протонов вблизи поверхности Ферми поворачиваются параллельно полю, чем оставаться в сверхпроводящем состоянии со спаренными протонами, спины которых антипараллельны.

Поле  $H_p(T)$ , при котором совершается переход из сверхпроводящего в нормальное парамагнитное состояние, определяется из следующего условия равенства энергии поляризации и энергии сверхпроводящей конденсации:

$$\frac{1}{2}(x_n - x_s) H_p^2(T) = \frac{H_c^2(T)}{8\pi}. \quad (1)$$

Здесь  $H_c(T)$  — термодинамическое критическое поле;  $x_s$  — спиновая восприимчивость сверхпроводящего состояния;  $x_n = 0.5(g\beta)^2 N(0)$  — спиновая восприимчивость нормального состояния,  $g$  — спектроскопический фактор для протона ( $g = 2$ ),  $\beta = 2.79 \mu_0$  — магнитный момент протона,  $\mu_0 = e\hbar/2m_1c$  — ядерный магнетон,  $N(0) = m_1^* p_F / 2\pi^2 \hbar^3$  — плотность состояний на единицу энергии и на единицу объема на поверхности Ферми,  $m_1^*$  и  $m_1$  — соответственно эффективная и инертная (истинная) массы протона. Из (1) получаем следующее выражение для парамагнитного предела  $H_p(T)$  [3, 4].

$$H_p(T) = \frac{H_c(T)}{\sqrt{4\pi(x_n - x_s)}}. \quad (2)$$

При температуре  $T = 0$  спиновая восприимчивость протонного сверхпроводника должна быть, по-видимому, равна нулю и предел  $H_p(0)$  равен [3, 4]

$$H_p(0) = \frac{H_c(0)}{\sqrt{2\pi N(0) g\beta}} = \frac{\sqrt{2} \Delta(0)}{g\beta}. \quad (3)$$

Здесь  $H_c(0) = (4\pi N(0))^{1/2} \Delta(0)$  — термодинамическое критическое поле при  $T = 0$ ,  $\Delta(0)$  — величина энергетической щели при  $T = 0$ . Из урав-

нения (3) следует, что для поляризации протонного сверхпроводника нужно разбить связанные протонные пары. Иными словами, энергия поляризации равна энергии образования пары.

Для протонного сверхпроводника сверхпроводящий переход происходит в поле  $H_{c2}$  и является фазовым переходом второго рода. Поскольку значения  $\kappa$  для протонного вещества могут быть большими, поскольку при вычислении истинного поля, в котором происходит сверхпроводящий переход, нужно учитывать спиновый парамагнетизм и орбитальные эффекты. Аналогичная ситуация имеет место для конденсата электронных куперовских пар в металлическом сверхпроводнике второго рода, находящемся в достаточно сильном магнитном поле [5]. Ниже мы будем использовать результаты теоретических исследований для этого (обычного) сверхпроводника.

2. Используя результаты, полученные в работе [6], можно записать оператор кинетической энергии сверхпроводящих протонов в нейтронно-протонной сверхтекучей жидкости в «пре»-фазе нейтронной звезды в виде

$$\hat{T} = \frac{1}{2m_1^*} \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}' \right)^2, \quad (4)$$

где  $m_1^*$  — эффективная масса протона, обусловленная взаимодействием протонов с нейтронами,  $\vec{A}'$  — эффективный векторный потенциал, равный

$$\vec{A}' = -\frac{c}{e} m_1 \vec{v}_1 - \frac{c}{e} (m_1^* - m_1) \vec{v}_2 + \frac{c}{e} m_1 \vec{v}_n. \quad (5)$$

Здесь  $\vec{v}_n = [\omega r]$  — скорость нормального компонента,  $\omega$  — угловая скорость вращения звезды,  $\vec{v}_1$  и  $\vec{v}_2$  — скорости конденсатов протонов и нейтронов, равные

$$\vec{v}_1 = \frac{1}{2m_1} \left( \hbar \nabla \varphi_1 - \frac{2e}{c} \vec{A} \right), \quad \vec{v}_2 = \frac{\hbar}{2m_2} \nabla \varphi_2. \quad (6)$$

Здесь  $A$  — векторный потенциал электромагнитного поля,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — фазы конденсатных волновых функций протонов и нейтронов,  $m_2$  — масса свободного нейтрона. Второе слагаемое в (5) появляется из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов движущимися сверхтекучими нейтронами [6]. Полный гамильтониан сверхпроводящих протонов во внешнем однородном магнитном поле  $H$ , направленном по оси  $z$ , запишется в представлении вторичного квантования в виде

$$\begin{aligned}
 \hat{H} = & \frac{1}{2m_1} \int \hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r}) \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}' \right)^2 \hat{\psi}_\alpha(\vec{r}) d\vec{r} + \\
 & + \frac{g}{2} \int \hat{\psi}_\beta^+(\vec{r}) \hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r}) \hat{\psi}_\alpha(\vec{r}) \hat{\psi}_\beta(\vec{r}) d\vec{r} - \beta H \int \{ \hat{\psi}_\uparrow^+(\vec{r}) \hat{\psi}_\uparrow(\vec{r}) - \hat{\psi}_\downarrow^+(\vec{r}) \hat{\psi}_\downarrow(\vec{r}) \} d\vec{r} - \\
 & - \mu_1 \int \hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r}) \hat{\psi}_\alpha(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

Здесь  $\hat{\psi}_\alpha(\vec{r})$  — оператор вторичного квантования, который уничтожает протон со спином  $\alpha$ , расположенный в точке  $\vec{r}$ . Операторы  $\hat{\psi}_\alpha(\vec{r})$  подчиняются следующим соотношениям антикоммутиации:

$$\begin{aligned}
 \hat{\psi}_\alpha(\vec{r}) \hat{\psi}_\beta(\vec{r}') + \hat{\psi}_\beta(\vec{r}') \hat{\psi}_\alpha(\vec{r}) &= 0, \\
 \hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r}) \hat{\psi}_\beta^+(\vec{r}') + \hat{\psi}_\beta^+(\vec{r}') \hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r}) &= 0, \\
 \hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r}) \hat{\psi}_\beta(\vec{r}') + \hat{\psi}_\beta(\vec{r}') \hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r}) &= \delta_{\alpha\beta} \delta(\vec{r} - \vec{r}').
 \end{aligned} \quad (8)$$

В гамильтониане (7)  $g$ -постоянная взаимодействия ( $g < 0$ ),  $\mu_1$  — химический потенциал протонов,  $\vec{p} = -i\hbar \nabla$  — оператор импульса. Первое слагаемое в (7) представляет кинетическую энергию протонов, второе слагаемое описывает их непосредственное взаимодействие, приводящее к образованию куперовских пар, третье слагаемое соответствует поляризации спинов протонов, обусловленной полем  $H$ . По повторяющимся спиновым индексам в (7) проводится суммирование.

Далее обычным образом получаем уравнения Горькова для протонов в движущейся нейтронно-протонной сверхтекучей жидкости

$$\begin{aligned}
 \left\{ i\omega - \frac{1}{2m_1} \left( \vec{p}_1 - \frac{e}{c} \vec{A}' \right)^2 + \mu_1 - \beta H \right\} G_\omega^-(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \Delta(\vec{r}_1) \tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= \\
 = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \\
 \left\{ i\omega + \frac{1}{2m_1} \left( \vec{p}_1 + \frac{e}{c} \vec{A}' \right)^2 - \mu_1 - \beta H \right\} \tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \Delta^*(\vec{r}_1) G_\omega^+(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= 0, \\
 \left\{ i\omega - \frac{1}{2m_1} \left( \vec{p}_1 - \frac{e}{c} \vec{A}' \right)^2 + \mu_1 + \beta H \right\} G_\omega^+(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \\
 + \Delta(\vec{r}_1) \tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2),
 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\left\{ i\omega + \frac{1}{2m_1} \left( p_1 + \frac{e}{c} \vec{A}' \right)^2 - \mu_1 + \beta H \right\} \tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \Delta^*(\vec{r}_1) G_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 0,$$

$$\Delta^*(\vec{r}_1) = |g| kT \sum_n \tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_1),$$

$$\Delta(\vec{r}_1) = |g| kT \sum_n F_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_1).$$

Здесь

$$G_\omega^+(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \quad G_\omega^-(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \quad \tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \quad F_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$$

— фурье-компоненты температурных функций Грина,  $\Delta$  — параметр порядка,  $\omega = \pi kT(2n+1)$  — мадубаровская частота,  $T$  — температура.

Температурные гриновские функции протонов определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} G^+(\vec{r}_1, \tau_1; \vec{r}_2, \tau_2) &= -Sp \left\{ e^{\frac{\hat{\Omega} - \hat{H}}{kT}} T_\tau(\tilde{\psi}_\dagger(\vec{r}_1, \tau_1) \tilde{\psi}_\dagger(\vec{r}_2, \tau_2)) \right\} \equiv \\ &\equiv - \langle T_\tau(\tilde{\psi}_\dagger(\vec{r}_1, \tau_1) \tilde{\psi}_\dagger(\vec{r}_2, \tau_2)) \rangle, \\ G^-(x_1, x_2) &= - \langle T_\tau(\tilde{\psi}_\ddagger(x_1, \tau_1) \tilde{\psi}_\ddagger(x_2, \tau_2)) \rangle, \\ \tilde{F}(x_1, x_2) &= \langle T_\tau(\tilde{\psi}_\dagger(x_1) \tilde{\psi}_\dagger(x_2)) \rangle, \\ F(x_1, x_2) &= \langle T_\tau(\tilde{\psi}_\ddagger(x_1) \tilde{\psi}_\ddagger(x_2)) \rangle, \\ G^+(x_1, x_2) &= kT \sum_n e^{-i\omega\tau} G_\omega^+(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \\ \tilde{F}(x_1, x_2) &= kT \sum_n e^{-i\omega\tau} \tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2). \end{aligned} \quad (10)$$

Стоящая в экспоненте в (10) величина  $\hat{\Omega}$  представляет собой термодинамический потенциал в переменных  $T, V, \mu_1$ . Символ  $T_\tau$  означает операцию  $T$ -упорядочения, причем операторы, стоящие под знаком  $T_\tau$ -произведения, располагаются слева направо в порядке убывания „времени“  $\tau$ . Гейзенберговские операторы  $\tilde{\psi}_\dagger$  и  $\tilde{\psi}_\ddagger$  в (10) определяются как [7]

$$\tilde{\psi}_\dagger(\vec{r}, \tau) = e^{\hat{H}\tau} \tilde{\psi}_\dagger(\vec{r}) e^{-\hat{H}\tau}, \quad \tilde{\psi}_\ddagger(\vec{r}, \tau) = e^{\hat{H}\tau} \tilde{\psi}_\ddagger^+(\vec{r}) e^{-\hat{H}\tau}. \quad (11)$$

Уравнения (9) похожи на уравнения для обычного сверхпроводника во внешнем однородном поле  $H$ . Однако имеются существенные отличия — векторный потенциал магнитного поля  $\vec{A}$  заменен эффективным потенциалом  $\vec{A}'$ , а истинная масса протона  $m_1$  заменена эффективной массой  $m_1^*$ .

3. В работе [8] изучалось влияние спинового парамагнетизма Паули на смешанное состояние обычного сверхпроводника. При этом учитывались также орбитальные эффекты реального магнитного поля. В этой работе было показано, что для любого значения параметра  $\alpha = \sqrt{2} H_{c2}(0)/H_p(0) > 1.8$  возможно существование нового типа сверхпроводящего состояния — неоднородного сверхпроводящего состояния или состояния Фульде и Феррела [9, 10]. Здесь  $H_{c2}(0) = 6.59 \Delta^2(0) c/e\hbar v_F^2$  — верхнее критическое поле в отсутствие парамагнитного эффекта при температуре  $T = 0$ . Возникающие в истинном поле  $H_{c2}$  куперовские пары находятся на нижнем уровне Ландау и имеют также скорость в направлении приложенного поля. Этот результат является обобщением результатов работ Фульде и Феррела [9] и Ларкина и Овчинникова [10], которые рассматривали проблему влияния однородного эффективного поля только на спины электронов в сверхпроводнике.

Переход из смешанного состояния в состояние Фульде и Феррела является фазовым переходом первого рода, в то время как переход из состояния Фульде и Феррела в нормальное состояние — фазовый переход второго рода. Поэтому для вычисления истинного поля  $H_{c2}$  нужно рассмотреть следующее линеаризованное интегральное уравнение для параметра порядка, которое получается из системы уравнений (9) вблизи  $H_{c2}$ :

$$\Delta(\vec{r}) = \int K(\vec{r}, \vec{r}') \Delta(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (12)$$

где

$$K(\vec{r}, \vec{r}') = |g| k T \sum_{\omega} \tilde{G}_{\omega}^{+}(\vec{r}, \vec{r}') \tilde{G}_{-\omega}^{-}(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_{\omega} K_{\omega}(\vec{r}, \vec{r}').$$

Здесь  $\tilde{G}_{\omega}^{+}$  и  $\tilde{G}_{\omega}^{-}$  — температурные гриновские функции нормальных протонов в магнитном поле, полученные в квазиклассическом приближении,

$$\tilde{G}_{\omega}^{\pm} = -\frac{m_1^*}{2\pi\hbar^2} \exp \left\{ [i(p_F v_F \pm \beta H) \operatorname{sgn} \omega - |\omega|] \frac{\rho}{\hbar v_F} + \frac{ie}{\hbar c} \int_{\vec{r}'}^{\vec{r}} \vec{A}'(s) ds \right\}, \quad (13)$$

где  $v_F$  и  $p_F$  — скорость и импульс протонов на поверхности Ферми,  $\rho = |\vec{r} - \vec{r}'|$ . Интегрирование (13) ведется по прямой, соединяющей точки с радиус-векторами  $\vec{r}'$  и  $\vec{r}$ . Для  $K_\omega(\vec{r}, \vec{r}')$  получаем следующее выражение:

$$K_\omega(\vec{r}, \vec{r}') = \exp \left\{ \frac{2ie}{\hbar c} \int_{\vec{r}'}^{\vec{r}} \vec{A}'(\vec{s}) d\vec{s} + \frac{2i\beta H \rho}{\hbar v_F} \right\} K_\omega^0(\rho). \quad (14)$$

Второе слагаемое в экспоненте появляется из-за парамагнетизма Паули,  $K_\omega^0(\rho)$  — интегральное ядро для протонного сверхпроводника в отсутствие магнитного поля, равное [7]

$$K_\omega^0(\rho) = |g| kT \left( \frac{m_1^*}{2\pi\phi\hbar^2} \right)^2 \exp \left( - \frac{2|\omega|\rho}{\hbar v_F} \right). \quad (15)$$

При расчете поля  $H_{c2}$  магнитное поле можно считать постоянным и равным приложенному однородному внешнему полю, поскольку изменением поля под влиянием сверхпроводящего тока можно пренебречь. Действительно, ток мал из-за малости  $\Delta$ . Поэтому  $\vec{A}' = -(1/2)[\vec{H}\vec{r}]$ , поле  $H$  направлено по оси  $z$ . Тогда точное решение уравнения (12) запишется в виде [8]

$$\Delta(\vec{r}) = \exp \left[ iQz - \frac{x^2 + y^2}{2r_c^2} \right], \quad (16)$$

где  $r_c = (\hbar c/eH)^{1/2}$ . Параметр порядка (16) описывает неоднородное сверхпроводящее состояние, в котором куперовские пары протонов имеют единый импульс  $\hbar Q$ , направленный по оси  $z$ .

Подставляя (14), (16) в интегральное уравнение (12), получаем [8]

$$1 = |g| kT \left( \frac{m_1^*}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \text{Re} \sum_{\omega > 0} \int d^2\rho \frac{1}{\rho^2} \exp [g(\rho)], \quad (17)$$

где

$$g(\rho) = - \left\{ \frac{2\rho(\omega + i\beta H)}{\hbar v_F} \right\} - \left\{ iQz + \frac{x^2 + y^2}{2r_c^2} \right\}. \quad (18)$$

Уравнение (17) представляют собой неявную функцию параметра  $Q$ , оптимальное значение которого должно соответствовать максимуму  $H_{c2}$ . Это уравнение решено численно для случая  $T = 0$  Грюнбергом.

и Гюнтером [8]. Для значений параметра  $\alpha > 1.8$  оптимальное решение соответствует ненулевому значению  $Q$ . Равновесное значение  $Q$  быстро возрастает с ростом  $\alpha$  и стремится далее к асимптотическому значению  $Q_{\xi_1} = 0.58$  для  $\alpha = \infty$ .  $H_{c2}$  стремится в этой области к своему асимптотическому значению  $1.07 H_p(0)$ . Таким образом, парамагнитный эффект приводит к уменьшению верхнего критического поля  $H_{c2}$  (см. табл. 1 и 2). Кроме того, протонный сверхпроводник, имеющий значения параметра  $\alpha > 1.8$ , в полях, близких к  $H_{c2}$  и при температуре  $T$ , меньшей некоторой характерной температуры  $T_0(\alpha)$ , переходит в неоднородное сверхпроводящее состояние. Главными характерными особенностями этого состояния являются: а) каждая куперовская пара имеет конечный импульс  $\hbar Q$ , который является функцией параметра  $\alpha$ ; б) сверхпроводник в этой фазе имеет конечную спиновую поляризацию в отличие от фазы БКШ, в которой спиновая поляризация отсутствует; в) анизотропия эффекта Мейсснера, то есть глубина проникновения магнитного поля в направлении параллельном к  $Q$  меньше, чем в перпендикулярном направлении; г) щель в выражении для удельной теплоемкости в точке перехода между сверхпроводящей и нормальной фазами стремится к нулю при  $T \rightarrow 0$ ; д) протонные вихревые нити представляют собой винтовые линии, оси которых параллельны приложенному полю.

В табл. 1 и 2 приведены значения напряженности магнитного поля  $H_{\max}$  в центре пучка протонных нитей, критических магнитных полей  $H_{c1} = (\Phi_0/4\pi\lambda^2) \ln \lambda/\xi_1$  и  $H_{c2}(0)$ , истинного поля  $H_{c2}$ , парамагнитного предела  $H_p(0)$ , глубины проникновения магнитного поля  $\lambda = (m_1 c^2/4\pi n e^2)^{1/2}$ , длины когерентности протонов при  $T = 0$   $\xi_1 = \hbar v_F/\pi\Delta(0)$ , параметров  $x$  и  $\alpha$ , зависящие от плотности вещества «пре»-фазы  $\rho$ . При составлении табл. 1 использовалось уравнение состояния вещества, приведенное в [11], а при составлении табл. 2 — уравнение состояния, приведенное в [12]. Поскольку всегда  $x > 0.707$ , то протоны представляют собой сверхпроводник второго рода.

Значения эффективной массы  $m_1^*$  и щели  $\Delta(0)$  взяты из работы [13]. Кривая для щели, приведенная в [13], аппроксимирована следующим многочленом [14]:

$$\Delta(0) = a_0 + a_1 n + a_2 n^2 + a_3 n^3. \quad (19)$$

Здесь  $\Delta(0)$  измеряется в МэВ,  $n$  — концентрация нуклонов в  $\text{Фм}^{-3}$ ,  $a_0 = -0.0974$ ,  $a_1 = 10.88$ ,  $a_2 = -41.87$ ,  $a_3 = 47.91$ .

Как видно из табл. 2, образование неоднородного сверхпроводящего состояния в «пре»-фазе нейтронной звезды с уравнением состояния [12] невозможно. Это заключение является следствием малости параметра  $x$ , которая в свою очередь обусловлена малостью параметра  $\alpha$ .

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТОННОГО СВЕРХПРОВОДНИКА  
ОТ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ [11]

$\rho$ $10^{14}$ г/см <sup>3</sup>	$\lambda$ $10^2$ ФМ	$\xi_1$ $10^2$ ФМ	$\alpha$	$H_{c1}$ $10^{14}$ Гс	$H_{max}$ $10^{14}$ Гс	$H_{c2}(0)$ $10^{14}$ Гс	$H_p(0)$ $10^{14}$ Гс	$\alpha$	$H_{c2}$ $10^{14}$ Гс
0.21	15.2	0.41	37	0.01	0.04	26	26	1.44	17
0.32	10.1	0.19	53	0.04	0.11	118	77	2.17	60
0.43	7.6	0.15	50	0.07	0.23	196	125	2.22	100
0.54	6.1	0.13	47	0.11	0.39	253	171	2.09	130
0.65	5.1	0.12	42	0.16	0.63	294	208	1.99	156
0.76	4.4	0.12	37	0.21	0.91	323	251	1.82	180
0.87	3.9	0.11	34	0.25	1.25	342	292	1.66	190
1.09	3.2	0.11	29	0.37	2.12	359	362	1.4	220
1.32	2.6	0.11	24	0.49	3.23	359	419	1.21	240
1.54	2.3	0.11	21	0.63	4.59	354	469	1.07	250
1.75	2.0	0.11	17	0.77	6.20	332	512	0.91	250
1.98	1.8	0.12	15	0.91	8.05	312	548	0.81	240
2.19	1.6	0.12	13	1.06	10.0	280	577	0.68	230
2.42	1.5	0.13	11	1.20	12.5	265	598	0.62	226
2.64	1.3	0.13	10	1.34	15.0	242	616	0.56	227
2.86	1.2	0.14	9	1.47	17.9	219	627	0.49	210
3.08	1.1	0.14	8	1.60	20.9	196	630	0.44	189
3.41	1.0	0.16	6	1.77	26.0	165	630	0.37	145

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТОННОГО СВЕРХПРОВОДНИКА  
ОТ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ [12]

$\rho$ $10^{14}$ Г/см <sup>3</sup>	$\lambda$ $10^2$ ФМ	$\xi_1$ $10^2$ ФМ	$\alpha$	$H_{c1}$ $10^{14}$ Гс	$H_{max}$ $10^{15}$ Гс	$H_{c2}$ $10^{16}$ Гс	$H_p$ $10^{16}$ Гс	$\alpha$	$H_{c2}$ $10^{16}$ Гс
2.29	1.19	0.16	7.4	1.54	2.1	1.7	5.9	0.41	1.1
2.51	1.14	0.16	7.1	1.64	2.3	1.6	6.0	0.39	1.2
2.73	1.09	0.16	6.8	1.74	2.5	1.6	6.1	0.36	1.2
2.95	1.04	0.17	6.1	1.83	2.8	1.5	6.2	0.34	1.3
3.17	0.99	0.17	5.8	1.92	3.1	1.4	6.3	0.31	1.2
3.39	0.94	0.18	5.2	2.00	3.5	1.3	6.3	0.28	1.2
3.61	0.90	0.19	4.7	2.06	3.9	1.2	6.3	0.26	1.0
3.84	0.86	0.20	4.3	2.11	4.4	1.1	6.2	0.24	0.9
4.05	0.83	0.21	3.9	2.14	4.9	0.9	6.1	0.21	0.8
4.28	0.79	0.23	3.4	2.15	5.5	0.8	6.0	0.19	0.6
4.38	0.76	0.24	3.2	2.14	5.8	0.7	5.9	0.17	0.6

Значения параметра  $\alpha$  для определенного интервала плотностей в «пре»-фазе нейтронной звезды с уравнением состояния [11] больше критического значения  $\alpha_c = 1.8$  (см. табл. 1). Однако и в этом случае состояние Фульде и Феррела не возникает, так как даже максимальное значение напряженности магнитного поля  $H_{\max}$  на два порядка меньше значения  $H_{c2}$ .

Заметим, что после  $H_{\max}$  вычисляется по следующей формуле:

$$H_{\max} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \frac{m_1(m_1^* - m_1)}{m_2 m_1} \ln \frac{b}{\xi_2}, \quad (20)$$

где  $b = (\hbar/2m_2\omega)^{1/2}$  — внешний радиус нейтронного вихря.

Таким образом, неоднородное сверхпроводящее состояние в «пре»-фазе нейтронной звезды не возникает. В этой фазе реализуется смешанное состояние, подробно рассмотренное в [1, 14]. Парамагнитные эффекты приводят лишь к уменьшению поля  $H_{c2}$ .

Отметим, что электроны не оказывают влияния на магнитные свойства вещества «пре»-фазы, так как магнитная восприимчивость релятивистских вырожденных электронов  $\chi_e$  равна [15, 16]

$$\chi_e = \frac{\gamma}{6\pi^2} \ln \left\{ \frac{\mu_e + (\mu_e^2 - m_e^2 c^4)^{1/2}}{m_e c^2} \right\} \approx 5 \cdot 10^{-4}. \quad (21)$$

Здесь  $\mu_e$  — химический потенциал релятивистских электронов, включающий энергию покоя,  $\gamma = e^2/\hbar c$  — постоянная тонкой структуры,  $m_e$  — масса покоя электрона.

Автор благодарит Г. С. Мкртчяна и Д. М. Седракяна за полезные обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

## ABOUT THE PARAMAGNETIC EFFECTS IN THE SUPERCONDUCTING NEUTRON STAR

K. M. SHAHABASSIAN

The effect of Pauli spin paramagnetism on the mixed state in the «pre»-phase of the neutron star is considered. The drag of superfluid protons by rotating superfluid neutrons is also taken into account. It has been shown that the Fulde-Ferrell state can not exist in the neutron star with hard equation of state. The value of second-order transition

field  $H_{c2}$  decreases. The characteristics of type II proton superconductor are calculated as functions of density.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 19, 303, 1983.
2. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *Докл. АН Арм.ССР, Физика*, 70, 28, 1980.
3. A. M. Clogston, *Phys. Rev. Lett.*, 9, 266, 1962.
4. B. S. Chandrasekhar, *Appl. Phys. Lett.*, 1, 7, 1962.
5. Д. Сай-Жам, Г. Сарма, Е. Томас, *Сверхпроводимость второго рода*, Мир, М., 1970.
6. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 16, 727, 1980.
7. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, М., 1962.
8. L. W. Guenberger, L. Guntner, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 996, 1966.
9. P. Fulds, R. A. Ferrell, *Phys. Rev.*, A135, 550, 1964.
10. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 47, 1136, 1964.
11. G. S. Sahakian, Yu. L. Variantan, *Nuovo Cim.*, 30, 82, 1963.
12. G. Baym, H. A. Bethe, C. J. Pethick, *Nucl. Phys.*, A175, 225, 1971.
13. N. C. Chao, J. W. Clark, C. H. Yang, *Nucl. Phys.*, A179, 320, 1972.
14. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 21, 547, 1984.
15. А. А. Рухадзе, В. П. Силин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 38, 645, 1960.
16. I. Easson, C. J. Pethick, *Astrophys. J.*, 227, 995, 1979.

УДК 524.3—17:510.67

РОЛЬ ЭКВИПОТЕНЦИАЛЕЙ И ЭКВИДЕНСИТ  
ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ГАЛАКТИК

С. А. КУТУЗОВ, Л. П. ОСИПКОВ

Поступила 10 февраля 1986

Принята к печати 20 июля 1986

Подробно выявляется роль задания уровней поверхностей потенциала (эквипотенциалей) и плотности (эквиденсит) в общей задаче моделирования галактик. Если заданы эквипотенциалы, то уравнение Пуассона позволяет найти пространственную плотность по круговой скорости. Рассмотрена задача определения потенциала и пространственной плотности по экваториальной плотности. Если заданы эквиденситы, то определяется ядро интегрального уравнения, связывающего плотность с круговой скоростью. Получены соответствующие выражения для известных моделей.

1. *Введение.* При моделировании распределения вещества в галактиках в большинстве случаев в качестве известных из наблюдений функций описания используются плотность в экваториальной плоскости, либо скорость центроида плоских подсистем, отождествляемая с круговой скоростью\*, либо обе эти функции [3]. При этом оказываются необходимыми дополнительные предположения о пространственной структуре системы. Обычно принимается сфероидальность эквиденсит (например, [3—6]). Отметим, что если модель представляет собой суперпозицию эллипсоидов различной сплюснутости, то суммарные эквиденситы могут значительно отличаться от эллипсоидов [7].

Вулли [8] (см. также [9]) и Огородников [10] предложили для моделирования нашей Галактики дополнительно использовать ход плотности в вертикальном направлении. При этом для полного построения модели Вулли предположил разделение движений в сферических координатах, а Огородников разделял цилиндрические переменные в выражении для плотности. Ранее методом разделения переменных пользовался Кутре [11].

\* Строго говоря, остаточные скорости звезд или давление газа приводят к отличию скорости центроида от круговой даже при отсутствии систематических радиальных движений. Но обычно этим различием пренебрегают (см. [1, 2]).

Для построения пространственных моделей галактик по круговой скорости или закону плотности в экваториальной плоскости можно предположить существование третьего квадратичного интеграла [12—15].

В последнее время наметился путь моделирования галактик, исходящий из выражения для гравитационного потенциала [16—22]. В статье [22] авторы предлагают строить пространственные модели звездных систем посредством раздельного задания эквипотенциальных поверхностей и закона потенциала.

В настоящей работе более подробно исследуется роль задания эквипотенциалей и эквиденсит в построении моделей распределения масс самогравитирующих систем.

2. *Роль эквипотенциалей в построении моделей галактик.* Пусть осесимметричный потенциал  $\Phi(R, z)$  зависит только от одной обобщенной координаты  $\xi \in [0, \infty)$ , которая является дважды дифференцируемой функцией безразмерных цилиндрических координат  $\rho, \zeta$ :

$$\xi^2 = f(\rho, \zeta), \quad \rho = R/R_0, \quad \zeta = z/R_0. \quad (1)$$

Переход к безразмерным координатам с помощью единицы длины  $R_0$  не уменьшает общности и удобен для дальнейшего рассмотрения. Функцию  $f$  всегда можно выбрать так, чтобы в плоскости симметрии  $\zeta = 0$  выполнялось соотношение

$$f(\rho, 0) = \rho^2. \quad (2)$$

Используя еще единицу потенциала  $\Phi_0$ , можно перейти к безразмерным потенциалу и плотности:

$$\varphi(\xi) = \Phi(R, z)/\Phi_0, \quad \nu(\rho, \zeta) = N(R, z)/N_0, \quad (3)$$

где  $N_0 = \Phi_0/(4\pi GR_0^2)$ , а  $G$  — постоянная гравитации. Обычно  $\Phi_0$  удобно выбрать так, чтобы в центре системы  $\varphi(0) = 1$ .

Как и в [22], введем обобщенную круговую частоту  $\omega(\xi)$  соотношением

$$\omega^2(\xi) = -2d\varphi(\xi)/d(\xi^2). \quad (4)$$

Функция  $\omega(\xi)$  определяется исключительно законом потенциала. Тогда уравнение Пуассона можно записать в следующем виде [21, 22]

$$\nu(\rho, \zeta) = P_1(\rho, \zeta)\omega^2(\xi) + 2P_2(\rho, \zeta)\frac{d\omega^2(\xi)}{d(\xi^2)}. \quad (5)$$

Здесь «весовые» функции  $P_1, P_2$  целиком определяются принятым уравнением экvipотенциалей (1):

$$\left. \begin{aligned} 2P_1(\rho, \zeta) = \Delta f &= \frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} + \frac{\partial f}{\rho \partial \rho} + \frac{\partial^2 f}{\partial \zeta^2}, \\ 4P_2(\rho, \zeta) &= \left(\frac{\partial f}{\partial \rho}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \zeta}\right)^2, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где  $\Delta$  — лапласиан;  $P_2$  пропорционально квадрату градиента  $\nabla^2$ .

Для полного построения модели теперь достаточно наряду с функцией  $f(\rho, \zeta)$  задать закон потенциала  $\varphi(\xi)$ . Соответствующие примеры приведены в работах [21, 22]. При этом не всякий закон потенциала может сочетаться с заданными экvipотенциалами. В [22] найдены ограничения на параметры семейств потенциала Велтманна [23] и Брандта [24].

Однако в том случае, когда на основе уравнения Пуассона (5) отыскивается только плотность в экваториальной плоскости

$$\nu(\rho, 0) = P_1(\rho, 0) \omega^2(\rho) + 2P_2(\rho, 0) \frac{d\omega^2(\rho)}{d(\rho^2)}, \quad (7)$$

то для принятых в [22] выражений

$$P_1(\rho, 0) = 2 + \frac{\varepsilon^{-1} + u}{\varepsilon + u}, \quad u = (1 + \gamma \rho^2)^{1/2}, \quad P_2(\rho, 0) = \rho^2, \quad (8)$$

где  $\varepsilon, \gamma \in [0, 1]$  — параметры семейства экvipотенциалей, названные ограничения отпадают. Для закона потенциала Велтманна имеем:

$$\left. \begin{aligned} \nu(\rho, 0) &= \left\{ 2 + \frac{\varepsilon^{-1} + u}{\varepsilon + u} - (1 - \chi^{-2} \varphi^2) [2 - n + (1 + n) \alpha^{-n} \chi^n] \right\} \omega^2(\rho) \\ \omega^2(\rho) &= \chi \alpha^{-n} \chi^{n-2} \varphi^2, \quad \chi^n = \alpha^n - \beta^n \varphi^n, \quad \beta^n = \alpha^n - 1, \\ \varphi(\rho) &= \alpha [\beta^n + (1 + \chi \rho^2)^{n/2}]^{-1/n}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Для закона потенциала Брандта получается

$$\left. \begin{aligned} \nu(\rho, 0) &= \frac{1 + 2\varepsilon^2 + 3\varepsilon u + (1 - \varepsilon^2) b \rho^n}{\varepsilon(\varepsilon + u)(1 + b \rho^n)} \omega^2(\rho), \\ \omega^2(\rho) &= \frac{\alpha}{(1 + b \rho^n)^{3/n}}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Плотности (9), (10) при положительных значениях параметров  $\alpha, \chi, a, b, n$  всюду положительны и при  $\rho \rightarrow \infty$  убывают как  $\rho^{-4}$ .

Представляет интерес также закон потенциала, используемый Линден—Беллом [17] и Багиным [19]. В случае (8) ему соответствует

$$\left. \begin{aligned} v(\rho, 0) &= \left[ 2 + \frac{\varepsilon^{-1} + u}{\varepsilon + u} + \frac{2 - 5w^4\varphi^4}{w^2} \rho^2 \right] \omega^2(\rho), \\ \omega^2(\rho) &= w^2\varphi^5, \quad \varphi(\rho) = (2\lambda - \lambda^2 + w^4)^{-1/4}, \quad w = (1 - \lambda + \rho^2)^{1/2}, \end{aligned} \right\} (11)$$

где  $\lambda$  — параметр потенциала ( $0 \leq \lambda < 1$ ). Эта плотность также всюду положительна и имеет такую же асимптотику, как и две предыдущие.

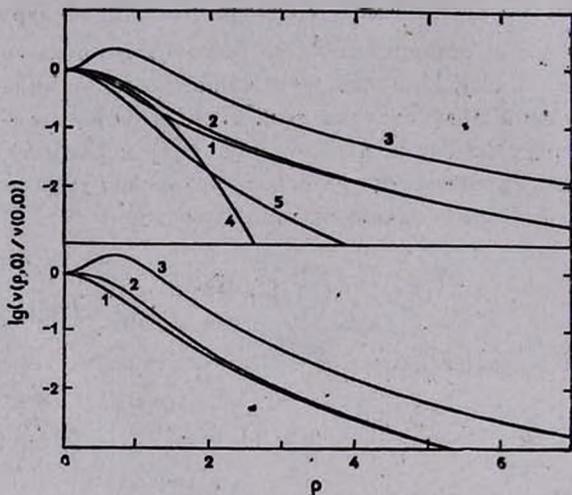


Рис. 1. Ход экваториальной плотности для некоторых моделей: 1—Велтманна (9).  $a=x=1$ —потенциал Шустера; 2—Брандта (10),  $a=b=1$ ,  $n=3$ —потенциал Боттлягера; 3—Багина (11),  $\lambda=0.8$ ; 4—нормальной (18).  $a=1$ ; 5—Шустера (22),  $a=1$ ,  $m=5/2$ . Для моделей 1, 2, 3 параметры эквипотенциалей ( $\varepsilon=0.1$ ,  $\gamma=0$  (вверху),  $\gamma=1$  (внизу)).

Если заданы выражения типа (8) и найдена экваториальная плотность, то построить пространственную модель в принципе можно, «надстраивая» эквипотенциалы таким образом, чтобы пространственная плотность была физически корректной и чтобы выражения вида (8) служили краевыми условиями уравнений (6).

Выражение (7) можно использовать и для нахождения экваториальной плотности по определяемой из наблюдений кривой вращения плоских подсистем. Поскольку при этом производится дифференцирование обремененной наблюдательными ошибками круговой частоты, данная задача относится к классу некорректных задач.

Можно ли при фиксированной форме эквипотенциалей задать произвольным образом  $v(\rho, \zeta)$  как функцию координат? Выразив из уравнения (1)  $\rho$  как функцию  $\xi$  и  $\zeta$  и подставив ее в (5), будем рассматривать послед-

нее как обыкновенное дифференциальное уравнение относительно функции  $\omega^2(\xi)$ . Коэффициенты и свободный член зависят при этом как от переменной дифференцирования  $\xi^2$ , так и от координаты  $\xi$ , которую нужно считать параметром уравнения. Чтобы ответ на поставленный вопрос был положительным, решение полученного уравнения не должно зависеть от этого параметра. Ясно, что в общем случае это невозможно. Можно, однако, задать какое-либо сечение плотности, например,  $\nu(\rho, 0)$  и этого достаточно для определения из (5) (с учетом соотношения (2)) закона потенциала. Таким образом, задав уравнение эквипотенциалей, можно строить пространственные модели звездных систем по закону плотности в экваториальной плоскости. Разумеется, при этом всякий раз необходимо проверять физическую допустимость модели, в частности, неотрицательность плотности  $\nu(\rho, \zeta)$  при  $\rho, \zeta$ .

3. Моделирование галактик по закону плотности  $\nu(\rho, 0)$ . Рассмотрим подробнее описанный выше способ построения моделей. Перепишем (7), обозначая

$$\left. \begin{aligned} x &= \rho^2, & Y(x) &= \omega^2(\rho), & Y'(x) &= dY/dx, \\ Q(x) &= P_1(\rho, 0), & P(x) &= 2P_2(\rho, 0), & F(x) &= \nu(\rho, 0). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Получим, что

$$P(x) Y'(x) + Q(x) Y(x) = F(x). \quad (13)$$

Это линейное уравнение с переменными коэффициентами. Подстановкой  $du = dx/P(x)$  (или делением на коэффициент при производной) уравнение (13) может быть проинтегрировано в квадратурах. Физический смысл имеют только неотрицательные и ограниченные решения  $Y(x)$ .

В качестве примера рассмотрим эквипотенциалы наших работ [21, 22] при значении параметра  $\gamma = 0$  (см. формулы (8)). Тогда

$$P(x) = 2x, \quad Q(x) = 2 + \varepsilon^{-1} = \text{const.} \quad (14)$$

Здесь  $\varepsilon \in [0, 1]$  — структурный параметр сплюснутости,  $\varepsilon = 1$  соответствует шару, при  $\varepsilon = 0$  в системе выделяется диск. Заметим, что выражения вида (14) получаются и для систем с эллипсоидальными эквипотенциалами, которые фактически рассмотрены в [18, 25]. Однако при этом нельзя построить дискообразные модели.

После подстановки (14) в (13) и интегрирования получаем, что единственное, имеющее физический смысл решение оказывается следующим:

$$Y(x) = \frac{1}{2} x^{-Q/2} \int_0^x F(u) u^{Q/2-1} du. \quad (15)$$

Из (14) и (15) получаем, что независимо от закона плотности круговая частота на оси вращения  $\omega_0 = \omega(0)$  связана с центральной плотностью  $\nu_0 = \nu(0, 0)$  соотношением

$$(2 + \varepsilon^{-1}) \omega_0^2 = \nu_0. \quad (16)$$

Это также непосредственно следует из (7), (8). Если из наблюдений известны  $\nu_0$ ,  $\omega_0$ , то (16) можно использовать для оценки параметра  $\varepsilon$ .

С помощью (15) и (5) можно получить плотность  $\nu(\rho, \zeta)$  вне экваториальной плоскости, даже не находя потенциал  $\varphi(\xi)$ . В частности, на оси  $\rho = 0$

$$\nu(0, \zeta) = P_1(0, \zeta) Y((q+1-\varepsilon)^2 - 1) + 2P_2(0, \zeta) Y'((q+1-\varepsilon)^2 - 1), \quad (17)$$

где

$$P_1(0, \zeta) = 3 + \varepsilon^2(1 - \varepsilon) q^{-3}, \quad P_2(0, \zeta) = (q^2 - \varepsilon^2)[1 + (1 - \varepsilon) q^{-1}],$$

$$q = (\varepsilon^2 + \zeta^2)^{1/2}.$$

(17) можно рассматривать и как уравнение для определения круговой частоты по плотности на оси вращения. В последнее время стали появляться соответствующие наблюдательные данные [26].

Возвращаясь к решению (15) уравнений (13), (14), рассмотрим модель с нормальным законом плотности

$$\nu(\rho, 0) = \nu_0 e^{-(\rho/a)^2}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в (15), получим, что

$$\omega^2(\xi) = \frac{1}{2} \nu_0 (\xi/a)^{-Q} \Gamma(Q/2, \xi^2/a^2), \quad (19)$$

где

$$\Gamma(b, x) = \int_0^x e^{-t} t^{b-1} dt = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n x^{b+n}}{n! (b+n)}$$

— неполная гамма-функция. При произвольных  $Q$  потенциал получается только в виде ряда:

$$\varphi(\xi) = 1 - \frac{1}{2} a^2 \nu_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (\xi/a)^{2(n+1)}}{(n+1)! (Q+2n)}. \quad (20)$$

Для сильно сплюснутых систем ( $\varepsilon \ll 1$ , т. е.  $Q \gg 1$ ) находим из (19), что

$$\omega^2(\xi) = \frac{\nu_0}{Q} e^{-(\xi/a)^2} + O(Q^{-2}),$$

т. е. квадрат круговой частоты пропорционален плотности. Можно показать, что при данных эквипотенциалах (14) подобным свойством обладают модели с любым законом экваториальной плотности  $\nu(\rho, 0)$ .

В сферическом случае  $\varepsilon = 1$ ,  $Q = 3$  и

$$\omega^2(\xi) = \frac{1}{2} \nu_0 (\xi/a)^{-3} \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Phi(\xi/a) - (\xi/a) e^{-(\xi/a)^2} \right], \quad (21)$$

где  $\Phi(x)$  — интеграл вероятности. Модели с нормальным законом плотности ранее исследовали Перек [27] и Такасе [28], но они предполагали сфероидальность эквиденсит.

В качестве второго примера рассмотрим закон плотности

$$\nu(\rho, 0) = \nu_0 (1 + \rho^2/a^2)^{-m}. \quad (22)$$

Для различных  $m$  выражение (22) неоднократно использовалось для аппроксимации хода плотности в скоплениях звезд и галактик (см. [29]). При  $m = 2$  подобный ход плотности соответствует данным Миллера и Прендергаста для галактики NGC 3379, а также первой модели Шмидта нашей Галактики [31]. Напомним, что сферическую модель с  $m = 2$  предложил Костицын [32] как альтернативу известному закону Шустера ( $m = 5/2$ ) (например, [33]). Примеры несферических моделей с законом плотности (22) в экваториальной плоскости приводит Кузмин [7].

Подставляя (22) в (15), находим, что

$$\omega^2(\xi) = \frac{1}{2} \nu_0 (\xi/a)^{-Q} B_w(Q/2, m - Q/2), \quad (23)$$

где

$$w = (\xi/a)^2 [1 + (\xi/a)^2]^{-1},$$

а

$$B_x(p, q) = \int_0^x t^{p-1} (1-t)^{q-1} dt$$

— неполная бета-функция. Для натуральных значений  $Q$ ,  $m$  удастся выразить круговую частоту через элементарные функции и найти потенциал. В сферическом случае ( $Q = 3$ ) Велтманн [29, 34] получил, что

$$\varphi(\xi) = {}_2F_1(1/2, m - 1; 3/2; -(\xi/a)^2),$$

где  ${}_2F_1$  — гипергеометрическая функция.

Описанный способ моделирования звездных систем можно применять, понимая под  $\nu(\rho, 0)$  не обязательно тотальную плотность, а плотность какой-либо подсистемы. Различные подсистемы можно характеризовать своими уравнениями эквипотенциалей, в простейшем случае (14) варьируя параметр сплюснутости  $\epsilon$ . Однако этот способ обладает следующим существенным недостатком. Для сильно сплюснутых подсистем (13) оказывается уравнением с малым параметром при производной. Поэтому его решение будет весьма чувствительно к поведению принятых эквипотенциалей вблизи плоскости симметрии.

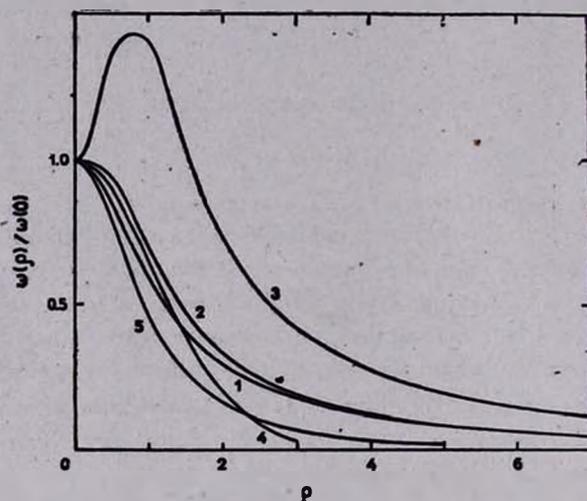


Рис. 2. Ход круговой частоты. Цифры обозначают те же модели, что и на рис. 1. Для моделей 4 — (19) и 5 — (23) параметры эквипотенциалей  $\epsilon=0.1$ ,  $\gamma=0$ .

4. Роль эквиденсит в моделировании распределения масс. Пусть плотность будет функцией одного аргумента  $\eta$ :

$$\eta = g(\rho, z), \quad g(\rho, 0) = \rho, \quad \eta \in [0, \infty). \quad (24)$$

Тогда можно [35] установить соотношение между круговой скоростью

$$v(\rho) = [-\rho \partial \varphi(\rho, 0) / \partial \rho]^{1/2} \quad (25)$$

и плотностью  $\nu(\eta)$ , имеющее вид

$$v^2(\rho) = \int_0^{\infty} \nu(\eta) K(\rho, \eta) d\eta \quad (26)$$

Если эквиденситы (24) и круговую скорость (25) считать известными функциями, то соотношение (26) следует рассматривать как интегральное

уравнение относительно  $\nu(\eta_i)$ . Выражение для ядра  $K(\rho, \eta)$  можно найти следующим путем.

Рассмотрим в точке  $(\rho, \zeta)$  силу притяжения от элемента массы однородного слоя, заключенного между эквиденситами со значениями экваториальных радиусов  $\eta$  и  $\eta + d\eta$ . Введем топоцентрическую систему координат  $(r, l, b)$ , где  $r$ —расстояние, а  $l, b$  аналогичны галактическим долготе и широте. Цилиндрические координаты  $\rho, \zeta$  точки на данной эквиденсите выражаются через топоцентрические очевидным образом:

$$\rho^2 = r^2 - 2\rho r \cos b \cos l + r^2 \cos^2 b, \quad \zeta = \zeta + r \sin b.$$

Подставив эти выражения в (24) и решив получившееся уравнение относительно  $r$ , получим расстояния до точек эквиденситы на заданном луче зрения:

$$r_i = r_i(\rho, \zeta, \eta, b, l), \quad i = 1, \dots, n.$$

Здесь  $n$ —число пересечений эквиденситы данным лучом. Если эквиденсита всюду выпукла, то для внутренней точки  $(\rho, \zeta)$   $n = 1$ , а для внешней  $n = 2$  (или  $n = 1$  в случае касания). Если же эквиденсита имеет как выпуклые, так и вогнутые области, то для внутренней точки может быть  $n = 3$ , а для внешней  $n = 4$ .

Пусть элементы слоя на заданном луче вырезаны телесным углом  $d\Omega = \cos b db dl$  с вершиной в точке  $(\rho, \zeta)$ . Их толщины по лучу суть  $|dr_i| \approx \partial r_i(\rho, \zeta, \eta, b, l)/\partial \eta | d\eta$ . Величина безразмерной силы на единицу массы, т. е. ускорения (единица ускорения равна  $\Phi_0/(4\pi R_0)$ ) от каждого элемента будет  $\nu(\eta) |dr_i| d\Omega$ . Направляющим косинусом радиальной составляющей ускорения будет  $-\cos b \cos l$ , а вертикальной  $+\sin b$ . Отсюда получаем следующее дополнение к известной теореме Ньютона ([36], стр. 276).

Если для внутренней точки  $(\rho, \zeta)$  при одновременной замене  $b$  на  $(-b)$  и  $l$  на  $l + \pi$  ни одно из значений  $|\partial r_i/\partial \eta|$  и число пересечений  $n$  не изменяются, то элементарный слой массы не оказывает притяжения на эту точку.

В таком случае притяжение от элементов слоя, находящихся на диаметрально противоположных случаях, взаимно компенсируется. Напомним, что доказано следующее обращение теоремы Ньютона [37]:

Если однородное тело, ограниченное подобными поверхностями, не оказывает притяжения на точки внутренней полости, то это тело является эллипсоидальным слоем, ограниченным концентрическими подобными и подобно расположенными эллипсоидами.

Отсюда следует, что в случае подобных эквиденсит обрезать, т. е. отбрасывать внешние области за некоторой эквиденситой без изменения

гравитационного поля во внутренней части можно только у моделей с эллипсоидальными эквиденситами.

Вернемся к выводу (26). Интегрируя радиальную составляющую ускорения для точки  $(\rho, 0)$  по телесному углу, охватывающему слой (сперва по  $l$ , а затем по  $b$ ), а потом по всем слоям, с учетом (25) приходим к (26), где

$$4\pi K(\rho, \eta) = \rho \int_a^b \int_0^{2\pi} \sum_{i=1}^n |\partial r_i(\rho, 0, \eta, b, l) / \partial \eta| \cos^2 b \cos l \, dl \, db. \quad (27)$$

В случае сфероидальных эквиденсит с отношением полярной оси к экваториальной

$$g(\rho, \zeta) = (\rho^2 + c^{-2}\zeta^2)^{1/2}. \quad (28)$$

Для  $r$  имеем квадратное уравнение

$$Ar^2 - 2Br + D = 0,$$

где

$$A = \cos^2 b + c^{-2} \sin^2 b, \quad B = \rho \cos b \cos l, \quad D = \rho^2 - \eta^2.$$

Для внешней точки конус, ограничивающий телесный угол, определяется уравнением

$$B^2 - AD = 0.$$

Описанный выше метод в случае, когда  $c$  не зависит от  $\eta$  дает известное соотношение [38, 39]

$$v^2(\rho) = \int_0^{\rho} \frac{c\nu(\eta) \eta^2}{V\rho^2 - e^2\eta^2} d\eta, \quad e^2 = 1 - c^2. \quad (29)$$

Аналогично выводится соотношение для безразмерного параметра

$$C(\rho) = (-\partial^2 \Phi(\rho, \zeta) / \partial \zeta^2 |_{\zeta=0})^{1/2} \quad (30)$$

(его единица равна  $\Phi_0^{1/2} R_0^{-1}$ ). При этом следует продифференцировать по  $\zeta$  вертикальную составляющую ускорения, а затем положить  $\zeta = 0$ . После интегрирования получаем:

$$C^2(\rho) = \int_0^{\rho} \frac{c\nu(\eta) \eta^2}{(\rho^2 - e^2\eta^2)^{3/2}} d\eta, \quad e^2 = 1 - c^2. \quad (31)$$

Если  $c \rightarrow 0$ , то ядро обращается в дельта-функцию, и  $C^2(\rho) = \nu(\rho, 0)$ .

Описанным способом нетрудно убедиться, что и выражение для потенциала в произвольной точке имеет вид

$$\varphi(\rho, \zeta) = \int_0^{\infty} \nu(\tau) L(\rho, \zeta, \tau) d\tau, \quad (32)$$

где ядро

$$L(\rho, \zeta, \tau) = \frac{1}{8\pi} \int \int \sum_{l=1}^n |dr_l^2(\rho, \zeta, \tau, b, l) / \partial \tau| \cos b \, dl \, db \quad (33)$$

полностью определяется заданными эквиденситами. В случае сферонидальных эквиденсит (28) с постоянной сплюснутостью с оказывается [4], что

$$L(\rho, \zeta, \tau) = \begin{cases} \frac{\eta}{e} \arcsin \left( \frac{1}{2\rho} [V\zeta^2 + (\rho + e\tau)^2 - V\zeta^2 + (\rho - e\tau)^2] \right), & \tau \leq s, \\ \frac{\eta}{e} \arcsin e, & \tau \geq s, \quad s^2 = \rho^2 + c^{-2}\zeta^2. \end{cases} \quad (34)$$

В общем случае, когда заданы эквиденситы (24), для полного определения модели достаточно задать круговую скорость или экваториальный потенциал и решить относительно плотности интегральное уравнение (26). После этого пространственный потенциал определится выражением (32). С другой стороны, можно непосредственно задать закон плотности  $\nu(\tau)$  и использовать (26) для нахождения круговой скорости  $v(\rho)$  и (32) для определения потенциала  $\varphi(\rho, \zeta)$ .

Как известно, оба эти способа широко используются при моделировании галактик, причем наиболее распространена модель неоднородного сфероиды (28). В первом способе рассматривается интегральное уравнение (29). Решения этого уравнения для различных теоретических выражений функций  $\nu(\rho)$  и  $\varphi(\rho, 0)$  рассматривали Идлис [40], Брандт [24], Кузмин и Маласидзе [41, 42], но при произвольных значениях сплюснутости эквиденсит аналитически решить уравнение (29) оказывается затруднительным. Способы численного решения (29) разрабатывали Бербиджи и Прендергаст [39] и Сизиков [43], применившие их к наблюдательным данным о вращении ряда галактик. Приближенное решение для произвольного закона круговой скорости дано в [44]. Однако решение уравнения (29) представляет собой некорректно поставленную задачу, а известная из наблюдений функция  $\nu(\rho)$  обременена ошибками, искажающими результат, поэтому требуются специальные методы регуляризации, описанные в [45, 46].

Во втором способе, задавая для различных подсистем  $v(\eta)$ , мы фактически приходим к так называемому «методу Оорта» моделирования звездных систем [33]. Таковы упоминавшиеся выше модели Перека [27], Такаса [28], Эйнасто [6], Иннанена [5] и др.

С чисто теоретической точки зрения интересно, что получится, если одновременно задавать эквипотенциали (1) и эквиденситы (24). Тогда имеем систему уравнений (5), где надо заменить  $v(\rho, \zeta)$  на  $v(\eta)$  и (32), где надо заменить  $\varphi(\rho, \zeta)$  на  $\varphi(\xi)$ , из которых одновременно определяются  $v(\eta)$  и  $\varphi(\xi)$ , если эта система совместна. В общем случае для конфигураций конечной массы эквипотенциали и эквиденситы должны быть различны, как показал Кузмин [47]. Они совпадают только в сферически-симметричных моделях, когда система (5) и (32) вырождается в одно уравнение (тогда  $P_1 = 3$ ,  $P_2 = s^2 = \rho^2 + \zeta^2$ ,  $L = \eta^2/s$  при  $\eta \leq s$ ,  $L = \eta$  при  $\eta \geq s$ ). Тем не менее, и в общем случае эта система, по-видимому, не совместна.

Итак, задавая эквипотенциали, мы имеем явное выражение (5) для плотности через потенциал, а задавая эквиденситы, получаем выражение для потенциала (32) через плотность. Задача определения плотности по кривой вращения является некорректной как при использовании выражения (7), так и в случае решения уравнения (26). Очевидно, что первый из этих путей проще.

Авторы признательны участникам семинара К. Ф. Огородникова по звездной динамике за полезное обсуждение работы.

Ленинградский государственный  
университет

## THE ROLE OF EQUIPOTENTIAL AND EQUIDENSITY SURFACES FOR CONSTRUCTING MODELS OF GALAXIES

S. A. KUTUZOV, L. P. OSSIPKOV

Adopting a form of equipotential surfaces we can find a spatial density of a galaxy on the basis of a circular velocity (using the Poisson equation). The problem of finding the spatial model of a system from the equatorial density is analysed. By adopting equidensity surfaces it is possible to determine a kernel of the integral equation connecting a density with a circular velocity. Some examples are given.

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast, *Astrophys. J.*, 131, 549, 1960.
2. Л. М. Генкина, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 17, 56, 1971.
3. В. С. Сизиков, *Астрофизика*, 3, 267, 1967.
4. L. Persek, *Adv. Astron. and Astrophys.*, 1, 165, 1962.
5. K. A. Innanen, *Astrophys. and Space Sci.*, 22, 393, 1973.
6. Я. Э. Эйнасто, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 5, 87, 1965.
7. Г. Г. Кузмин, Публ. Тартуск. обсерв., 35, 285, 1966.
8. R. Woolleg, in "Structure and Evolution of the Galaxy", D. Reidel Publ. Co, Dordrecht, 1971, p. 178.
9. Y. Yoshii, H. Sato, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 31, 339, 1979.
10. К. Ф. Огородников, в кн. «Астрометрия и небесная механика», изд. ВАГО АН СССР, М.—Л., 1978, стр. 501.
11. R. Coutréz, *Commun. Observ. Roy. Belgique*, No 15, 1950.
12. Г. Г. Кузмин, Докторская диссертация, Тарту, 1969.
13. Г. А. Маласидзе, в кн. «Динамика галактик и звездных скоплений», Наука, КазССР, Алма-Ата, 1973, стр. 93.
14. А. В. Локтин, Кандидатская диссертация, Свердловск, 1984.
15. В. И. Родионов, Докл. АН УзбССР, № 3, 28, 1985.
16. Г. Г. Кузмин, *Астрон. ж.*, 33, 27, 1956.
17. D. Lynden-Bell, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 123, 447, 1962.
18. И. Л. Генкин, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 7, 16, 1966.
19. В. М. Багин, *Астрон. ж.*, 49, 1249, 1972.
20. M. Miyamoto, R. Nagat, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 27, 533, 1975.
21. С. А. Кугузов, А. П. Осипков, *Астрон. ж.*, 57, 28, 1980.
22. С. А. Кугузов, А. П. Осипков, *Вестн. ЛГУ*, № 1, 99, 1981.
23. Ю.-И. К. Велтманн, *Астрон. ж.*, 56, 976, 1979.
24. J. C. Brandt, *Astrophys. J.*, 131, 293, 1960.
25. А. П. Осипков, *Вестн. ЛГУ*, № 7, 151, 1975.
26. P. C. van der Kruit, L. Searle, *Astron. and Astrophys.*, 95, 105, 1981.
27. L. Persek, *Contr. Astron. Inst. Brno*, 1, No 12, 11, 1954.
28. В. Takase, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 9, 16, 1957.
29. Ю.-И. К. Велтманн, в кн. «Звездные скопления», изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1979, стр. 50.
30. R. H. Miller, K. H. Prendergast, *Astrophys. J.*, 136, 713, 1962.
31. M. Schmidt, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 13, 15, 1956.
32. В. А. Костицын, Тр. Главн. Российск. астрофиз. обсерв., 1, 28, 1922.
33. К. Ф. Огородников, *Динамика звездных систем*, Физматгиз, М., 1958.
34. Ю.-И. К. Велтманн, *Астрон. ж.*, 47, 1286, 1970.
35. С. А. Кугузов, Тр. Астрофиз. ин-та АН КазССР, 5, 78, 1965.
36. А. Н. Крылов, *Собрание трудов*, т. VII изд. АН СССР, М.—Л., 1936, стр. 276.
37. P. Dive, *Bull. Soc. Math. France*, 59, 128, 1931.
38. Г. Г. Кузмин, Публ. Тартуск. обсерв., 32, 211, 1952.
39. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, K. H. Prendergast, *Astrophys. J.*, 130, 739, 1959.

40. Г. М. Идлис, Тр. Астрофиз. ин-та АН Каз.ССР, 1, 1961.
41. Г. Г. Кузмин, Г. А. Маласидзе, Публ. Тартуск. обсерв., 38, 181, 1969.
42. Г. А. Маласидзе, Сообщ. АН Груз.ССР, 102, 334, 1981.
43. В. С. Сизиков, Вестн. ЛГУ, № 1, 137, 1967.
44. Г. Г. Кузмин, С. А. Кутузов, Публ. Тартуск. обсерв., 35, 316, 1966.
45. С. А. Кутузов, В. О. Сергеев, Астрофизика,, 14, 473, 1978.
46. Л. М. Генкина, Р. К. Мухаметкалиева, Тр. Астроф. ин-та АН Каз.ССР, 28, 19, 1976.
47. Г. Г. Кузмин, Публ. Тартуск. обсерв., 34, 9, 1963.

УДК: 524.3—4

## НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЗВЕЗД НАСЕЛЕНИЯ III

Б. В. ВАЙНЕР, В. В. ЧУВЕНКОВ, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 12 февраля 1986

Принята к печати 10 августа 1986

Рассчитана температурная история газа, нагреваемого вспышками звезд населения III при красных смещениях  $z \sim 100$ . Определена величина искажений спектра реликтового излучения и интенсивность возникающего рентгеновского излучения. Из сопоставления с имеющимися наблюдениями получены ограничения на величину энерговыделения при взрывах таких звезд. Обсуждается возможность синтеза легких элементов в первичных очень массивных звездах.

1. *Введение.* Сравнение предсказаний теории космологического нуклеосинтеза с имеющимися наблюдательными данными по распространенности легких элементов ( $D, He^4, He^3, Li^7$ ) указывает на низкую среднюю плотность барионов  $\Omega_b h_0^2 \leq 0.1$  [1, 2]\*. В то же время оценки вириальных масс скоплений галактик соответствуют  $\Omega_b \simeq 0.2 \div 0.3$  [3]. Из инфляционных теорий ранних стадий эволюции Вселенной вытекает, что полная плотность гравитирующей материи  $\Omega_t = 1$  [4]. Все эти факты можно согласовать между собой, если 70÷80% полной массы вещества представляют собой небарионную форму материи, распределенную в высшей степени однородно в пространстве, а подавляющая часть барионов собрана в слабосветящиеся маломассивные объекты или черные дыры. Но тогда практически весь наблюдаемый дейтерий должен иметь некосмологическое происхождение, поскольку при  $\Omega_b \geq 0.3$  распространенность дейтерия по массе  $X \leq 6 \cdot 10^{-6}$  существенно меньше наблюдаемой  $X \sim 3 \cdot 10^{-5}$ . В последнее время ряд авторов предлагают рассмотреть космологические модели со звездами населения III, т. е. с массивными ( $M \approx 10^2 \div 10^5 M_\odot$ ) объектами, образующимися в догалактическую эпоху при больших красных смещениях  $z \sim 100$  [5—7]. Хотя законченная теория эволюции таких звезд в настоящее время отсутствует, все же основные черты эволюции та-

\*  $h_0 = H_0/50$  км/с Мпк — постоянная Хаббла.

ких объектов понятны: согласно расчетам [7], звезды с массами  $M = (30 \div 100) M_{\odot}$  взрываются подобно сверхновым, в то время как звезды с  $M = (10^2 \div 10^5) M_{\odot}$  испытывают необратимый коллапс [8—10], возможно с существенной потерей массы в виде звездного ветра, поэтому по имеющимся данным можно исследовать вопрос о наблюдательных проявлениях деятельности таких очень массивных объектов (ОМО). Очевидно, что возможность наблюдения каких-либо следов деятельности ОМО в настоящее время зависит от выделенной ими энергии, а также от моментов их рождения и смерти.

ОМО с первоначально водородно-гелиевым химсоставом могут обеспечить выход тяжелых элементов, достаточный для объяснения наблюдаемых обилий в звездах населения II, если энерговыделение в них составляет  $\sim 10^{16}$  эрг/г [11]. Для производства наблюдаемой массы дейтерия потребуется уже существенно большее энерговыделение. Это обстоятельство связано с тем фактом, что если космологическая плазма состояла из водорода и гелия, реакции расщепления  $p + \text{He}^4 \rightarrow \text{D} + \dots$  обязательно будут сопровождаться производством лития в реакциях  $\text{He}^4 + \text{He}^4 \rightarrow \text{Li}^{6,7} + \dots$ , и результирующее отношение концентраций  $\text{Li}/\text{D}$  примерно на два порядка превысит наблюдаемое [12]. Если же ускорить протоны и  $\alpha$ -частицы в ОМО до энергий  $\sim 30$  ГэВ/нуклон, отношение  $\text{Li}/\text{D}$  можно согласовать с наблюдаемой величиной [13], но тогда энерговыделение должно составить не менее  $6 \cdot 10^{18}$  эрг/г при красных смещениях  $z \geq 300$ . Альтернативная модель синтеза дейтерия предложена в [5]. Здесь звезды населения III формируются из чисто водородного космологического субстрата, в них синтезируется весь наблюдаемый гелий, а взаимодействие энергичных частиц звездного ветра (или ускоренных на фронте УВ) с протонами фона приводит к образованию дейтерия. Однако, как показано в [14, 15], для избежания перепроизводства лития необходимы весьма специфические предположения о начальном энергетическом спектре  $\alpha$ -частиц, а энерговыделение должно быть достаточно большим ( $\sim 3 \cdot 10^{18}$  эрг/г). При таких энерговыделениях окружающий ОМО холодный газ будет разогрет до высоких температур и ионизован. С одной стороны, вторичная ионизация, обусловленная ОМО, может быть причиной уменьшения уровня угловых флуктуаций реликтового излучения в масштабах  $\lesssim 1^\circ$  до не наблюдаемых в настоящее время значений [16]. Однако другим важным следствием вторичного разогрева и ионизации являются спектральные искажения реликтового излучения (РИ) [17, 18]. Величина отклонения спектра РИ от равновесного определяется температурной историей нагретого электрон-ионного газа и моментом вторичного разогрева. При одинаковом энерговыделении искажения будут тем меньше, чем раньше оно произошло, поскольку большим красным смещениям  $z$  соответствует большая величина отношения

плотности энергии реликтового излучения к плотности энергии вещества. В настоящей работе мы исследуем температурную историю вторично разогретого газа, рассчитаем величину спектральных искажений РИ, а также интенсивность и спектр рентгеновского излучения горячего газа с целью получения определенных ограничений на космологические модели с ОМО.

2. *Механизмы охлаждения электронного газа.* Основной механизм охлаждения нагретого до высоких температур  $T > 10^6$  К электронного газа — это передача энергии квантам реликтового излучения при обратном комптоновском рассеянии. В однородной изотропной Вселенной характерное время охлаждения электронов

$$t_c = \frac{3m_e c}{8\pi \varepsilon_T} = 1.3 \cdot 10^{13} (1+z)^{-4} \text{ лет}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_T$  — плотность энергии электромагнитного излучения, соответствующая красному смещению  $z$ , остальные обозначения общеприняты. Охлаждению электронов на свободно-свободных переходах при полной ионизации вещества соответствует время

$$t_{ff} = 10^8 T_e^{1/2} \Omega_b^{-1} h_0^{-2} (1+z)^{-3} \text{ лет}, \quad (2)$$

которое, как легко видеть, всегда превышает  $t_c$ .

Адиабатическое охлаждение, связанное с расширением Вселенной, характеризуется космологическим временем

$$t_H = 1.3 \cdot 10^{10} (1+z)^{-3/2} h_0^{-1} \text{ лет}. \quad (3)$$

Безразмерную полную плотность вещества  $\Omega$  ( $\Omega \neq \Omega_b$ ) мы положили равной 1. При  $z > 10$   $t_c < t_H$  — комптоновский процесс является доминирующим механизмом охлаждения в рассматриваемых нами условиях. Время обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами (протонами) составляет

$$t_{ei} = \frac{3}{8} \frac{\sqrt{m_i}}{\sqrt{2\pi m_e}} \frac{(kT_e)^{3/2}}{e^4 \Lambda n} \simeq 0.1 \cdot T_e^{3/2} (\Omega_b h_0^2)^{-1} (1+z)^{-3} \text{ лет}, \quad (4)$$

$\Lambda$  — кулоновский логарифм, считается, что  $T_e/T_i > \frac{m_e}{2m_i} \simeq 10^{-3}$ . Везде в оценках мы полагаем, что газ полностью ионизован, поскольку время рекомбинации

$$t_r = 7.4 \cdot 10^7 h_0^{-1} \Omega_b^{-1} T_e^{3/2} (1+z)^{-3} \text{ лет}$$

превосходит космологическое время для всех  $z$ , удовлетворяющих условию

$$1 + z < 3 \cdot 10^{-2} (\Omega_b h_0)^{-2/3} T_e.$$

Отношение времени комптоновского охлаждения электронов к времени обмена энергией между электронами и ионами составляет

$$\frac{t_c}{t_{ei}} \simeq 5 \cdot 10^{-2} \Omega_b h_0^3 (1 + z)^{-1} \left( \frac{k T_e}{m_e c^2} \right)^{-3/2}. \quad (5)$$

При сильном разогреве, когда  $T_e > 10^8$  К,  $t_c/t_{ei} < 1$  для всех  $1 + z > 15 \Omega_b h_0^2$ . Это означает, что если при вторичном разогреве протоны, как и электроны, нагреты до высокой температуры, то, оставаясь горячими более продолжительное время,  $t_{ei} > t_c$ , они не дают электронам остыть до температуры излучения  $T_\gamma < T_e < T_i$  и, тем самым, увеличивают величину искажений реликтового излучения. Вообще говоря, при вторичном разогреве возможны два варианта перераспределения выделившейся энергии в веществе: при нагреве вещества энергичными ионизирующими частицами ( $\gamma$ -излучение,  $e^+e^-$ -пары, космические лучи) нагреваются в первую очередь электроны; если нагрев осуществляется ударной волной, генерируемой, например, при термоядерном взрыве, то вначале разогреваются протоны, а затем часть энергии отдается электронам. В соответствии с этим мы будем рассматривать следующие случаи:  $T_e < T_i$ ,  $T_e = T_i$ ,  $T_e > T_i$ .

3. *Качественная модель.* Рассмотрим вначале случай мгновенного нагрева, при котором в некоторый фиксированный момент времени происходит выделение энергии, после чего вещество охлаждается указанными выше механизмами. Уравнение теплового баланса для электронного и ионного компонентов можно записать в виде

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e - T_\gamma}{t_c} + \frac{T_i - T_e}{t_{ei}} - 2 \frac{a}{a} T_e, \quad (6)$$

$$\frac{dT_i}{dt} = -\frac{T_i - T_e}{t_{ei}} - 2 \frac{a}{a} T_i, \quad (7)$$

здесь  $a = a(t)$  — масштабный фактор. В уравнения (6) и (7) мы включили эффекты космологического расширения, хотя в рассматриваемых нами условиях ( $z > 10$ ,  $T_e > 10^8$  К)  $t_c, t_{ei} \ll t_H$ . В случае сильного разогрева  $T_e \gg T_\gamma$  в уравнении (6) можно пренебречь  $T_\gamma$ . Величина искажений равновесного реликтового излучения характеризуется параметром

$$y = \int_{t_e}^t \frac{k T_e}{m_e c^2} a_\gamma n_e c dt, \quad (8)$$

который зависит от температурного режима электронного газа. Если, как это обычно считается, учитывать только потери энергии электронами на обратном комптоновском процессе, то величина  $y$  будет занижена по сравнению с тем значением, которое соответствует данному энерговыделению. Действительно, электронный газ отдает свою энергию излучению за очень короткое время, поэтому  $y$  будет характеризоваться той энергией  $\delta z$ , которая содержалась в электронах:

$$y \simeq 0.25 \frac{\delta z}{\varepsilon_1^0}$$

Это равенство следует из того факта, что с одной стороны энергия, заключенная в излучении, равна  $\varepsilon_1 = \varepsilon_1^0 e^{4y}$  [17, 18], где  $\varepsilon_1^0$  — плотность энергии равновесного излучения до вторичного разогрева, с другой стороны  $\varepsilon_1 = \varepsilon_1^0 + \delta z$ ,  $\delta z$  — та часть энергии, которая успела передаться излучению от вещества. Здесь все величины соответствуют красному смещению  $z_s$  в момент вторичного разогрева, поскольку при  $z_s > 10$  время комптоновского охлаждения электронов существенно меньше космологического. Протонный газ, в отличие от электронного, охлаждается значительно медленнее — самый быстрый процесс потерь энергии для протонов — это упругие кулоновские столкновения с более холодными электронами, поэтому перекачка всей тепловой энергии протонов в энергию излучения будет затянута по времени и относительная добавка к плотности энергии излучения при одинаковой с электронами тепловой энергии протонов будет меньше  $\delta\varepsilon/\varepsilon_1^0(z)$ , поскольку  $\delta\varepsilon \propto (1+z)^5$ , а  $\varepsilon_1 \propto (1+z)^4$ . Обмен энергией между электронами и ионами особенно важно учесть при сильном разогреве  $T_e > 10^9$  К и при  $\Omega_b \leq 0.1$ , когда время остывания протонов  $t_{ie}$  становится сравнимым с космологическим при  $z \sim 100$ . Таким образом, корректный расчет искажений реликтового излучения и интенсивности возникающего рентгеновского фона требует детального исследования процессов энергообмена для электронов и ионов. Следует отметить, что для релятивистской плазмы с  $T_e > 10^{10}$  К спектральные искажения РИ рассчитаны в работе [19].

Для анализа качественных особенностей температурной истории вещества будем вначале полагать  $t_{ie}$  и  $t_e$  постоянными величинами (результаты точного численного расчета приведены ниже). В этом случае решение системы (6), (7) с начальными условиями  $T_e(t=t_s) = \theta_s$ ,  $T_i(t=t_s) = \theta_i$  имеет вид:

$$T_e' = \left( \frac{1+z_s}{1+z} \right)^2 \cdot T_e = C_1 e^{\lambda_1(t-t_s)} + C_2 e^{\lambda_2(t-t_s)}, \quad (9)$$

где

$$\lambda_{12} = -\frac{1}{t_{ie}} \left( 1 + \frac{t_{ie}}{2t_c} \mp \sqrt{1 + \frac{t_{ie}^2}{4t_c^2}} \right),$$

$$C_1 = \frac{\theta_i - \theta_s (t_{ie}/2t_c - \sqrt{1 + t_{ie}^2/4t_c^2})}{2\sqrt{1 + t_{ie}^2/4t_c^2}},$$

$$C_2 = \frac{\theta_s (t_{ie}/2t_c + \sqrt{1 + t_{ie}^2/4t_c^2}) - \theta_i}{2\sqrt{1 + t_{ie}^2/4t_c^2}},$$

$$T'_i = \left( \frac{1 + z_s}{1 + z} \right)^2 \cdot T_i = \left( 1 + \frac{t_{ie}}{t_c} + \lambda_2 t_{ie} \right) C_1 e^{\lambda_1(t-t_s)} +$$

$$+ \left( 1 + \frac{t_{ie}}{t_c} + \lambda_2 t_{ie} \right) e^{\lambda_2(t-t_s)}. \quad (10)$$

Здесь  $z_s$  и  $z$  — красные смещения, соответствующие моментам времени  $t_s$  и  $t$ ,  $T'_i$  — „приведенная температура“, в которой исключено охлаждение, связанное с адиабатическим расширением. Тогда (9), (10) имеет следующий вид:

а)  $\theta_i \gg \theta_s$ ,

$$T'_i = \theta_s e^{-\frac{t-t_s}{t_c}} + \theta_i \frac{t_c}{t_{ie}} \left( e^{-\frac{t-t_s}{t_{ie}}} - e^{-\frac{t-t_s}{t_c}} \right). \quad (11)$$

Здесь возможны в зависимости от начальных условий две ситуации: либо  $T'_i$  монотонно падает вначале с характерным временем  $t_c$  до температуры  $T'_i \simeq \frac{t_c}{t_{ie}} \theta_i$ , а затем с характерным временем  $t_{ie}$  до нуля, либо вначале растет с характерным временем  $t_c$  до  $T'_i \simeq \frac{t_c}{t_{ie}} \theta_i$ , а затем падает с временем  $t_{ie}$ . Действительно,  $T'_i(t)$  имеет максимум в момент времени

$$t^* = -t_c \ln \frac{t_c}{t_{ie}} \left( 1 - \frac{\theta_s}{\theta_i} \frac{t_{ie}}{t_c} \right)^{-1},$$

если  $\frac{\theta_s}{\theta_i} \frac{t_{ie}}{t_c} < 1$ . При  $\frac{\theta_s}{\theta_i} \frac{t_{ie}}{t_c} \ll 1$   $t^* \simeq t_c \ln \frac{t_{ie}}{t_c}$ . Если же  $\frac{\theta_s}{\theta_i} \frac{t_{ie}}{t_c} > 1$ , то максимум отсутствует.

б)  $\theta_s \gg \theta_i$ . В этом случае

$$T'_i = \theta_s e^{-\frac{t-t_s}{t_c}}$$

т. е. электроны охлаждаются за счет комптон-эффекта, не успевая нагреть ионы.

$$в) \theta_e = \theta_i = \theta_0,$$

$$T_e' = \theta_0 \left( e^{-\frac{t-t_s}{t_c}} + \frac{t_c}{t_{ie}} e^{-\frac{t-t_s}{t_{ie}}} \right). \quad (12)$$

Это решение аналогично (11): вначале электроны охлаждаются до  $T_e' \approx \theta_0 \frac{t_c}{t_{ie}}$  с характерным временем  $t_c$ , а затем охлаждение замедляется и протекает с временем  $t_{ie} \gg t_c$ .

В противоположном случае,  $t_{ie} \ll t_c$ , решение системы (6), (7) имеет вид:

$$а) \theta_i \gg \theta_e,$$

$$T_e' = \frac{\theta_i}{2} \left[ e^{-\frac{t-t_s}{2t_c}} - e^{-\frac{2(t-t_s)}{t_{ie}}} \right] + \theta_e, \quad (13)$$

$$б) \theta_i = \theta_e = \theta_0,$$

$$T_e' = \theta_0 e^{-\frac{t-t_s}{2t_c}}.$$

В том и другом случае затухание температуры  $T_e'$  происходит с характерным временем  $t_c \gg t_{ie}$ ; в первом случае медленному затуханию предшествует быстрый нагрев электронного компонента с характерным временем  $\sim t_{ie}$ . Полученные качественные результаты позволяют выявить важную закономерность: нагретые ионы поддерживают электронную температуру достаточно высокой в течение времени  $\sim t_{ie}$  в том случае, когда  $t_{ie} > t_c$ .

4. *Тепловая история горячего газа (численные результаты).* На рис. 1 приведены результаты численного решения системы (6), (7) для нескольких вариантов начальных условий. Температуры  $T_e'$  и  $T_i'$  нормированы на величину  $m_e c^2$ , безразмерное время  $x$  в единицах космологического времени, соответствующего моменту выделения энергии,

$$x = \frac{t-t_s}{t_s}.$$

В том случае, когда в начальный момент  $t = t_s$  одновременно нагреты до максимальной температуры электроны и ионы ( $\theta_i = \theta_e$ ), охлаждение электронного газа происходит быстро, за характерное время  $t \sim t_c$ , при этом вплоть до момента  $t \approx t_{ie}$  ионы существенно

горячее, чем электроны. В этом варианте, при  $\Omega_b = 0.1$  и  $z_s = 100$ , спектральные искажения весьма малы ( $y = 4 \cdot 10^{-3}$ ), существенно меньше нижнего предела, доступного современным наблюдениям ( $Y_m = 0.03$ ).

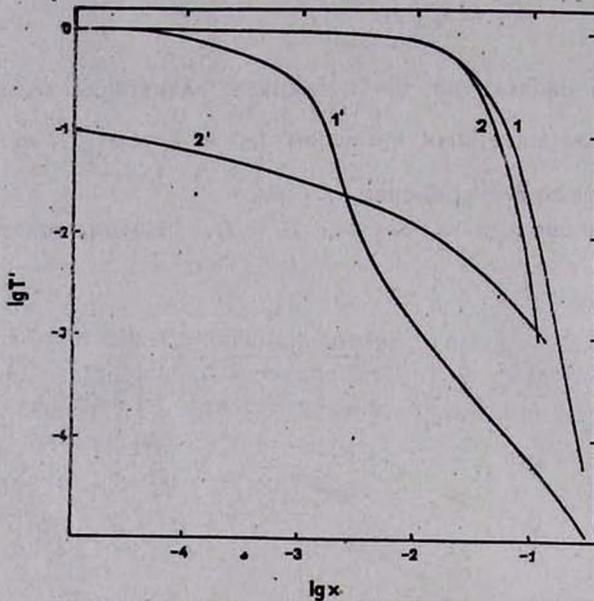


Рис. 1. Зависимость температуры электронного и ионного газов от времени в модели с  $z_s = 100$ ,  $\Omega_b = 0.1$ . 1 и 1' — ионная и электронная температуры в случае  $\theta_e = \theta_i = 1$ . 2 и 2' — ионная и электронная температуры при  $\theta_e = 1$ ;  $\theta_i = 0.1$ .

Интересный результат получается, если в начальный момент ионы имеют существенно более высокую температуру, чем электроны. Тогда, как видно из рис. 1, электроны вначале охлаждаются очень быстро, за время  $t \gg t_c$ , до температуры  $T_e' \approx 10^{-2} \theta_i$ , а потом в течение достаточно большого промежутка времени,  $t = t_{ie}$ , их температура почти не изменяется. Ионы же охлаждаются значительно медленнее, вплоть до  $T_i' \approx 10^{-3} \theta_i$ , когда температуры обоих газов сравниваются. Спектральные искажения РИ и в этом случае меньше доступного наблюдениям предела ( $y = 2 \cdot 10^{-3}$ ).

Если энерговыделение происходит в более поздний момент времени, спектральные искажения будут сильнее (см. выше). Так, в модели с  $z_s = 50$  и  $\Omega_b = 1$ , величина  $y = 4 \cdot 10^{-2}$  даже при  $\theta_e \approx 10^{-2}$  и  $\theta_i = 1$ . Интересно, что в этом варианте электронная температура вначале растет за счет электрон-ионных столкновений, а потом начинает уменьшаться с характерным временем  $t \approx t_c$ .

В другом варианте, когда  $\theta_i = \theta_e$ , свой запас энергии электроны передают излучению за время  $t_e$ , и величина  $y$  составит при этом  $y_c \simeq \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau_{7p} n_e c t_e$ . Температура электронного газа, как было показано

выше, равна в этот момент  $T_e \simeq \frac{t_e}{t_H} T_i$  и поддерживается на этом уровне в течение времени  $t_{ie}$ , поэтому вклад в интеграл (8) от этих стадий, в предположении  $t_{ie} \ll t_H$ , имеет порядок  $y \simeq y_c$ . Суммарное значение равно:

$$y = 2y_c = \frac{3}{4} \frac{kT_e}{m_p c^2} \frac{\rho_e c^2 \Omega_b h_0^2}{\varepsilon_1''(z=0)} (1+z)^{-1} \simeq \frac{7.4 \cdot 10^{-2}}{1+z} \left( \frac{T_e}{10^3 \text{ K}} \right) \Omega_b h_0^2, \quad (14)$$

т. е. величина, в два раза больше той, которая получается при расчете искажений в предположении  $T_e \gg T_i$ . Коэффициент 2 возникает из-за того, что при  $T_e \approx T_i$  излучению передается еще и энергия, заключенная в протонах. Если при вторичном разогреве  $T_i \gg T_e$ , то величина  $y$  оказывается существенно больше значения, которое соответствует учету только тепловой энергии электронов. Это иллюстрируется на рис. 1 и связано с тем, что в этом случае основной вклад в добавку энергии из равновесного излучения вносят протоны.

В том случае, когда в начальный момент времени  $T_i \approx T_e$  и  $t_{ie} \lesssim t_H$ , искажения реликтового излучения оказываются несколько больше тех, которые получаются в предположении  $T_e > T_i$  (см. рис. 2). Это связано с тем, что как уже отмечалось, в таких условиях значительная часть тепловой энергии перекачивается от ионов к электронам, а потом к излучению при малых  $z$ , —  $z$ . Однако, если при тех же начальных условиях рассчитывать величину  $y$  в предположении изотермичности плазмы, т. е.  $T_e = T_i$ , то, поскольку комптоновское время существенно меньше космологического, искажения составят  $y = 2y_c$  — несколько больше действительного значения. Это объясняется тем, что при  $t_{ie} \sim t_H$  и при учете не-изотермичности  $T_e \neq T_i$  протоны быстро теряют свою энергию при адиабатическом расширении, так что их вклад в  $y_e$  уменьшается, в то время как в предположении об изотермичности  $T_e = T_i$  протоны отдают свою энергию излучению так же быстро, как и электроны, с характерным временем  $t_e \ll t_H$ .

Очевидно, что существенно большие искажения получаются в случае стационарных источников энергии, поддерживающих температуру электронов на фиксированном уровне [17, 18, 20]:

$$Y = \frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{\sigma_T n_e e}{H} = 5 \cdot 10^{-4} (z+1)^{3/2} \Omega_b \frac{T_e}{10^8 \text{ К}}. \quad (15)$$

В этом случае при  $T_e = 10^8 \text{ К}$  и  $\Omega_b = 1$  искажения могут быть заметны при  $1+z > 150$ . Таким образом, стационарные источники вторичного разогрева, действующие при  $1+z > 150$ , могут быть обнаружены, однако соответствующее этому энерговыделение оказывается чрезмерно большим. Действительно, для поддержания температуры электронов, теряющих свою энергию на обратном комптоновском процессе, мощность источников нагрева должна составлять:

$$\dot{Q} = 10^{-33} \Omega_b (z+1)^2 \frac{T_e}{10^8 \text{ К}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \text{ с}}. \quad (16)$$

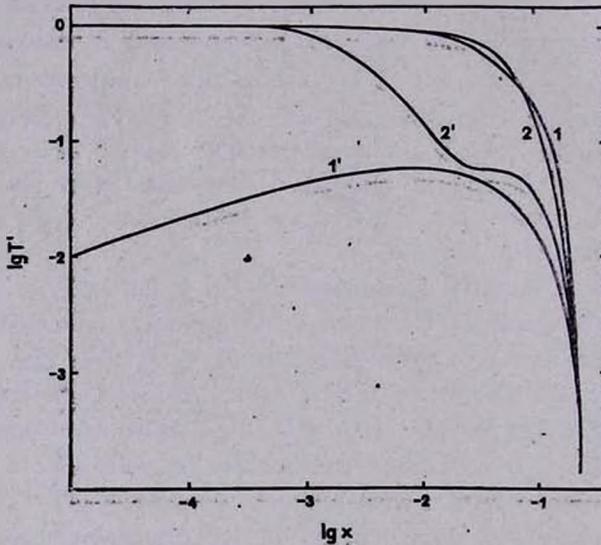


Рис. 2. То же, что на рис. 1 в модели с  $x_e = 50$ ,  $\Omega_b = 1$ . 1 и 1' — ионная и электронная температуры при  $\theta_i = 1$ ;  $\theta_e = 10^{-2}$ . 2 и 2' — ионная и электронная температуры при  $\theta_i = \theta_e = 1$ .

Если эти источники действуют в течение времени, сравнимого с космологическим, то энерговыделение составит

$$Q \approx \frac{\dot{Q}}{\rho} \cdot t_e = 8 \cdot 10^{18} \left( \frac{z+1}{100} \right)^{5/2} \frac{T_e}{10^8 \text{ К}} \frac{\text{эрг}}{\text{г}}, \quad (17)$$

т. е. для поддержания  $T_e = 10^8 \text{ К}$  на протяжении  $\Delta z \simeq 100$ , необходимо энерговыделение  $Q \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ эрг/г}$ , что, очевидно, невозможно. В частности,

для производства всего наблюдаемого гелия необходимо лишь  $Q \approx 3 \cdot 10^{18}$  эрг/г.

Нагретый до температур  $T \approx 10^8$  К газ будет давать при свободно-свободных переходах электромагнитное излучение, интенсивность которого в настоящий момент:

$$I_x(E_0) = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_s} \frac{\epsilon_x(E_0(z+1)) dz}{(z+1)^3 (1 + \Omega_z)^{1/2}} \quad (18)$$

Здесь  $\epsilon_x(E)$  — излучательная способность газа, являющаяся функцией температуры и пропорциональная квадрату концентрации [21]. В области высоких энергий квантов  $\epsilon_x(E)$  экспоненциально зависит от температуры, поэтому основной вклад в интеграл (18) дают те значения  $z$ , которые соответствуют максимальным значениям температуры. В частности, при мгновенном выделении энергии, происшедшем при  $z = z_s$ , основной вклад определяется интервалом  $z$ , составляющим по порядку величины:

$$\Delta z \sim H_0 \cdot (1 + z_s)^{5/2} t_{ei} \quad (t_{ei} < t_H).$$

С учетом этого обстоятельства

$$I_x(E_0) \approx 60 \Omega_b^2 E_0^{-3/2} \exp\left(-\frac{0.116 E_0 (z_s + 1)}{T_b(z_s)}\right) \frac{\text{квант}}{\text{см}^2 \text{ с кэВ ср}} \quad (19)$$

Здесь  $E_0$  выражена в кэВ.

Оценка (19) существенно превышает величину для  $I_x(E_0)$ , полученную ранее в предположении быстрого охлаждения нагретого газа на обратных комптоновских процессах, т. е. без учета задержки охлаждения на времена  $\sim t_{ei}$  [15]. Имеющиеся наблюдательные ограничения в области  $E_0 \sim 1$  кэВ согласно [22] составляют  $I_x \leq 10/E_0^{1.4}$  в тех же единицах, т. е. вторичный разогрев до температуры  $T_b \geq 1$  может дать заметный вклад в рентгеновский фон лишь при  $\Omega_b \geq 0.5$ , если  $z_s < 100$ .

5. Взрывы звезд населения III. Как уже упоминалось выше, согласно расчетам [7], звезды с массами  $M \lesssim 100 M_\odot$  заканчивают свою эволюцию взрывом, подобным взрыву сверхновой. Но и более массивные объекты с массами  $6 \cdot 10^4 M_\odot \leq M \leq 1.5 \cdot 10^5 M_\odot$  также взрываются, если они имеют водородно-гелиевый начальный химсостав [9]. На адиабатической стадии распространения сферической ударной волны, продолжительность которой определяется временем охлаждения ионов  $t_{ei}$ , радиус образующейся оболочки:

$$R_s = 3 \cdot 10^{14} \epsilon_{60}^{2/7} (\Omega_b h_0^2)^{-3/7} (1 + z_s)^{-9/7}, \quad (20)$$

где:  $\epsilon_{60}$  — энергывыделение в единицах  $10^{60}$  эрг.

Среднее расстояние между такими звездами  $l_s$  зависит от требований, предъявляемых к космологической модели с ОМО. Если в этих субъектах необходимо синтезировать гелий — дейтерий, как предложено в [5], отношение

$$\frac{l_s}{R_s} = 0.6 \varepsilon_{60}^{1/21} (\Omega_b h_0^2)^{-2/21} (1 + z_s)^{2/7} \quad (21)$$

оказывается порядка единицы, т. е. оболочки от отдельных звезд перекрываются. Джинсовская масса для газа, сжатого фронтами перекрывающихся ударных волн,

$$M_{J_s} = 2 \cdot 10^6 \left( \frac{T}{10^4} \right)^{3/2} (\Omega_b h_0^2)^{-1/2} (1 + z_s)^{-3/2} M_\odot. \quad (22)$$

Численное исследование теплового режима газа в оболочке, проведенное в [23], показывает, что при  $z \approx 100$  газ охлаждается до  $T \sim 10^3$  К (охлаждение по  $H_2$ ), поэтому джинсовская масса  $M_{J_s} \approx 6 \cdot 10^4 (\Omega_b h_0^2)^{-1/2} M_\odot$ , т. е. звезды следующего поколения могут опять эволюционировать взрывным путем [9]. Однако, уже при  $z_s \leq 50$ ,  $M_{J_s}$  превысит критическое значение  $M_{cr} = 1.5 \cdot 10^5 M_\odot$ , и образующиеся вновь объекты будут представлять собой либо ОМО, необратимо коллапсирующие в ЧД, либо фрагментировать в процессе сжатия на менее массивные звезды. В настоящее время нельзя сделать уверенного выбора между этими двумя возможностями.

Температура газа за фронтом ударной волны в конце седовской стадии:

$$T(t_s) \approx 10^6 Q_{18} \text{ К}. \quad (23)$$

В этот момент распределение газа в пространстве будет существенно неоднородным: горячий разреженный газ за фронтом ударной волны, плотный охлаждающийся газ в оболочке и сжатый между фронтами горячий газ с температурой  $T \approx 10^6$  К.

Коэффициент скупченности

$$C = \frac{\langle n^2 \rangle - \bar{n}^2}{\bar{n}^2}$$

может достигать величины  $C \approx 2 \div 10$ . Поэтому интенсивность рентгеновского излучения (19) следует в этом случае увеличить в  $C$  раз, что приводит к более существенным ограничениям на допустимое энерговыделение.

Например, если  $\varepsilon_{60} = 10^{-7}$ ;  $M_s = 10^2 M_\odot$ ;  $Q_{18} = 0.5$ ;  $z_s = 50$ , тогда  $l_s/R_s = 1$ ;  $T_s = 5$ , и из (19) следует, что в области  $E_0 \lesssim 1$  кэВ

$$I_s = 20 \Omega_b^2 C E_0^{-3/2},$$

т. е. излучение будет превышать наблюдаемый фон, если  $\Omega_b \geq 0.3$  (при факторе  $C \simeq 5$ ). Если  $z_s = 100$ , то  $I_s \simeq 6\Omega_b^2 C E_0^{-3/2}$ , что при  $C=5$  дает превышение рентгена над наблюдаемым для  $\Omega_b \geq 0.6$ .

Ослабление рентгеновского излучения, связанное с рассеянием на свободных электронах, несущественно, поскольку в каждом акте рассеяния рентгеновский квант теряет лишь малую долю энергии.

( $\sim \frac{h\nu}{m_e c^2} \ll 2 \cdot 10^{-3}$ ), а количество рассеяний близко по порядку величины к оптической толщине на томсоновском процессе:

$$\tau_T \simeq 8\Omega_b \left( \frac{1 + z_s}{50} \right)^{3/2},$$

что при  $\Omega_b < 1$  и  $1 + z_s \simeq 50$  составляет  $\tau_T \simeq 8$ . Роль рассеяний сводится фактически к изотропизации рентгеновского излучения.

6. *Заключение.* В настоящее время не вызывает сомнения тот факт, что первыми звездными объектами во Вселенной были звезды населения III, обеспечившие начальное обогащение космологического вещества тяжелыми элементами. С этими объектами сейчас связываются надежды в формировании ими крупномасштабной структуры [7, 24, 25], замыкания угловых флуктуаций реликтового фона на масштабах  $\theta < 10'$  [16], производстве легких элементов, в частности дейтерия, в космологических моделях с большой средней плотностью барионов  $\Omega_b \geq 0.3$  [5].

Наибольшие требования к энергетике звезд населения III предъявляются в последнем случае: даже если предположить первичный космологический субстрат чисто водородным (см. [5]), перепроизводства лития удастся избежать только в том случае, если энерговыделение составляло  $\sim 3 \cdot 10^{18}$  эрг/г [14, 15]. Хотя при этом спектральные искажения реликтового излучения в виновской области оказываются и незначительными, тормозное излучение горячей плазмы в высокоэнергичной области спектра приводит к избытку рентгеновского фона над наблюдаемым, если столь значительное энерговыделение происходило при  $z_s \lesssim 50 \div 100$ .

Авторы благодарны Г. С. Бисноватому-Когану, П. Д. Насельскому и И. Д. Новикову за обсуждение работы и замечания.

Ростовский государственный  
университет

## THE OBSERVATIONAL CONSEQUENCES OF POPULATION III STARS

B. V. VAINER, V. V. CHUVENKOV, YU. A. SHCHEKINOV

The thermal history of gas which is heated by bursts of Population III stars at the red shifts  $z \sim 100$  is calculated. The value of distortion of relic radiation spectrum and X-ray flux magnitude are determined. The limits on the released energy quantity have been received by comparing these values with modern observations. The possibility of the synthesis of light elements in primary very massive stars is discussed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Yang, M. S. Turner, G. Steigman, D. N. Schramm, K. A. Olive, *Astrophys. J.*, 281, 493, 1984.
2. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, *Успехи физ. наук.*, 146, 143, 1985.
3. J. Silk, *Nature*, 311, 508, 1984.
4. А. Д. Линде, *Успехи физ. наук.*, 144, 177, 1984.
5. J. Audouze, J. Silk, Formation and Evolution of Galaxies and Large Structures in the Universe, eds. J. Audouze, J. Tran Hianh Van, Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1984, p. 267.
6. S. Ramadurai, M. J. Rees, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 215, 53P, 1985.
7. B. J. Carr, J. R. Bond, W. D. Arnett, *Astrophys. J.*, 277, 445, 1984.
8. W. A. Fowler, *Proc. Internat. School Phys. Enrico Fermi.*, v. 35, 1966.
9. Г. С. Бисноватый-Козан, *Астроном. ж.*, 45, 74, 1968.
10. K. J. Fricke, *Astrophys. J.*, 183, 941, 1973.
11. W. W. Ober, M. F. El. Eid, K. J. Fricke, *Astron. and Astrophys.*, 119, 61, 1983.
12. В. Э. Гольдберг, В. М. Четчкин, *Астроном. ж.*, 53, 782, 1976.
13. R. J. Epstein, *Astrophys. J.*, 212, 595, 1977.
14. Б. В. Вайнер, Ю. А. Щекинов, *Астроном. ж.*, 63, 1986.
15. Ю. А. Shchektinov, B. V. Vainer, *Astrophys. and Space Sci.*, 123, 103, 1986.
16. E. I. Dorosheva, P. D. Naselsky, *Astrophys. and Space Sci.*, 1986 (in press).
17. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zel'dovich, *Astrophys. and Space Sci.*, 4, 301, 1969.
18. Ya. B. Zel'dovich, R. A. Sunyaev, *Astrophys. and Space Sci.*, 7, 20, 1970.
19. M. B. Entel, V. N. Lukash, P. D. Naselsky, *Nuovo Cim.*, 89B, 47, 1985.
20. A. Stebbins, J. Silk, Preprint, 1985.
21. С. Хакаева, *Физика космических лучей*, Мир, М., т. 2, 1973.
22. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, М., 1979, стр. 268.
23. A. Wandel, *Astrophys. J.*, 294, 385, 1985.
24. J. P. Ostriker, L. L. Cowie, *Astrophys. J.*, 243, L127, 1981.
25. S. Ikeuchi, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 33, 211, 1981.

УДК: 524.77—77

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ МОЩНОСТЬЮ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ  
И РЕНТГЕНОВСКОЙ СВЕТИМОСТЬЮ ДЛЯ БОГАТЫХ  
СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

А. Г. ГУБАНОВ

Поступила 7 марта 1986

Принята к печати 20 июля 1986

На основании данных, имеющихся для практически полной выборки 140 эйбловских скоплений галактик с красными смещениями от 0.02 до 0.075, изучен характер корреляции между радио- и рентгеновской светимостью скоплений. Показано, что существует лишь слабая корреляция между этими параметрами. Однако и она является, скорее всего, косвенной, возникшей вследствие того, что как радио-, так и рентгеновская светимость скоплений в отдельности более тесно коррелируют с их богатством, структурой и составом. В свете этого факта кратко обсуждаются предложенные гипотезы, касающиеся взаимодействия между радиогалактиками и межгалактическим газом скоплений.

1. Существование корреляции между мощностью радиоизлучения  $L_r$  и рентгеновской светимостью  $L_x$  можно ожидать, исходя из ряда предположений, касающихся характера возникновения и эволюции радиоисточников в скоплениях галактик.

Такая корреляция может возникнуть, например, если справедливо предположение о том, что часть энергии выброшенной из галактик плазмы радиоисточников отвечает за нагрев межгалактического газа [1], обеспечивая тем самым значительную долю потока наблюдаемого рентгеновского излучения от скоплений.

Другая возможность связана с тем, что на возникновение и мощность выброса плазмы из ядра галактики, приводящего к появлению радиоисточника, а также на его длительность может оказывать существенное влияние аккреция газа на ядро галактики. Полагают, что галактика является мощным радиоисточником до тех пор, пока достаточно большой остается энергия аккрецирующего на ядро газа. Если такая энергетическая «подпитка» радиогалактик эффективнее в тех скоплениях, где много газа, излучающего в рентгене, то это также может привести к появлению соответствующей корреляции.

Наконец, еще одна возможность появления упомянутой корреляции следует из предположения о существенной роли, которую может играть в эволюции радиоисточников предохранение от значительного расширения их протяженных компонентов внешним давлением межгалактического газа скоплений. Чем раньше наступит такая стабилизация компонентов, тем меньше будут энергетические потери релятивистскими электронами при расширении этих компонентов. Раньше могут быть стабилизированы компоненты, эволюционирующие в более плотной и горячей межгалактической среде, т. е. с большей мощностью рентгеновского излучения. Уменьшение энергетических потерь релятивистскими электронами приведет к увеличению времени жизни радиогалактик на стадии мощного радиоисточника и росту вероятности обнаружения радиоисточников в скоплениях с такой средой, т. е. к появлению зависимости между  $L_r$  и  $L_x$ .

Таким образом, установление самого факта корреляции, ее характера, либо отсутствия связи между рентгеновской и радиосветимостью скоплений галактик является весьма важным для понимания эволюции радиогалактик и их взаимодействия с окружающим газом. Поиск такой корреляции был выполнен в нескольких работах (см., например, последние из них [2—6]). Корреляция при сравнительно высоком уровне достоверности была найдена в [4] и [6]. Однако этот результат и установление характера корреляции нуждаются в дальнейшем уточнении на основе статистики более представительных и полных рядов измерений.

На данный момент наиболее полные и однородные измерения рентгеновского излучения от богатых скоплений галактик были выполнены на спутнике HEAO-1 с детектором А-1 (диапазон 2÷6 кэВ), и их результаты опубликованы в статье [6]. В настоящей работе эти данные анализируются применительно к практически полной выборке 140 эйбеловских скоплений галактик с красными смещениями от 0.02 до 0.075. Основные характеристики скоплений выборки и, в частности, интегральная мощность радиоизлучения в диапазоне от 10 МГц до 10 ГГц ( $L_r$ ) приведены в работе [7]. В анализе корреляции используются также более чувствительные рентгеновские измерения, имеющиеся для подвыборки 47 скоплений, измеренных на спутнике «Эйнштейн» [5, 8].

2. Из 140 скоплений исследуемой выборки 17 обнаружены как в рентгеновском (на HEAO-1), так и в радиодиапазоне, для 45 имеются только радиосветимости (с верхними пределами на  $L_x$ ), а для 9 есть только светимости в рентгене (с ограничениями на  $L_r$ ). Для остальных скоплений установлены, в основном, довольно низкие верхние пределы в обоих диапазонах. (Для некоторых скоплений имеются также сравнительно высокие нижние пределы на радиосветимость. Это означает, что в таком скоплении определенно обнаружена радиогалактика, обычно малой мощности, но не

исключено, что скопление содержит и другие радиогалактики подобной или большей мощности).

Рентгеновские и радиосветимости приведены в табл. 1 вместе с измеренными красными смещениями  $z$  и вйбеловскими подсчетами галактик  $N_d$  для скоплений выборки, а на рис. 1 представлена диаграмма  $\lg L_r - \lg L_x$ .

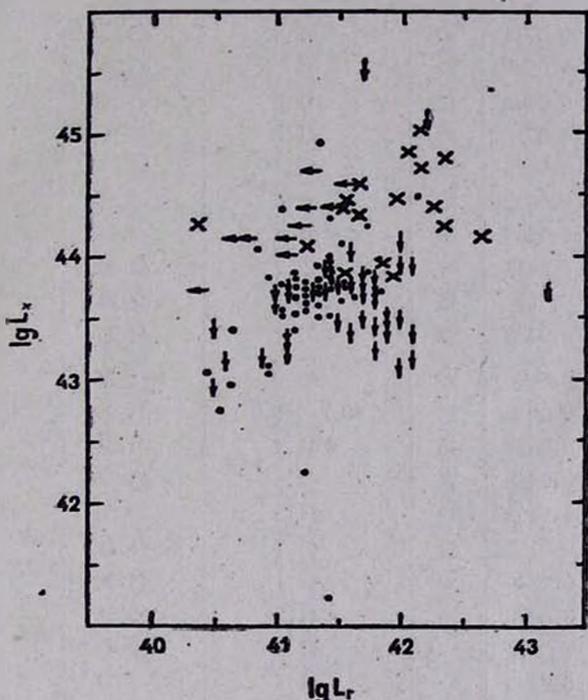


Рис. 1. Диаграмма  $\lg L_r - \lg L_x$  для выборки 140 скоплений.

На рисунке крестиками отмечены положения скоплений, обнаруженных в обоих диапазонах, точками — имеющих только верхние пределы, а стрелками — обнаруженными либо в радиодиапазоне, либо в рентгене. Рисунок показывает, что корреляция между  $L_r$  и  $L_x$  по-видимому, существует, но является слабой. Покажем это более обоснованно.

В случае, когда данные содержат большое число верхних пределов, одним из наиболее эффективных методов статистического исследования может быть численное моделирование. Воспользуемся им для установления корреляции между  $L_r$  и  $L_x$ . Скоплениям с верхними пределами на радио- или рентгеновскую светимость будем случайным образом присваивать значения  $L_r$ , или  $L_x$ , попадающие в допустимый для них диапазон этих величин. При этом в качестве функций распределения соответствующих случайных величин примем функции светимости скоплений в рентгеновском

ВЫБОРКА 140 СКОПЛЕНИЙ С  $z$  ОТ 0.02 ДО 0.075

Abell	$z$	$N_A$	$\lg L_r$	$\lg L_x$	
1	2	3	4	5	6
			10 МГ $\square$ —10 ГГ $\square$	HEAO—1	Einstein
71	0.0724	30	<41.0	<43.77	
75	0.0586	42	41.7	<43.75	
76	0.0408	42	<41.0	<43.53	43.87
77	0.0719	50	<41.3	<43.93	
85	0.0556	59	42.4	44.76	44.62
102	0.0632	39	41.0	<43.65	
116	0.0565	48	<41.4	<43.75	
119	0.0437	69	42.7	44.12	44.35
134	0.0694	43	<41.3	<43.81	
147	0.0438	32	<41.1	44.11	
150	0.0596	55	43.2	<43.75	
154	0.0658	66	40.2—41.0	<43.77	43.59
158	0.0628	46	<41.4	<44.31	
160	0.0448	34	41.8	<43.30	
168	0.0452	89	41.5	<43.50	43.29
171	0.0702	42	* 41.7	<45.58	
189	0.0349	50	41.1	<43.30	
193	0.0478	58	<41.2	<43.56	
195	0.0422	32	41.9	<43.43	
225	0.0692	51	41.4	<43.77	
240	0.0618	43	<41.4	<43.97	
257	0.0706	51	<41.7	<44.26	
295	0.0428	51	<41.4	<43.45	
326	0.0558	24	<41.3	<43.59	
397	0.0325	35	40.5	<43.46	
399	0.0714	57	42.0	<44.15	44.17
400	0.0234	58	42.1	<43.21	43.26
401	0.0748	50	42.2	45.00	44.93
576	0.0389	61	40.4	44.23	43.82
595	0.0666	45	41.8	<43.68	
634	0.0266	40	<40.6	<43.42	
671	0.0497	38	<41.0	<43.76	43.58
757	0.0515	32	<41.0	<43.57	
779	0.0226	32	39.8—40.5	<42.75	42.85

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
838	0.0507	40	41.0	<43.75	
841	0.0700	47	42.0	<43.96	
957	0.0437	55	<41.1	<43.86	43.42
978	0.0527	55	<41.4	<44.00	
993	0.0540	36	<41.1	<43.67	
999	0.0318	33	40.9	<43.23	
1003	0.0520	37	<41.5	<43.64	
1016	0.0321	37	<40.8	<44.06	
1020	0.0650	68	<41.4	<43.92	
1066	0.0702	68	41.8	<43.78	
1069	0.0630	45	<41.4	<43.81	
1100	0.0455	35	<41.1	<43.41	
1139	0.0376	36	<40.9	<43.82	
1142	0.0360	35	<40.4	43.69	43.01
1149	0.0710	34	<41.5	<44.44	
1155	0.0738	43	<41.4	<43.83	
1169	0.0582	73	<41.2	<43.78	
1177	0.0316	32	<40.6	<42.96	
1185	0.0304	52	40.5	<42.99	43.20
1213	0.0469	51	42.1	<43.42	42.85
1216	0.0524	51	<41.2	<42.25	
1228	0.0344	50	39.8—40.4	<43.06	
1238	0.0716	63	41.7	<43.89	
1257	0.0399	42	<40.9	<43.11	
1267	0.0321	37	<40.9	<43.05	
1270	0.0689	40	<41.2	<43.79	
1275	0.0603	45	<41.4	<43.83	
1291	0.0586	61	<41.6	<43.67	43.47
1308	0.0481	37	41.8	<43.47	
1314	0.0341	44	41.7	<43.80	43.20
1318	0.0566	56	40.4—41.1	<43.83	
1334	0.0555	39	<41.3	<43.60	
1367	0.0213	117	42.0	43.81	43.65
1371	0.0690	55	41.7	<43.82	
1377	0.0514	59	<41.0	<44.40	43.30
1383	0.0597	54	<41.2	<43.63	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
1436	0.0644	69	<41.2	<44.69	
1452	0.0630	46	41.8	<43.78	
1461	0.0538	40	<41.1	<43.74	
1507	0.9592	39	<41.2	<43.69	
1589	0.0718	38	<41.5	<43.77	
1630	0.0649	54	<41.4	<41.24	
1656	0.0232	106	41.7	44.58	44.71
1691	0.0722	64	<41.3	<43.73	
1749	0.0622	55	<41.3	<43.60	
1767	0.0712	65	<41.6	44.55	44.49
1775	0.0709	92	42.0	44.43	44.03
1781	0.0610	41	40.9—41.2	44.22	
1783	0.0688	47	<41.3	<43.75	
1795	0.0621	115	42.1	44.80	44.71
1800	0.0745	40	41.6	<44.09	
1825	0.0632	49	<41.4	<43.90	
1827	0.0668	68	<42.1	<44.49	
1831	0.0733	67	40.8—41.5	44.37	
1890	0.0570	37	41.6	44.36	43.48
1899	0.0536	33	41.7	<43.55	
1904	0.0708	83	<41.3	<43.93	44.02
1913	0.0530	53	40.9—41.4	<43.52	43.24
1927	0.0740	50	41.8	<43.87	
1982	0.0540	49	<41.1	<43.87	
1983	0.0441	51	42.0	<43.15	43.33
1991	0.0586	60	<41.3	<43.50	43.93
2020	0.0578	47	<41.3	<43.70	
2022	0.0565	50	41.9	<43.49	
2040	0.0450	52	<41.1	<43.76	43.28
2052	0.0344	41	42.4	44.21	44.21
2063	0.0340	63	<40.7	44.11	43.98
2065	0.0721	109	40.8—41.3	44.66	44.75
2067	0.0726	58	<41.5	<44.11	
2079	0.0667	57	41.4	<43.95	44.01
2089	0.0743	70	41.8	<43.72	<43.20
2092	0.0669	55	41.5	<43.84	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
2107	0.0421	51	40.2—41.1	<43.54	43.85
2124	0.0671	50	<41.3	44.35	43.75
2147	0.0356	52	41.6	44.40	
2148	0.0442	41	<41.1	<43.75	
2149	0.0690	42	<41.8	<43.97	
2151	0.0371	87	41.9	43.90	43.45
2152	0.0374	60	41.1	<43.25	43.40
2162	0.0313	37	40.6	<43.21	42.95
2169	0.0610	45	<41.7	<43.88	
2184	0.0546	31	41.1	<43.79	
2197	0.0300	73	41.1	<43.41	43.08
2199	0.0303	88	42.3	44.36	44.32
2248	0.0663	34	<41.4	<43.84	
2250	0.0654	52	42.1	<43.97	
2256	0.0600	88	42.2	44.69	44.44
2271	0.0568	35	<41.1	<43.68	43.43
2296	0.0604	30	<41.2	<43.62	
2366	0.0543	47	41.6	<43.43	
2399	0.0587	52	41.9	<43.57	
2415	0.0615	40	41.7	44.30	43.97
2457	0.0597	53	<41.2	<43.74	
2469	0.0655	61	41.6	<43.85	
2572	0.0395	32	41.3	44.05	
2589	0.0421	40	<41.1	43.99	
2593	0.0440	42	41.6	43.83	43.64
2618	0.0705	35	<41.5	<43.80	
2625	0.0609	45	41.1	<43.75	
2626	0.0573	41	42.0	<43.54	43.93
2630	0.0675	31	<41.3	<44.53	
2637	0.0707	60	<41.8	<43.73	
2644	0.0703	59	42.2	<45.14	
2657	0.0408	51	<40.8	44.12	43.86
2665	0.0547	34	<41.3	<43.58	
2675	0.0726	60	41.3	<43.77	

(согласно работе [6]) и радиодиапазоне (по [7]), а для минимальных значений (согласно этим же работам) примем  $10^{42}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  для  $L_x$  и  $10^{46}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  для  $L_r$  (используется значение постоянной Хаббла  $H=50$  км  $\text{с}^{-1}$  Мпк $^{-1}$ ).

Коэффициенты корреляции (по Кенделлу или Спирмену [9]) и уровень значимости для нулевой гипотезы ( $L_r$  и  $L_x$  независимы) против положительной корреляции были рассчитаны затем для нескольких сотен вариантов случайных распределений неопределенных значений  $L_r$  и  $L_x$ . Оказалось, что распределение полученных коэффициентов корреляции довольно симметрично с медианным значением для кенделловского коэффициента  $\tau = 0.115 \pm 0.035$  (здесь указан интервал  $\tau$ , в пределы которого попадают  $\sim 70\%$  вычисленных значений коэффициента корреляции). Соответствующий уровень значимости  $\alpha$ , при котором гипотеза о независимости  $L_r$  и  $L_x$  может быть отвергнута, составляет не менее 0.021. Однако необходимо иметь в виду, что случайные значения  $L_r$  и  $L_x$  при моделировании выбирались независимо друг от друга, т. е. сознательно вводилась декорреляция в допустимых пределах изменений неопределенных величин. Несмотря на это, гипотеза о независимости должна быть отвергнута при сравнительно низких значениях  $\alpha$  для большой доли рассчитанных вариантов (для  $\alpha = 0.05$  в 70% и для  $\alpha = 0.01$  в 35% случаев). Таким образом, численное моделирование свидетельствует в пользу существования корреляции между  $L_r$  и  $L_x$  для полной выборки близких эйбеловских скоплений.

Естественно, для имеющихся данных невозможно точно рассчитать само значение коэффициента корреляции, т. е. определить, насколько тесно связаны между собой  $L_r$  и  $L_x$ . Можно указать, однако, что величина  $\tau$  заключена в пределах от 0.1 до 0.7. Нижнее значение  $\tau$  определяется выполненным численным моделированием, а грубая верхняя оценка получается, если неопределенные значения  $L_r$  и  $L_x$  связать пропорциональной зависимостью в допустимых для них пределах. Однако корреляция должна быть скорее слабой, т. к. можно отметить, что разброс уже измеренных значений как  $L_x$ , так и  $L_r$  довольно велик (т. е. сравним по величине со всем допустимым диапазоном значений как рентгеновской, так и радиосветимости). Скопления же с оцененными сверху параметрами едва ли смогут улучшить корреляцию после того, как будут измерены, т. к. верхние пределы для подавляющего большинства из них достаточно низки и допустимый диапазон  $L_x$  и  $L_r$  для них сравнительно мал.

Существование слабой корреляции между  $L_x$  и  $L_r$  более уверенно и наглядно определяется, если привлекать измерения в более мягком рентгеновском диапазоне, полученные на спутнике «Эйнштейн». Это видно из рис. 2 и подтверждается аналогичным моделированием для 47 скоплений

выборки, имеющих такие измерения. Здесь неопределенности, связанные с моделированием, существенно меньше, т. к. меньше неопределенности в данных. Для 27 скоплений определены  $L_x$  и  $L_r$ , 19 имеют измеренные  $L_x$  и

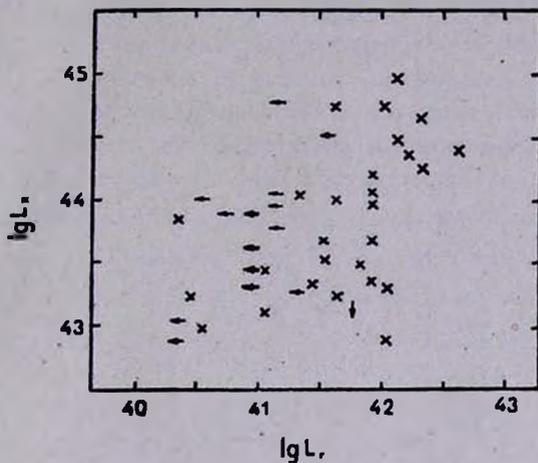


Рис. 2. Диаграмма  $\lg L_r - \lg L_x$  для подвыборки 47 скоплений.

верхние пределы на  $L_r$  и 1 скопление с измеренным  $L_r$  имеет верхнюю оценку  $L_x$ . Медианное значение коэффициента корреляции  $\tau$  для этой подвыборки оказывается равным 0.235 и соответствующий уровень значимости составляет 0.007. Распределение рассчитанных  $\tau$  показано на рис. 3.

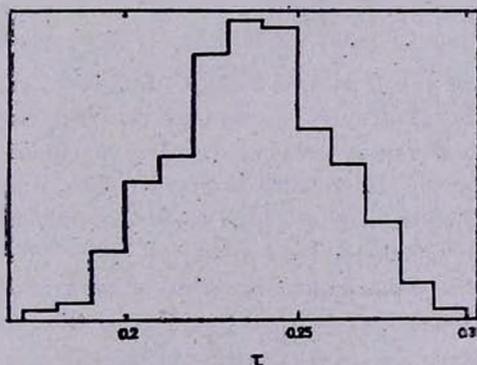


Рис. 3. Гистограмма распределения  $\tau$ , рассчитанных для подвыборки 47 скоплений.

Здесь гипотеза о независимости  $L_x$  и  $L_r$  может быть принята при  $\alpha = 0.01$ , например, только в  $\sim 20\%$  случаев, а при  $\alpha = 0.05$  она должна быть отвергнута практически всегда, и это несмотря на вводимую моделированием

декорреляцию. Таким образом, существование корреляции между  $L_x$  и  $L_r$  в данном случае не вызывает сомнений. Однако данная подвыборка не является полной, и для нее могут быть существенными эффекты селекции.

Наличие связи между  $L_x$  и  $L_r$  и ее характер можно проиллюстрировать и при рассмотрении других статистических характеристик. Рассмотрим такие величины, как вероятность встретить скопления с заданными  $L_x$  (или  $L_r$ ) и характерные (медианные) светимости скоплений. Оценкой соответствующей вероятности является вычисление доли скоплений с заданными свойствами для полной выборки объектов. Ее расчет при наличии верхних пределов можно выполнить, следуя, например, работе [10].

Рассмотрим скопления выборки с мощным,  $\lg L_r \geq 44$ , рентгеновским излучением и скопления с  $\lg L_r < 44$ . Для первых доля скоплений с относительно мощным радиоизлучением с  $\lg L_r \geq 41.5$  составляет  $57 \pm 11\%$ , а для вторых — только  $32 \pm 4\%$ . Медианное значение  $\lg L_r$  «рентгеновских» скоплений равно 41.6, «нерентгеновских» —  $< 41.3$ , т. е. не менее, чем вдвое выше. (Если рассматривать только мощные в радиодиапазоне скопления с  $\lg L_r > 41.5$ , где нет трудностей с учетом верхних оценок, то медиана «рентгеновских» скоплений составит 42.1, а остальных — 41.8).

Аналогично, мощное рентгеновское излучение с  $\lg L_r \geq 44$  встречается в скоплениях с высокой радиосветимостью ( $\lg L_r \geq 41.5$ ) с вероятностью  $30 \pm 7\%$ , а среди скоплений с  $\lg L_r < 41.5$  — с вероятностью  $12 \pm 4\%$ , т. е. в 2.5 раза реже.

Как видно, существуют значимые различия в характеристиках рентгеновского излучения для мощных и слабых в радиодиапазоне скоплений, и наоборот.

3. Установленная связь между  $L_r$  и  $L_x$  может быть как прямой, т. е. обусловленной непосредственным взаимодействием среды скоплений с радиогалактиками в них, так и косвенной, обусловленной вторичными причинами. В первом случае мы вправе ожидать более тесной корреляций величин, если они выбраны удачно и нет каких-либо искажающих обсуждаемую зависимость факторов.

Хорошо известно, однако, что мощность рентгеновского излучения коррелирует с богатством, структурой и составом скоплений [5, 6]. То же касается и мощности радиоизлучения [11]. Как  $L_x$ , так и  $L_r$ , в среднем растут с увеличением богатства, относительного содержания эллиптических галактик в скоплении, при наличии выделенных сD-галактик в них и более регулярной структуры. Богатому регулярному скоплению с массивной сD-галактикой в центре легче удержать большое количество горячего

газа, чем бедному иррегулярному, а предполагаемые механизмы его нагрева также эффективнее для такого скопления. С другой стороны, вероятность появления мощного радиоисточника в богатых регулярных скоплениях должна быть выше просто потому, что там больше эллиптических и S-D-галактик (потенциальных радиогалактик). Поэтому найденная связь между  $L_r$  и  $L_x$  может быть во многом обязана этим и подобным вторичным причинам.

Чтобы проверить такую возможность, определим коэффициенты корреляции между рентгеновской светимостью  $L_x$  и эйбеловскими подсчетами галактик в скоплениях  $N_A$  и между  $L_r$  и  $N_A$ . Сделаем это для подвыборки 47 скоплений так же, как при установлении корреляции  $L_r - L_x$ .

Оказывается, что корреляция между  $L_x$  и  $N_A$  и между  $L_r$  и  $N_A$  не только существует, но и значительно сильнее, чем между  $L_r$  и  $L_x$ . Соответствующие коэффициенты ранговой корреляции Спирмена, например, равны 0.46 для связи  $L_x - N_A$ , 0.41 для  $L_r - N_A$  и только 0.36 для  $L_r - L_x$  (как известно [12], коэффициент ранговой корреляции Спирмена и коэффициент корреляции Кенделла относятся, примерно, как 3:2). Последние два значения представляют собой медианы, полученные при упомянутом выше численном моделировании. (Хотя в действительности эти коэффициенты могут несколько отличаться от приведенных здесь, но для сравнения можно взять эти характерные значения). Таким образом, соответствующий частный коэффициент корреляции между  $L_r$  и  $L_x$ , определенный с учетом того, что параметры  $L_r$  и  $L_x$  оба зависят от  $N_A$ , составит только 0.22. Заметим, что ряды  $L_r$  и  $L_x$  с таким коэффициентом корреляции можно считать независимыми уже при уровне значимости  $\alpha \approx 0.08$ . Достоверность существования корреляции между  $L_r$  и  $L_x$  может стать еще меньше, если учесть связь этих параметров со структурой и составом скоплений.

Аналогичные рассуждения можно выполнить и для всей выборки. Действительно, например, среднее богатство выборки составляет 0.58. Для мощных в радиодиапазоне скоплений с  $\lg L_r \geq 41.5$  оно, однако, равно 0.80 при среднем богатстве 0.49 для скоплений с  $\lg L_r < 41.5$ . «Рентгеновские» скопления с  $\lg L_x \geq 44$  имеют среднее богатство 1.05, что почти вдвое выше, чем для «нерентгеновских» скоплений, где оно равно 0.54.

Поэтому прямая связь между  $L_r$  и  $L_x$ , скорее всего, еще более слабая, или вовсе не существует. Это позволяет сделать следующий основной вывод: исследование характера корреляции между мощностью рентгеновского и радиоизлучения для богатых скоплений галактик не указывает на су-

щественное изменение влияния межгалактического газа на эволюцию радиоисточников при изменении параметров этого газа, либо величины  $L_r$  и  $L_x$  являются неадекватными для установления таких изменений.

Что это может означать для предложенных гипотез о взаимодействии газа и радиоисточников в скоплениях?

1) Нагрев газа в скоплениях радиоисточниками до высоких ( $\geq 10^7$  К) температур в настоящую эпоху в целом несущественен для скоплений по сравнению с другими механизмами его нагрева.

2) Не должно быть непосредственной связи между мощностью рентгеновского излучения от скопления и темпом аккреции газа на ядра радиогалактик в моделях, где такая аккреция управляет эволюцией радиоисточников, либо эти модели неадекватно описывают явление радиоисточника. Действительно, аккрецировать должен сравнительно холодный газ внутри самих галактик, и его параметры могут быть слабо связаны с характеристиками внешнего окружения.

3) Времена жизни мощных радиоисточников в скоплениях, содержащих горячий газ с различной светимостью в рентгене, не различаются существенно (т. е. в несколько раз) между собой. Поэтому можно предположить, что эти времена определяются, в основном, длительностью активности ядра радиогалактики, а не условиями стабилизации ее протяженных компонентов, либо параметры окружающего радиогалактики газа (в частности, температура и плотность) слабо связаны с рентгеновским излучением от всего скопления в целом.

Конечно, весьма частный вопрос о корреляции рентгеновской и радиосветимости скоплений, рассмотренный в данной работе, не позволяет однозначно судить о, возможно сложном, характере влияния среды скоплений на эволюцию радиоисточников в них. Необходимо установить связи между другими параметрами радиоисточников и скоплений. В дальнейшем также нужен более детальный подход при изучении соответствующих корреляций, например, как в работе [8] при установлении связи между рентгеновским излучением центральных галактик скоплений и мощностью радиоизлучения их ядер.

Ленинградский государственный  
университет

THE CORRELATION BETWEEN RADIO POWER AND X-RAY LUMINOSITY FOR RICH CLUSTERS OF GALAXIES

A. G. GUBANOV

A study of a correlation between radio power and X-ray luminosities for practically complete sample of 140 Abell clusters of galaxies with redshifts from 0.02 to 0.075 have been carried out. It has been shown that a weak correlation exists between these parameters. However this correlation is indirect because both radio and X-ray luminosities of clusters correlate with their richness, structure and population more tightly. A significance of this fact for hypotheses on interaction between radio galaxies and intracluster medium are briefly discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. M. Lee, G. D. Holman, *Astrophys. J.*, 222, 29, 1978.
2. R. J. Mitchell, R. J. Dickens, S. J. B. Burnell, J. L. Culhane, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 329, 1979.
3. R. D. Dagesamansky, A. G. Gubanov, A. D. Kuzmin, O. B. Sles, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 200, 927, 1982.
4. К. Д. Алиакберов, Р. Д. Дагкесаманский, В. Р. Шугенков, *Астрон. ж.*, 60, 9, 1983.
5. F. Abramooulos, W. Ku, *Astrophys. J.*, 271, 446, 1983.
6. M. P. Kowalski, M. P. Ulmer, R. G. Cruddace, K. S. Wood, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 56, 403, 1984.
7. А. Г. Губанов, *Астрон. ж.*, 63, 1, 1986.
8. C. Jones, W. Forman, *Astrophys. J.*, 276, 38, 1984.
9. М. Холлендер, Д. А. Вулф, *Непараметрические методы статистики. Финансы и статистика*, М., 1983.
10. E. D. Feigelson, P. I. Nelson, *Astrophys. J.*, 293, 192, 1985.
11. А. Г. Губанов, *Астрон. ж.* (в печати).
12. Б. Л. ван дер Варден, *Математическая статистика*, ИЛ, М., 1960.

УДК: 521.19:517.537.6

ПРОБЛЕМА ДИРИХЛЕ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ.  
 I. ОБЩИЙ СЛУЧАЙ ДВИЖЕНИЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО  
 ОДНОРОДНОГО ГРАВИТИРУЮЩЕГО ЭЛЛИпсоИДА

Б. П. КОНДРАТЬЕВ, Е. А. МАЛКОВ

Поступила 31 января 1986

Принята к печати 20 июля 1986

В звездно-динамическом аспекте поставлена и решена задача о наиболее общем движении эллипсоидальных систем с квадратичным потенциалом (эллипсоиды, эллиптические цилиндры и плоские диски). Установлено, что в общем случае эллипсоид (цилиндр и диск—предельные конфигурации) допускает следующее динамическое описание:

а) Гравитирующее однородное скопление частиц вращается с угловой скоростью  $\vec{\Omega}(t)$  относительно центра инерции. б) В собственной системе отсчета происходит движение центроидов с линейным полем скоростей. Как следствие, завихренность  $\vec{\zeta}(t)$  этого поля скоростей не зависит от координат. в) Главные полуоси и объем эллипсоида зависят от времени, и конфигурация испытывает пульсации с конечной амплитудой. г) Внутренние напряжения в бесстолкновительном эллипсоиде зависят от его динамического состояния. Тензор дисперсии скоростей имеет шесть независимых компонентов, включая и косые напряжения. На поверхности напряжений нет. д) Движение эллипсоида описывается замкнутой системой из пятнадцати дифференциальных уравнений. Система этих уравнений получена на базе кинетического уравнения Больцмана, для чего понадобились его моменты первого, второго и третьего порядков. Рассмотрены специальные случаи колебаний эллипсоида, цилиндра и диска.

1. *Введение.* В последние годы возросло внимание специалистов к моделям бесстолкновительных гравитирующих систем. Причин несколько. Специалисту по звездной динамике эти модели позволяют лучше понять некоторые характерные свойства галактик. Вспомним, как еще десять лет назад Е-галактикам пытались «из общих соображений» навязывать такое соотношение между сжатием (по максимально сплюснутой изофоте) и величиной вращения, от которого пришлось отказаться после первой же наблюдательной проверки [1]. Вместе с тем, любая оригинальная модель интересна и как объект исследования для математика или специалиста по механике.

В теоретическом плане важно сопоставить некоторые характерные свойства жидких и бесстолкновительных фигур равновесия. Принципиальное отличие между ними проявляется прежде всего в действии внутренних

напряжений. У жидких фигур даже в присутствии сдвиговых течений тензор давления *априори* берется изотропным и не имеющим косых напряжений. У бесстолкновительных же фигур тензор дисперсии скоростей

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{\rho} \int f(\dot{x}_i - u_i)(\dot{x}_j - u_j) d^3x \quad (1)$$

гидростатического давления, вообще говоря, не описывает. Но отсюда еще не следует, что надо отказаться от сопоставления под определенным углом жидких и бесстолкновительных фигур. Уже для однородных моделей такое сопоставление дает немало. Из анализа первых полноценных моделей — моделей Фримана [2—4] — характерными родственными чертами можно считать: геометрическое сходство (границы-поверхности второго порядка); свойство линейности у полей скоростей жидкости и центроидов. При внимательном анализе оказывается нетривиальным и сходство в распределении внутренних напряжений по объему эллипсоида — давление, а у бесстолкновительных — все компоненты тензора [1] обязаны обращаться в нуль на поверхности. Плодотворность гидродинамической аналогии проявилась, в частности, в том, что именно она навела на мысль о возможном существовании бесстолкновительных аналогов жидких эллипсоидов с наклонным вращением [5].

Модель бесстолкновительного эллипсоида с наклонным вращением была построена в статье [6]. По динамической структуре эта модель оказалась значительно глубже и сложнее эллипсоида Фримана: как частный случай из нее получается один из эллипсоидов Фримана, две последовательности эллипсоидов без дисперсии скоростей (о последних см. также [7]), а также еще одно семейство особых бесстолкновительных эллипсоидов\*. Нетривиален и вопрос о полноте известного нам класса моделей [8]. Вместе с тем подчеркнем, что возможности метода гидродинамической аналогии учитывались не в полной мере.

Почти параллельно с построением равновесных решений изучались и некоторые сравнительно простые случаи нелинейных колебаний относительно известных равновесных моделей. Пионером в этой области оказался В. А. Антонов. Методом лагранжевых координат в фазовом пространстве исследованы колебания сфероида, «холодного» в экваториальной плоскости [9]; в [10] рассмотрены радиальные пульсации шара и кругового диска: невращающийся сфероид рассмотрен в [11]; колебания эллиптических невращающихся дисков рассмотрены в [12]. Этим дело и ограничилось, и не последнюю роль здесь сыграла сложность метода фазовых координат.

Между тем, возможности метода гидродинамической аналогии таковы, что и здесь он может быть весьма полезен. Маяком при разработке такой

\* Некоторые авторы (В. А. Антонов) называют построенную в [6] модель «эллипсоидом Кондратьева».

аналогии служит для нас глубоко разработанная Дирихле, Риманом, Чандрасекаром и Лебовицем теория нелинейных колебаний жидких эллипсоидов. Эта теория оказалась весьма плодотворной [5]. Существование этой динамической схемы для жидкого эллипсоида и подсказало нам направление поисков: попытаться создать подобную же схему нелинейных колебаний и для однородного бесстолкновительного гравитирующего эллипсоида. Некоторым намеком явилась возможность включения в схему Дирихле не только несжимаемых, но и сжимаемых эллипсоидов [13, 14].

В данной статье общая задача нелинейных колебаний бесстолкновительного эллипсоида поставлена и решена. В результате дедуктивным методом охватываются все специальные случаи колебаний и равновесия эллипсоидальных систем. Следующий (второй) раздел основной. В нем на базе моментных уравнений первых трех порядков от кинетического уравнения Больцмана получена замкнутая система из пятнадцати временных дифференциальных уравнений, которой и описывается движение бесстолкновительного эллипсоида. Обращаем внимание: в этом разделе целесообразно применять и векторные, и тензорные обозначения. В разделе 3 найдены пять первых интегралов движения эллипсоида. В разделе 4 рассмотрены некоторые частные случаи колебаний эллипсоидальных систем. В заключении подводятся краткие итоги.

2. Уравнения движения бесстолкновительного эллипсоида. Рассмотрим изолированное скопление свободных, взаимодействующих по закону Ньютона частиц. Пусть в целом это скопление представляет собой однородный трехосный эллипсоид плотности  $\rho(t)$  и с полуосями  $a_i(t)$ . В собственной вращающейся системе отсчета  $Ox_1x_2x_3$ , связанной с главными осями эллипсоида, его граничная поверхность и потенциал даются формулами

$$\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} = 1 \quad (2)$$

и

$$\varphi = I - A_1x_1^2 - A_2x_2^2 - A_3x_3^2, \quad (3)$$

где

$$I = \frac{3}{4} GM \int_0^\infty \frac{ds}{\Delta(s)}; \quad A_i = \frac{3}{4} GM \int_0^\infty \frac{ds}{\Delta(s) \cdot (a_i^2 + s)}; \quad (4)$$

$$\Delta^2(s) = (a_1^2 + s)(a_2^2 + s)(a_3^2 + s)$$

и  $M$ —масса эллипсоида.

Пусть эллипсоид вращается вокруг центра инерции с угловой скоростью  $\vec{\Omega}(t)$ . Во вращающейся системе отсчета уравнение движения частицы

$$\ddot{\vec{x}} = \vec{F}, \quad (5)$$

где вектор силы

$$\vec{F} = \text{grad} \left( \varphi + \frac{1}{2} [\vec{\Omega} \vec{x}]^2 \right) + [\dot{\vec{x}} \vec{\Omega}] + 2[\vec{x} \dot{\vec{\Omega}}]. \quad (6)$$

Решая систему трех скалярных уравнений (5), можно исследовать движение каждой частицы отдельно и, в принципе, попытаться строить фазовую модель кинетическим методом. Однако такой путь сложен и нецелесообразен, поэтому обратимся к гидродинамической аналогии.

Запишем уравнение Больцмана

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \dot{x}_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + F_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = 0, \quad (7)$$

где  $f(t, \vec{x}, \vec{x})$  — фазовая функция. В дальнейшем точный вид этой функции нам и не понадобится, так как нужны только моментные уравнения от (7). Процедура получения моментных уравнений от кинетического уравнения Больцмана хорошо отработана и выводить их здесь не будем. Моментное уравнение первого порядка (уравнение неразрывности) для однородной системы суть

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0. \quad (8)$$

Вторые моменты от (7) дают три уравнения, описывающие движение центроидов. С учетом силы (6) эти три уравнения в векторной форме имеют вид

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\text{div} \sigma_{ij} + \text{grad} \left( \varphi + \frac{1}{2} [\vec{\Omega} \vec{x}]^2 \right) + [\dot{\vec{x}} \vec{\Omega}] + 2[\vec{u} \dot{\vec{\Omega}}], \quad (9)$$

где конвективная производная

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_k \frac{\partial}{\partial x_k}. \quad (10)$$

Уравнения (9) хорошо известны специалистам. Иначе обстоит дело с моментными уравнениями от (7) третьего порядка:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{dt} (\rho \sigma_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho \sigma_{ijk}) + \sigma_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \sigma_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \sigma_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} -$$

$$- 2\Omega_m (\varepsilon_{ikm} \sigma_{kj} + \varepsilon_{jkm} \sigma_{ki}) = 0. \quad (11)$$

Здесь подразумевается суммирование по повторяющимся индексам, а  $\varepsilon_{ikm}$  — символ Леви-Чивита. Уравнения (11) хотя и известны (см., например, [15] и [16]), но применяются они в звездной динамике крайне редко.

Требуется теперь доказать, что с помощью уравнений (8), (9) и (11) можно создать замкнутую систему уравнений бесстолкновительного эллипсоида. Обратимся к уравнениям звездной гидродинамики (9). Конечно, если вместо прослеживания траектории отдельной звезды мы намерены изучать движение центроидов, то только на основании одного определения усредненного движения

$$\bar{u} = \frac{1}{\rho} \int f x d^3 x \quad (12)$$

мы почти не продвигаемся к цели (все дело в неизвестности самой фазовой функции!). Но на помощь приходит гидродинамическая аналогия: так как движение центроидов должно сохранять граничную поверхность эллипсоида, то в этом отношении оно полностью аналогично течению жидкости внутри эллипсоида Дирихле\*. Искомое поле скоростей в инерциальной системе отсчета, в данный момент совпадающей с собственной системой координат эллипсоида  $Ox_1x_2x_3$ , имеет вид

$$\vec{u}^{(0)} = \begin{pmatrix} a_1 & a_1\lambda_3 - a_2\Omega_3 & -a_1\lambda_2 + a_3\Omega_2 \\ -a_2\lambda_3 + a_1\Omega_3 & a_2 & a_2\lambda_1 - a_3\Omega_1 \\ a_3\lambda_3 - a_1\Omega_2 & -a_3\lambda_1 + a_2\Omega_1 & a_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1/a_1 \\ x_2/a_2 \\ x_3/a_3 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Здесь компоненты вектора  $\vec{\lambda}(t)$  связаны с завихренностью поля скоростей центроидов во вращающейся системе координат  $\vec{\zeta}(t)$  соотношением

$$\zeta_i = - \left( \frac{a_j}{a_k} + \frac{a_k}{a_j} \right) \lambda_i, \quad (i \neq j \neq k). \quad (14)$$

Само же поле скоростей во вращающейся системе суть

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} a_1 & a_1\lambda_3 & -a_1\lambda_2 \\ -a_2\lambda_3 & a_2 & a_2\lambda_1 \\ a_3\lambda_2 & -a_3\lambda_1 & a_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1/a_1 \\ x_2/a_2 \\ x_3/a_3 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

\* Название «эллипсоид Дирихле» введено в статье [14].

Согласно [14], запишем уравнение (9) в виде

$$\operatorname{div} \sigma_{ij} - \operatorname{grad} \left( \varphi + \frac{1}{2} [\vec{\Omega} \vec{x}]^2 \right) = \vec{B}. \quad (16)$$

Векторная функция в правой части этого уравнения

$$\vec{B}(B_1, B_2, B_3) = 2 [\vec{u} \vec{\Omega}] + [\vec{x} \vec{\Omega}] - \frac{d\vec{u}}{dt} \quad (17)$$

с учетом поля скоростей (15) записывается тогда в виде

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1/a_1 \\ x_2/a_2 \\ x_3/a_3 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} r_{11} &= a_1(\lambda_2^2 + \lambda_3^2) - \ddot{a}_1 - 2a_2\lambda_3\Omega_3 - 2a_3\lambda_2\Omega_2, \\ r_{12} &= 2 \frac{d}{dt} (a_2\Omega_3 - a_1\lambda_3) + a_1\lambda_3 - a_2\Omega_3 - a_1\lambda_1\lambda_2 + 2a_3\lambda_1\Omega_2, \\ r_{13} &= 2 \frac{d}{dt} (a_1\lambda_2 - a_3\Omega_2) - a_1\lambda_2 + a_3\Omega_2 - a_1\lambda_1\lambda_3 + 2a_2\lambda_1\Omega_3. \end{aligned} \quad (19)$$

Остальные члены матрицы  $|r_{ik}|$  получаются из (19) круговой перестановкой индексов.

Можно показать, что зависимость компонентов тензора  $\sigma_{ij}$  от координат должна иметь вид

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^0 \left( 1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2} \right), \quad (20)$$

где  $\sigma_{ij}^0$  — их значения в центре эллипсоида. Таким образом, на поверхности эллипсоида напряжений нет. С учетом формулы (20) левая часть уравнения (16) записывается в виде

$$\vec{N} = \begin{pmatrix} l_{11} & l_{12} & l_{13} \\ l_{21} & l_{22} & l_{23} \\ l_{31} & l_{32} & l_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1/a_1 \\ x_2/a_2 \\ x_3/a_3 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned}
 l_{11} &= -\frac{2\sigma_{11}^0}{a_1} + 2A_1 a_1 - a_1 (\Omega_2^2 + \Omega_3^2), \\
 l_{12} &= -\frac{2\sigma_{12}^0}{a_2} + a_2 \Omega_1 \Omega_2, \\
 l_{13} &= -\frac{2\sigma_{13}^0}{a_3} + a_3 \Omega_1 \Omega_3.
 \end{aligned} \tag{22}$$

Как и выше, остальные члены матрицы  $\|l_{ik}\|$  получаются из (22) круговой перестановкой индексов.

Уравнение (16) с учетом выражений (18) и (21) приводится к виду

$$\begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1/a_1 \\ x_2/a_2 \\ x_3/a_3 \end{pmatrix} = 0. \tag{23}$$

Все члены нулевой матрицы

$$\|c_{ik}\| = \|r_{ik}\| - \|l_{ik}\| \tag{24}$$

должны быть равны нулю, откуда и получаем первые девять динамических уравнений движения бесстолкновительного эллипсоида. Три из них

$$\begin{aligned}
 c_{11} &= \ddot{a}_1 - a_1 (\dot{\lambda}_2^2 + \dot{\lambda}_3^2 + \Omega_2^2 + \Omega_3^2) + 2(a_1 \dot{\lambda}_2 \Omega_2 + a_2 \dot{\lambda}_3 \Omega_3) + \\
 &\quad + 2A_1 a_1 - \frac{2\sigma_{11}^0}{a_1} = 0, \\
 c_{22} &= \ddot{a}_2 - a_2 (\dot{\lambda}_3^2 + \dot{\lambda}_1^2 + \Omega_3^2 + \Omega_1^2) + 2(a_1 \dot{\lambda}_3 \Omega_3 + a_3 \dot{\lambda}_1 \Omega_1) + \\
 &\quad + 2A_2 a_2 - \frac{2\sigma_{22}^0}{a_2} = 0, \\
 c_{33} &= \ddot{a}_3 - a_3 (\dot{\lambda}_1^2 + \dot{\lambda}_2^2 + \Omega_1^2 + \Omega_2^2) + 2(a_3 \dot{\lambda}_1 \Omega_1 + a_1 \dot{\lambda}_2 \Omega_2) + \\
 &\quad + 2A_3 a_3 - \frac{2\sigma_{33}^0}{a_3} = 0.
 \end{aligned} \tag{25}$$

Шесть остальных уравнений разобьем на две группы по признакам симметрии индексов:

$$\begin{aligned}
 c_{12} &= 2 \frac{d}{dt} (a_1 \dot{\lambda}_3 - a_2 \dot{\Omega}_3) - a_1 \dot{\lambda}_3 + a_2 \dot{\Omega}_3 + a_1 \dot{\lambda}_1 \dot{\lambda}_3 + a_2 \Omega_1 \Omega_2 - \\
 &\quad - 2a_3 \dot{\lambda}_1 \Omega_2 - \frac{2\sigma_{12}^0}{a_2} = 0,
 \end{aligned}$$

$$c_{33} = 2 \frac{d}{dt} (a_2 \dot{\lambda}_1 - a_3 \dot{\Omega}_1) - a_2 \ddot{\lambda}_1 + a_3 \ddot{\Omega}_1 + a_2 \dot{\lambda}_2 \dot{\lambda}_3 + a_3 \dot{\Omega}_2 \dot{\Omega}_3 - \\ - 2a_1 \dot{\lambda}_3 \dot{\Omega}_3 - \frac{2\sigma_{23}^0}{a_3} = 0, \quad (26)$$

$$c_{31} = 2 \frac{d}{dt} (a_3 \dot{\lambda}_2 - a_1 \dot{\Omega}_2) - a_3 \ddot{\lambda}_2 + a_1 \ddot{\Omega}_2 + a_3 \dot{\lambda}_3 \dot{\lambda}_1 + a_1 \dot{\Omega}_3 \dot{\Omega}_1 - \\ - 2a_2 \dot{\lambda}_3 \dot{\Omega}_1 - \frac{2\sigma_{13}^0}{a_1} = 0,$$

и

$$c_{13} = 2 \frac{d}{dt} (a_3 \dot{\Omega}_2 - a_1 \dot{\lambda}_2) - a_3 \ddot{\Omega}_2 + a_1 \ddot{\lambda}_2 + a_1 \dot{\lambda}_1 \dot{\lambda}_3 + a_3 \dot{\Omega}_1 \dot{\Omega}_3 - \\ - 2a_2 \dot{\lambda}_1 \dot{\Omega}_3 - \frac{2\sigma_{13}^0}{a_3} = 0,$$

$$c_{21} = 2 \frac{d}{dt} (a_1 \dot{\Omega}_3 - a_2 \dot{\lambda}_3) - a_1 \ddot{\Omega}_3 + a_2 \ddot{\lambda}_3 + a_2 \dot{\lambda}_2 \dot{\lambda}_1 + a_1 \dot{\Omega}_2 \dot{\Omega}_1 - \\ - 2a_3 \dot{\lambda}_3 \dot{\Omega}_1 - \frac{2\sigma_{12}^0}{a_1} = 0, \quad (27)$$

$$c_{32} = 2 \frac{d}{dt} (a_2 \dot{\Omega}_1 - a_3 \dot{\lambda}_1) - a_2 \ddot{\Omega}_1 + a_3 \ddot{\lambda}_1 + a_3 \dot{\lambda}_3 \dot{\lambda}_2 + a_2 \dot{\Omega}_3 \dot{\Omega}_2 - \\ - 2a_1 \dot{\lambda}_3 \dot{\Omega}_2 - \frac{2\sigma_{23}^0}{a_3} = 0.$$

Как вскоре увидим, бесстолкновительная модель эллипсоида описывается в общем случае пятнадцатью переменными (время—параметр). Уравнений же для этих переменных пока только девять. Для замыкания этой системы уравнений надо привлечь еще моменты третьего порядка от кинетического уравнения, данные в (11). Первый член в (11), с учетом уравнения неразрывности (8), равен

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{dt} (\rho \sigma_{ij}) = \dot{\sigma}_{ij} - \sigma_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k}. \quad (28)$$

Далее, очень важным является то, что в фазовом пространстве наша модель представляет собой эллипсоид (объем которого постоянен). Именно вследствие такой эллипсоидальной формы тензор моментов третьего порядка

$$\rho \sigma_{ijk} = \int f(x_i - u_i)(x_j - u_j)(x_k - u_k) d^3x \quad (29)$$

будет равен нулю. Отсюда сразу следует замкнутость системы моментных уравнений первого, второго и третьего порядков, приведенных в (8), (9) и (11). А это автоматически означает, что и полная система уравнений, описывающих движение модели, должна быть замкнутой. Действительно, вычисляя в (11) градиенты от скоростей центроидов с помощью (15) и учитывая (28) и (29), находим из (11) шесть динамических уравнений

$$\sigma_{ij} + \sigma_{ik} H_{jk} + \sigma_{jk} H_{ik} - 2\Omega_m (\varepsilon_{ikm} \sigma_{ij} + \varepsilon_{jkm} \sigma_{ki}) = 0, \quad (30)$$

где матрица  $\|H_{ik}\|$  равна

$$\|H_{ik}\| = \begin{pmatrix} a_1/a_1 & a_1/a_2 \lambda_3 & -a_1/a_3 \lambda_2 \\ -a_2/a_1 \lambda_3 & a_2/a_2 & a_2/a_3 \lambda_1 \\ a_3/a_1 \lambda_2 & -a_3/a_2 \lambda_1 & a_3/a_3 \end{pmatrix}, \quad (31)$$

которыми и замыкается система уравнений для описания движения модели.

Уравнения (30) выполняются в любой точке внутри модели. В частности, в центре эллипсоида они дают шесть следующих уравнений:

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^0 + 2 \left[ \frac{a_1}{a_1} \sigma_{11}^0 + \left( \frac{a_1}{a_2} \lambda_3 - 2\Omega_3 \right) \sigma_{12}^0 + \left( -\frac{a_1}{a_3} \lambda_2 + 2\Omega_2 \right) \sigma_{13}^0 \right] &= 0, \\ \sigma_{22}^0 + 2 \left[ \frac{a_2}{a_2} \sigma_{22}^0 + \left( -\frac{a_2}{a_1} \lambda_3 + 2\Omega_3 \right) \sigma_{12}^0 + \left( \frac{a_2}{a_3} \lambda_1 - 2\Omega_1 \right) \sigma_{23}^0 \right] &= 0, \\ \sigma_{33}^0 + 2 \left[ \frac{a_3}{a_3} \sigma_{33}^0 + \left( -\frac{a_3}{a_2} \lambda_1 + 2\Omega_1 \right) \sigma_{23}^0 + \left( \frac{a_3}{a_1} \lambda_2 - 2\Omega_2 \right) \sigma_{13}^0 \right] &= 0, \\ \sigma_{12}^0 + \left( \frac{a_1}{a_1} + \frac{a_2}{a_2} \right) \sigma_{12}^0 + \left( -\frac{a_2}{a_1} \lambda_3 + 2\Omega_3 \right) \sigma_{11}^0 + \left( \frac{a_1}{a_2} \lambda_3 - 2\Omega_3 \right) \sigma_{22}^0 + \\ &+ \left( \frac{a_3}{a_1} \lambda_2 + 2\Omega_2 \right) \sigma_{23}^0 + \left( \frac{a_2}{a_3} \lambda_1 - 2\Omega_1 \right) \sigma_{13}^0 = 0, \\ \sigma_{23}^0 + \left( \frac{a_2}{a_2} + \frac{a_3}{a_3} \right) \sigma_{23}^0 + \left( -\frac{a_3}{a_2} \lambda_1 + 2\Omega_1 \right) \sigma_{22}^0 + \left( \frac{a_2}{a_3} \lambda_1 - 2\Omega_1 \right) \sigma_{33}^0 + \\ &+ \left( \frac{a_1}{a_2} \lambda_2 - 2\Omega_2 \right) \sigma_{12}^0 + \left( -\frac{a_2}{a_1} \lambda_3 + 2\Omega_3 \right) \sigma_{13}^0 = 0, \\ \sigma_{13}^0 + \left( \frac{a_1}{a_1} + \frac{a_3}{a_3} \right) \sigma_{13}^0 + \left( \frac{a_3}{a_1} \lambda_2 - 2\Omega_2 \right) \sigma_{11}^0 + \left( -\frac{a_1}{a_3} \lambda_2 + 2\Omega_2 \right) \sigma_{33}^0 + \\ &+ \left( \frac{a_1}{a_2} \lambda_3 - 2\Omega_3 \right) \sigma_{23}^0 + \left( -\frac{a_2}{a_1} \lambda_1 + 2\Omega_1 \right) \sigma_{12}^0 = 0. \end{aligned} \quad (32)$$

Подведем итоги. Для пятнадцати переменных

$$\alpha_i(t); \quad \Omega_i(t); \quad \lambda_i(t); \quad \sigma_{ij}^0(t), \quad \text{где } (i, j = 1, 2, 3), \quad (33)$$

характеризующих динамическое состояние бесстолкновительного эллипсоида, получено как раз пятнадцать дифференциальных уравнений (25) — (27) и (32). Следовательно, поставленная задача описания движения однородного бесстолкновительного эллипсоида разрешима. Уместно напомнить: для жидкого эллипсоида Дирихле замкнутую систему уравнений образуют уже (25)–(27), где косые напряжения исчезают ( $\sigma_{12}^0 = \sigma_{13}^0 = \sigma_{23}^0 = 0$ ) и  $\sigma_{11}^0 = \sigma_{22}^0 = \sigma_{33}^0$ .

3. *Интегралы движения.* Описывающие движение модели уравнения являются сложными и нелинейными. Все это отражает сложность тех движений, которые совершает модель. Прежде всего, фигура модели совершает нестационарное вращение вокруг центра инерции. С учетом пульсаций, изменения формы модели и нестационарной внутренней циркуляции с однородной завихренностью, исследуемый случай оказывается намного сложнее всех известных случаев движений деформируемых гироскопов с жидким наполнением!

Зная первые интегралы движения полученной выше системы уравнений, можно лучше представить динамику модели. Прежде всего, изолированность модели предполагает сохранение полной энергии и момента вращения. Для нахождения интеграла энергии составим из уравнений (25)–(27) следующую комбинацию:

$$\sum_{1, 2, 3} [c_{11}a_1 + c_{12}(a_1\lambda_3 - a_2\Omega_3) + c_{13}(a_3\Omega_2 - a_1\lambda_2)] = 0. \quad (34)$$

Здесь два других члена получаются из данного круговой перестановкой индексов. Преобразуя записанное выражение, получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left\{ \sum_{1, 2, 3} \left[ \frac{1}{2} a_i^2 + \frac{1}{2} (a_1^2 + a_2^2) (\lambda_3^2 + \Omega_3^2) - 2a_1a_2\lambda_3\Omega_3 \right] \right\} = \\ = \sum_{i=1}^3 \frac{a_i}{a_i} \sigma_{ii}^0 + \sum_{1, 2, 3} \lambda_1 \sigma_{23} \left( \frac{a_2}{a_3} - \frac{a_3}{a_2} \right) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 A_i \frac{da_i^2}{dt}. \end{aligned} \quad (35)$$

Последний член в правой части (35) с учетом (4) равен

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 A_i \frac{da_i^2}{dt} = -2 \frac{dI}{dt}. \quad (36)$$

Складывая первые три уравнения из (32), находим

$$\sum_{i=1}^3 \frac{a_i}{a_i} \sigma_{ii}^0 + \sum_{1, 2, 3} \lambda_1 \sigma_{23}^0 \left( \frac{a_2}{a_3} - \frac{a_3}{a_2} \right) = - \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^3 \sigma_{ii}^0. \quad (37)$$

В итоге, с учетом выражений (36) и (37), из (35) получим интеграл энергии

$$E = \sum_{1,2,3} \left[ \frac{1}{2} a_i^2 + \frac{1}{2} (a_1^2 + a_2^2) (\Omega_3^2 + \Omega_3^2) - 2a_1 a_2 \Omega_3 \right] + \sum_{i=1}^3 \varpi_{ii}^0 - 2I = \text{const.} \quad (38)$$

В полную энергию входит сумма членов

$$(\varpi_{11}^0 + \varpi_{22}^0 + \varpi_{33}^0), \quad (39)$$

которой пропорциональна энергия хаотического движения всех частиц модели (тепловая энергия). При колебаниях эта тепловая энергия не остается постоянной.

Нетрудно доказать, что сохраняется и полный момент вращения модели

$$\vec{L} = \int \rho [\vec{x} \vec{u}^0] d^3x. \quad (40)$$

Компоненты вектора  $\vec{L}$  вычисляются с учетом поля скоростей (13)

$$l_i = \frac{5}{M} L_i = (a_j^2 + a_k^2) \Omega_i - 2a_j a_k \Omega_i. \quad (41)$$

Составляя теперь из недиагональных уравнений (26), (27) комбинации

$$(c_{32} a_2 - c_{23} a_3), \quad (c_{13} a_3 - c_{31} a_1), \quad (c_{21} a_1 - c_{12} a_2),$$

и преобразуя их с помощью (41), легко находим три соотношения, объединяющиеся в одну векторную формулу

$$\frac{d\vec{l}}{dt} + [\vec{\Omega} \vec{l}] = 0. \quad (42)$$

Отсюда немедленно следует сохранение в подвижной инерциальной системе отсчета величины

$$l_1^2 + l_2^2 + l_3^2 = l^2 = \text{const.} \quad (43)$$

Важным свойством модели является несохранение (в отличие от жидкого эллипсоида Дирихле!) полной циркуляции. Компоненты полной циркуляции, как легко показать, равны

$$c_i = 2a_j a_k \Omega_i - (a_j^2 + a_k^2) \Omega_i. \quad (44)$$

Доказательство проводится так: из комбинаций уравнений

$$(c_{32} a_3 - c_{23} a_2), \quad (c_{21} a_2 - c_{12} a_1), \quad (c_{13} a_1 - c_{31} a_3)$$

следует векторная формула

$$\frac{d\vec{c}}{dt} + [\vec{\omega}, \vec{c}] + 2\sigma_{23}^0 \left( \frac{a_2}{a_3} - \frac{a_3}{a_2} \right) \vec{i}_1 + 2\sigma_{13}^0 \left( \frac{a_3}{a_1} - \frac{a_1}{a_3} \right) \vec{i}_2 + 2\sigma_{12}^0 \left( \frac{a_1}{a_2} - \frac{a_2}{a_1} \right) \vec{i}_3 = 0. \quad (45)$$

Умножив эту формулу на вектор  $\vec{c}$ , получим соотношение

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \vec{c}^2 + 2\sigma_{23}^0 c_1 \left( \frac{a_2}{a_3} - \frac{a_3}{a_2} \right) + 2\sigma_{13}^0 c_2 \left( \frac{a_3}{a_1} - \frac{a_1}{a_3} \right) + 2\sigma_{12}^0 \left( \frac{a_1}{a_2} - \frac{a_2}{a_1} \right) c_3 = 0, \quad (46)$$

из которого и следует несохранение величины квадрата циркуляции  $\vec{c}^2$ . Заметим, в частном случае, когда дисперсия скоростей равна нулю, циркуляция будет интегралом движения.

Сохранение энергии и момента вращения подсказывается общими теоремами динамики. В этом отношении жидкие эллипсоиды Дирихле гораздо проще, чем изучаемые в данной статье бесстолкновительные эллипсоиды. В самом деле, все три интеграла движения жидкого эллипсоида следуют уже из общих теорем. Но для бесстолкновительного эллипсоида эти общие теоремы динамики представляют далеко не все интегральные формы уравнений движения (25)—(27) и (32). Некоторым сигналом о недостаточности общих теорем в нашем случае является уже несохранение циркуляции. Для более полного рассмотрения вопроса о сохраняющихся величинах необходимо обратиться к представлению динамики бесстолкновительной системы в фазовом пространстве шести измерений. Мы не имеем здесь возможности подробно обсуждать закономерности фазовой динамики эллипсоида, но уже из теоремы Лиувилля следует сохранение объема, занимаемого нашей системой в фазовом пространстве. Нетрудно доказать, что форма этого объема, заполненного фазовой жидкостью, является эллипсоидальной. Весьма заманчиво представить сложное движение нашей модели как динамику такого фазового эллипсоида.

Впрочем, один из трех дополнительных инвариантов легко усматривается из самих уравнений движения. Действительно, умножим первое в (32) уравнение на  $a_1^2$ , второе на  $a_2^2$ , третье на  $a_3^2$  и сложим их. После этого, с учетом соотношения (46), получим искомый инвариант

$$I_1 = a_1^2 \sigma_{11}^0 + a_2^2 \sigma_{22}^0 + a_3^2 \sigma_{33}^0 + \frac{1}{2} (c_1^2 + c_2^2 + c_3^2) = \text{const}. \quad (47)$$

Из него, в согласии с вышесказанным, видим, что в отсутствие дисперсии скоростей циркуляция сохраняется.

Нахождение двух других инвариантов из уравнений движения затруднительно, но можно воспользоваться для этой цели характеристическим уравнением (см. [17])

$$\begin{vmatrix} \overline{x_1^2} & 0 & 0 & \overline{x_1 x_1 - \beta} & \overline{x_2 x_1} & \overline{x_3 x_1} \\ 0 & \overline{x_2} & 0 & \overline{x_1 x_2} & \overline{x_2 x_2 - \beta} & \overline{x_3 x_2} \\ 0 & 0 & \overline{x_3^2} & \overline{x_1 x_3} & \overline{x_2 x_3} & \overline{x_3 x_3 - \beta} \\ \overline{x_1 x_1 + \beta} & \overline{x_1 x_2} & \overline{x_1 x_3} & \overline{x_1^2} & \overline{x_1 x_2} & \overline{x_1 x_3} \\ \overline{x_2 x_1} & \overline{x_2 x_2 + \beta} & \overline{x_2 x_3} & \overline{x_2 x_1} & \overline{x_2^2} & \overline{x_2 x_3} \\ \overline{x_3 x_1} & \overline{x_3 x_2} & \overline{x_3 x_3 + \beta} & \overline{x_3 x_1} & \overline{x_3 x_2} & \overline{x_3^2} \end{vmatrix} = 0. \quad (48)$$

Черта сверху означает усреднение по всему фазовому пространству; скорости центроидов в инерциальной системе отсчета в нашем случае равны

$$\begin{aligned} \dot{x}_1 &= \dot{x}'_1 + \frac{a_1}{a_1} x_1 + \left( \frac{a_1}{a_2} \lambda_3 - \Omega_3 \right) x_2 + \left( \Omega_2 - \frac{a_1}{a_3} \lambda_2 \right) x_3, \\ \dot{x}_2 &= \dot{x}'_2 + \frac{a_2}{a_2} x_2 + \left( \Omega_3 - \frac{a_2}{a_1} \lambda_3 \right) x_1 + \left( \frac{a_2}{a_3} \lambda_1 - \Omega_1 \right) x_3, \\ \dot{x}_3 &= \dot{x}'_3 + \frac{a_3}{a_3} x_3 + \left( \frac{a_3}{a_1} \lambda_2 - \Omega_2 \right) x_1 + \left( \Omega_1 - \frac{a_3}{a_2} \lambda_1 \right) x_2, \end{aligned} \quad (49)$$

где  $\dot{x}'_i$  — компоненты остаточной скорости. Опуская громоздкие вычисления, приводим (48) к виду

$$\beta^6 + I_1 \beta^4 + I_2 \beta^2 + I_3 = 0. \quad (50)$$

Коэффициенты этого уравнения и представляют три фазовых инварианта. Инвариант  $I_1$  дан в (47), а инварианты  $I_2$  и  $I_3$  соответственно равны

$$I_2 = a_1^2 a_2^2 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 \end{vmatrix} + a_1^2 a_3^2 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + a_2^2 a_3^2 \begin{vmatrix} \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 (\sigma_{ii}^0 a_i^2 c_i^2) = \text{const}; \quad (51)$$

$$I_3 = a_1^2 a_2^2 a_3^2 \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} = \text{const}. \quad (52)$$

Инварианту  $I_2$  трудно придать определенный физический смысл, инвариант же  $I_3$  означает сохранение (квадрата) фазового объема системы. Возможна и такая трактовка инварианта (52). Рассмотрим в пространстве случайных скоростей эллипсоид дисперсии скоростей модели

$$\sigma_{11}^0 (\dot{x}_1)^2 + \sigma_{22}^0 (\dot{x}_2)^2 + \sigma_{33}^0 (\dot{x}_3)^2 + 2\sigma_{12}^0 \dot{x}_1 \dot{x}_2 + 2\sigma_{13}^0 \dot{x}_1 \dot{x}_3 + 2\sigma_{23}^0 \dot{x}_2 \dot{x}_3 = 1. \quad (53)$$

Переходя теперь к эллипсоиду, взаимному к (53), запишем его уравнение

$$\begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \sigma_{13}^0 & x_1 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 & x_2 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 & x_3 \\ x_1 & x_2 & x_3 & 1 \end{vmatrix} = 0. \quad (54)$$

Существенно, что объем эллипсоида (54)  $V^*$

$$V^* \sim \left( \begin{vmatrix} \sigma_{11}^0 & \sigma_{12}^0 & \sigma_{13}^0 \\ \sigma_{12}^0 & \sigma_{22}^0 & \sigma_{23}^0 \\ \sigma_{13}^0 & \sigma_{23}^0 & \sigma_{33}^0 \end{vmatrix} \right)^{1/2}. \quad (55)$$

Таким образом, произведение геометрического объема модели на объем эллипсоида, взаимного эллипсоиду дисперсии скоростей, от времени не зависит.

Инвариант  $I_2$  можно трактовать как уравнение состояния модели, поскольку его, с учетом уравнения неразрывности (8), можно записать так:

$$\rho \sim \left[ \begin{array}{c} \text{ОБЪЕМУ ЭЛЛИПСОИДА, ВЗАИМНОГО} \\ \text{ЭЛЛИПСОИДУ ДИСПЕРСИИ СКОРОСТЕЙ} \end{array} \right]. \quad (56)$$

Это, в сущности, уравнение состояния адиабаты. Для иллюстрации предположим, что эллипсоид случайных скоростей принял сферическую форму радиуса  $V\sigma^0$ . Тогда из (56)  $\rho^2 \sim (\sigma^0)^2$ ; а так как давление в центре  $p^0 \sim \rho\sigma^0$ , то  $p^0 \sim \rho^{5/3}$ . Это и есть уравнение адиабаты.

4. *Переход к частным случаям.* Из общей теоретической схемы легко получить уравнения для различных конфигураций. Нужно только знать переменные, которыми описывается движение определенной фигуры, и позаботиться о замкнутости соответствующей системы уравнений для них.

1) *Колебания цилиндра и диска.* Для описания двухмерного движения имеется замкнутая система из семи уравнений

$$\ddot{a}_1 - a_1(\lambda^2 + \Omega^2) + 2a_2\lambda\Omega + 2A_1a_1 = 2\sigma_{11}^0/a_1,$$

$$\ddot{a}_2 - a_2(\lambda^2 + \Omega^2) + 2a_1\lambda\Omega + 2A_2a_2 = 2\sigma_{22}^0/a_2,$$

$$2 \frac{d}{dt} (a_1\lambda - a_2\Omega) - a_1\dot{\lambda} + a_2\dot{\Omega} = 2\sigma_{12}^0/a_2,$$

$$2 \frac{d}{dt} (a_1\Omega - a_2\lambda) - a_1\dot{\Omega} + a_2\dot{\lambda} = 2\sigma_{12}^0/a_1,$$

$$\begin{aligned} \ddot{\sigma}_{11}^0 + 2 \left[ \frac{a_1}{a_1} \dot{\sigma}_{11}^0 + \left( \frac{a_1}{a_2} \lambda - 2\Omega \right) \dot{\sigma}_{12}^0 \right] &= 0, \\ \ddot{\sigma}_{22}^0 + 2 \left[ \frac{a_2}{a_2} \dot{\sigma}_{22}^0 + \left( -\frac{a_2}{a_1} \lambda + 2\Omega \right) \dot{\sigma}_{12}^0 \right] &= 0, \end{aligned} \quad (57)$$

$$\ddot{\sigma}_{12}^0 + \left( \frac{a_1}{a_1} + \frac{a_2}{a_2} \right) \dot{\sigma}_{12}^0 + \left( -\frac{a_2}{a_1} \lambda + 2\Omega \right) \dot{\sigma}_{11}^0 + \left( \frac{a_1}{a_2} \lambda - 2\Omega \right) \dot{\sigma}_{22}^0 = 0.$$

При уточнении вида коэффициентов потенциала (см. цитируемую литературу) имеем или эллиптический цилиндр, или эллиптический диск, которые вращаются вокруг оси  $Ox_3$ . Возможны следующие специальные случаи: а) вращающиеся эллиптические цилиндры и диски без дисперсии скоростей ( $\sigma_{11}^0 = \sigma_{22}^0 = \sigma_{12}^0 = 0$ ); б) колебания эллиптических цилиндров и дисков без вращения и внутренней циркуляции (здесь  $\Omega = \lambda = \sigma_{12}^0 = 0$ ). О дисках см. [12]; в) пульсации вращающихся круговых цилиндров и дисков, которые описываются всего тремя переменными.

2) Эллипсоид без дисперсии скоростей. Самый простой случай нестационарного эллипсоида. Для него все шесть компонентов  $\sigma_{ij}^0 = 0$ . При этом условии уравнения (32) тождественно удовлетворяются и система из девяти уравнений (25)—(27) оказывается замкнутой. Обязательным является условие отличия от нуля всех трех компонентов векторов  $\vec{\Omega}(t)$  и  $\vec{\lambda}(t)$ .

3) Эллипсоид вращается вокруг оси симметрии  $Ox_3$ . Эти колебания описываются девятью переменными. Уравнения таковы:

$$\ddot{a}_1 - a_1(\lambda^2 + \Omega^2) + 2a_2\lambda\Omega + 2A_1a_1 = 2\sigma_{11}^0/a_1,$$

$$\ddot{a}_2 - a_2(\lambda^2 + \Omega^2) + 2a_1\lambda\Omega + 2A_2a_2 = 2\sigma_{22}^0/a_2,$$

$$\ddot{a}_3 + 2A_3a_3 = 2\sigma_{33}^0/a_3,$$

$$2 \frac{d}{dt} (a_1\lambda - a_2\Omega) - a_1\dot{\lambda} + a_2\dot{\Omega} = 2\sigma_{12}^0/a_2,$$

$$2 \frac{d}{dt} (a_1\Omega - a_2\lambda) - a_1\dot{\Omega} + a_2\dot{\lambda} = 2\sigma_{12}^0/a_1,$$

$$\ddot{\sigma}_{11}^0 + 2 \left[ \frac{a_1}{a_1} \dot{\sigma}_{11}^0 + \left( \frac{a_1}{a_2} \lambda - 2\Omega \right) \dot{\sigma}_{12}^0 \right] = 0,$$

$$\ddot{\sigma}_{22}^0 + 2 \left[ \frac{a_2}{a_2} \dot{\sigma}_{22}^0 + \left( -\frac{a_2}{a_1} \lambda + 2\Omega \right) \dot{\sigma}_{12}^0 \right] = 0,$$

$$\sigma_{33}^0 + 2 \cdot \frac{a_2}{a_3} \sigma_{33}^0 = 0 \quad (\text{или } \sigma_{33}^0 a_3^2 = \text{const}), \quad (58)$$

$$\sigma_{12}^0 + \left( \frac{a_1}{a_1} + \frac{a_2}{a_2} \right) \sigma_{12}^0 + \left( -\frac{a_2}{a_1} \lambda + 2\Omega \right) \sigma_{11}^0 + \left( \frac{a_1}{a_1} \lambda - 2\Omega \right) \sigma_{22}^0 = 0.$$

С их помощью можно изучать колебания относительно равновесного эллипсоида Фримана. Отметим специальные случаи: при  $\sigma_{11}^0 = \sigma_{22}^0 = \sigma_{12}^0 = 0$  описываются колебания вращающегося эллипсоида, „холодного“ в экваториальной плоскости [8]; при  $\Omega = \lambda = \sigma_{12}^0 = 0$  описываются колебания покоящегося эллипсоида без внутренних течений центроидов (см. также [11]).

4) Тривиально получить из (58) замкнутую систему уравнений, описывающую колебания: сфероида без вращения; сфероида с вращением, но «холодного» в экваториальной плоскости; общие колебания сфероида с вращением и дисперсией скоростей. На этом останавливаться не будем.

5. *Заключение.* Мы рассмотрели сложное движение бесстолкновительного эллипсоида, состоящее из нелинейных пульсаций нестационарной эллипсоидальной фигуры, вращающейся вокруг центра инерции и имеющей внутреннее нестационарное поле скоростей с однородной завихренностью. Во многих отношениях эти колебания напоминают движение жидких эллипсоидов Дирихле. Но есть существенные различия. Для жидких эллипсоидов имеет место важная теорема Дедекинда о существовании сопряженных конфигураций [5]. Но анализ уравнений движения бесстолкновительного эллипсоида приводит к выводу: теорема Дедекинда для них недействительна, и в общем случае сопряженных бесстолкновительных эллипсоидов не существует (тривиальное исключение — ничем не отличающиеся от жидких фигур без давления бесстолкновительные эллипсоиды без дисперсии скоростей). Существенно также и различие в числе уравнений движения — пятнадцать против девяти для жидких эллипсоидов. Принципиально иным в нашем случае является и характер внутренних напряжений — анизотропность тензора дисперсии скоростей и наличие в нем косых напряжений.

Вне рамок этой статьи остались два важных вопроса. Прежде всего, разработанная теоретическая схема удобна для систематизации по единой схеме всех стационарных бесстолкновительных фигур равновесия (см. Введение). Далее, после линеаризации всех уравнений движения можно получить теоретическую схему для изучения устойчивости этих фигур равновесия звездных систем относительно малых колебаний с гармониками второго порядка. Эти задачи мы рассмотрим впоследствии.

Педагогический институт, г. Глазов

Астрофизический институт, г. Алама-Ата

## DIRICHLET'S PROBLEM IN STELLAR DYNAMICS.

## I. GENERAL CASE OF MOTION OF THE SELF-GRAVITATING COLLISIONLESS ELLIPSOID

B. P. KONDRAT'EV, E. A. MALKOV

In this paper the fundamental problem in stellar dynamics: motion of self-consistent uncollisional ellipsoidal system with quadratic potential (ellipsoid, elliptical cylinder and elliptical disk), has been solved. It has been found that in the general case the uncollisional ellipsoid is admitted following dynamical description: a) one rotates with angular velocity  $\bar{\Omega}(t)$ ; b) in the ellipsoid hydrodynamical internal motion of centroids with linear velocity field exists; c) the ellipsoid has time-dependent semiaxes and volume, i. e. one pulsates; d) the local velocity dispersion tensor consists of six independent components which are time-dependent also; e) the ellipsoid is described by fifteen time-dependent equations. Some special cases of nonstationary ellipsoidal system are considered.

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. Bertola, M. Capaccioli, *Astrophys. J.*, 200, 439, 1975.
2. K. C. Freeman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 133, 47, 1966.
3. K. C. Freeman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 134, 1, 1966.
4. K. C. Freeman, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 134, 15, 1966.
5. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
6. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика*, 21, 499, 1984.
7. Г. С. Бисноватый-Козен, Я. Б. Зельдович, в кн. «Динамика и эволюция звездных систем», Наука, М.—Л., 1975.
8. С. Hunter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 166, 633, 1974.
9. В. А. Антонов, в кн. «Динамика и эволюция звездных систем», Наука, М.—Л., 1975.
10. В. А. Антонов, С. Н. Нуритдинов, *Вестн. ЛГУ*, № 7, 133, 1975.
11. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, в кн. «Равновесие и устойчивость гравитирующих систем», Наука, М., 1976, стр. 203.
12. Е. А. Малков, Рукопись деп. в ВИНТИ, № 6234-85, 1985.
13. M. Fujimoto, *Astrophys. J.*, 152, 523, 1968.
14. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика*, 23, 409, 1985.
15. Л. С. Марочник, *Астрон. ж.*, 43, 919, 1966.
16. R. Wiegant, *Astron. and Astrophys.*, 105, 326, 1982.
17. В. А. Антонов, *Вестн. ЛГУ*, № 13, 136, 1965.

УДК: 524.31

## РЕЦЕНЗИИ

*The MK-process and stellar classification. Proceedings of the Workshop in honour of W. W. Morgan and Ph. C. Keenan held at the University of Toronto, Canada June 1983. Ed. R. F. Garrison. David Dunlap Observatory, University of Toronto, Toronto, Canada, 1984, 423 p.*

*МК-процесс и звездная классификация. Труды Совещания рабочей группы, состоявшегося в честь В. В. Моргана и Ф. К. Кинана, в университете Торонто, Канада, июнь 1983. Ред. Р. Ф. Гаррисон. Обсерватория Дэвид Дэнлап, университет Торонто, Канада, 1984, 423 стр.*

Рецензируемая книга представляет собой Труды состоявшегося в 1983 г. в г. Торонто, в обсерватории Дэвид Дэнлап, рабочего совещания по проблеме спектральной классификации звезд. Особенность совещания заключалась в том, что оно было устроено в честь В. В. Моргана и Ф. К. Кинана — признанных основоположников широко применяемой системы звездной спектральной классификации, называемой МК-классификацией, по заглавным буквам фамилий ее авторов или МК-системой.

Но не только в этом особенность совещания, а следовательно, и изданных недавно его Трудов. Существенно то, что, широко отражая вклад МК-классификации в развитии современной экспериментальной астрофизики и наблюдательной звездной астрономии, а также настоящее ее состояние и возможности будущего развития, совещание выдвинуло по инициативе того же Моргана и обосновало новую концепцию о «МК-процессе», что особенно повышает интерес и значение рецензируемой нами книги.

Примечательно, что совещание в Торонто было создано под названием «МК-спектральная классификация: критерии и применения», а Труды его вышли при заглавии «МК-процесс и звездная классификация». Как справедливо отмечено в предисловии к книге ее редактором Р. Ф. Гаррисоном, такое название «лучше отражает наиболее важный результат совещания».

Нам хотелось бы воздать должное профессору Р. Ф. Гэригону за его личный вклад в развитие спектральной классификации звезд, его успешные организационные усилия, инициативу и весьма плодотворное проведение совещания.

За прошедшие более 40 лет авторы и их последователи, расширяя МК-систему в приложениях, совершенствовали ее, и можно утверждать, что в настоящее время она является системой классификации звезд по их спектрам, наиболее распространенной, надежной и информативной. Прямо или косвенно данные МК-классификации самым широким образом используются во многих областях астрономии. Однако, несмотря на хорошую работоспособность этой системы и ее способность и впредь эффективно служить многим задачам современной науки, она ограничена известными рамками.

МК-система применима в основном к звездам I населения окрестностей Солнца, а если иметь в виду все разнообразие звездных спектров, встречающихся в Галактике и в других звездных системах, не представляется возможным удовлетворительно классифицировать по этой системе многие из них.

Действительно, вспомним о существовании звезд с различными peculiarностями в спектрах, встречающимися при классификации по МК-системе, или же звезды класса светимости VI, то есть, так называемые, субкарлики. Класс светимости VI введен в рассмотрение относительно недавно и чужд для МК-системы. Он объединяет звезды, требующие отдельного рассмотрения.

Острая потребность в классификации спектров звезд II населения, а также звезд особых, специфических категорий и, наконец, тот факт, что за последние десятилетия открылись возможности (и накапливается масса данных) регистрировать спектры небесных тел в их ультрафиолетовом, рентгеновском и радиоизлучениях, естественно ведут к поискам путей для создания более общей, широко охватывающей системы или введения ряда дополнительных систем.

Очевидно, настало время подытожить многолетний опыт применения МК-классификации и оценить возможности ее дальнейшего развития. Это и явилось предметом совещания.

Понятие «МК-процесс» Морган впервые ввел на данном совещании и посвятил ему доклад под названием «Система МК и Процесс МК». В докладе описана методика, позволяющая разработать новые системы спектральной классификации, которые дополняют систему МК, сделав возможной точную классификацию звезд II населения и других «эксцентрических» категорий.

Обсуждая и анализируя вопросы дальнейшего развития спектральной классификации звезд, Морган указал, что основное достоинство МК-системы состоит в том, что система определяется стандартами, построенными

внутри взятого участка спектра, т. е. она автономна и остается неизменной, когда меняется физическая интерпретация спектральных классов, по мере совершенствования звездных моделей. Отсюда исходит идея об МК-процессе.

МК-процессом Морган называет специфическую методику, дающую возможность строить и пользоваться классификационными системами, основанными на отдельных наблюдаемых характеристиках звездных спектров. Системы эти должны быть автономными, т. е. их следует определять полностью по виду спектральных признаков в последовательностях стандартных звездных спектров во взятом интервале длин волн. Примером таких систем является сама МК-система.

Для того, чтобы эти системы были совершенно автономными, мы не можем требовать, чтобы они были присоединены к системе МК или друг к другу. Они дополняют друг друга, но каждая должна существовать отдельно и независимо.

МК-процесс представляет собой обобщение идей МК-системы. В отличие от МК-системы, МК-процесс приемлем для любого рода объектов, в любой спектральной области, с любым разрешением.

Если учесть широкое разнообразие спектральных характеристик, окажется очевидной неисчерпаемость МК-процесса и, тем самым, неограниченность возможностей исследования звездного мира методом спектральной классификации.

Следует помнить, что МК-система является основной базовой рамкой, наподобие которой строятся другие системы, и наметить фрагменты последних можно лишь работая в системе МК. Следует подчеркнуть, что в этом аспекте богатую информацию может предоставить Мичиганский каталог двумерной спектральной МК-классификации HD-звезд.

Следовательно, вводом МК-процесса роль МК-системы несколько не уменьшается, наоборот, она приобретает еще большее значение. Выбор спектральной области  $\lambda\lambda$  3800—5000, на которую опирается МК-система, сложился исторически, определившись имевшейся в свое время аппаратурой. Однако, длительная практика показала, что это лучшая область, дающая наиболее богатую информацию, не говоря уже о том, что ею определяются такие фундаментальные физические параметры звезд, как температура и светимость.

В настоящее время Морган совместно с Х. А. Абтом, следуя принципам МК-системы, работает над составлением трех новых систем, фрагменты которых приводятся в докладе. Это касается звезд со слабыми металлическими линиями в спектрах. Очевидно, составление каждой новой системы потребует кропотливой и трудоемкой работы, требующей в свою очередь определенного времени, поскольку работа эта связана с выявле-

нием и дальнейшим накоплением материала для соответствующих стандартных звезд.

По мере углубления наших знаний о звездном мире будут накапливаться данные о последующих новых системах. В этом и есть ценность идеи процесса МК-метода, дающего возможность строить неограниченное число новых систем спектральной классификации.

По словам Моргана, речь идет о незавершаемом процессе; он не может быть завершен, поскольку сама Вселенная неисчерпаема. Отсюда вытекает несостоятельность попытки создания одной общей системы. При этом следует подчеркнуть фундаментальную роль МК-системы, породившей идею об МК-процессе в развитии спектральной классификации звезд.

МК-система опирается на оценку интенсивностей линий поглощения в оптическом спектральном интервале. Связанные с ней основные физические параметры — температура и плотность — характеризуют состояние фотосферы звезды. Возможно, что в других участках спектра основными окажутся иные физические параметры, характеризующие состояние других слоев атмосферы звезды.

Исходя из этих соображений, не надо требовать, чтобы новые системы были подобны МК-системе в смысле определяемых по ним физических параметров. При построении каждой отдельной новой системы главное состоит в том, чтобы следовать «наиболее естественным группировкам» — неважно, какая впоследствии окажется физическая ситуация.

В этой связи интересны замечания В. Моргана и Д. Михаласа к докладу Н. Р. Уолборна и Р. Дж. Панека, в котором рассматривается вопрос об ультрафиолетовой ( $\lambda\lambda$  1200—1900) спектральной классификации  $\text{OB}$ -звезд на основе данных спутника IUE (International Ultraviolet Explorer).

По Моргану попытки применять ультрафиолетовую область спектра для классификации звезд в МК-системе, т. е. искать в этой области критерии для определения связанных с МК-системой параметров, ошибочный подход к делу. Подобная попытка затормозила бы на несколько лет нашу деятельность, а то и прекратила бы ее вовсе. Между тем, дальний ультрафиолет — самая перспективная в настоящее время область, которая может дать нам много нового, при правильном подходе.

Суть идеи МК-процесса, дающей доступ к пониманию тонких структур звездного населения и сегрегации звезд, отображена почти во всех основных докладах, и ей же посвящена в основном общая дискуссия совещания. Она нашла единогласное одобрение среди участников совещания.

Интересно отметить, что в докладе Д. Михаласа, являющимся по оценке Моргана классическим, дано описание состояния теории звездных атмосфер, делается своего рода прогноз ее будущего и обсуждается вопрос об отношении МК-системы и МК-процесса к развитию теории звездных

атмосфер. В этом докладе, который предшествовал докладу Моргана, дано глубокое идейное понимание МК-системы и МК-процесса. Он готовит читателя к проникновению в суть идеи МК-процесса. Доклад Д. Михаласа можно признать выраженной ведущим теоретиком данью МК-классификации — методу, так много дающему разработке теории звездных атмосфер.

Другой целью совещания было обсуждение некоторых процессов и методов, о которых классификаторам практически известно, но в литературе они почти не фиксированы.

В докладе Ф. К. Кинана даны разъяснения некоторых периодических изменений в системе МК, вызванных ошибками, неизбежными для первых этапов классификации таких сложных объектов, какими являются углеродные звезды, долгопериодические переменные, желтые гиганты, сверхгиганты и др. При этом намечены пути дальнейшего совершенствования классификации этих звезд. Мастерски изложенный доклад этого признанного эксперта по вопросам спектральной классификации звезд впечатляет обстоятельностью и глубиной. Им будут пользоваться при практической работе не только начинающие, но и опытные классификаторы, которые найдут в докладе много поучительного.

В содержательном докладе известного фотометриста Д. Л. Кроуфорда обсуждены вопросы, связанные с сопоставлением МК-системы с различными фотометрическими классификационными системами.

Свое место занимают в книге вопросы применения к работам по классификации новых электронных детекторов, компьютерной техники и автоматизации. В отношении последней следует сказать, что автоматизация процедуры классификации имеет свою особую сложность. Из нее нельзя исключить активного творческого подхода классификатора, ибо эффекты в спектрах, соответствующие различным физическим параметрам звезды, взаимосвязаны, что заставляет при классификации прибегать к рекуррентному способу оценок и обработки. Кто глубоко прочувствовал процедуру метода визуальной классификации звездных спектров, тот хорошо представляет себе, насколько должна быть трудна ее полная автоматизация. Кстати, Кинан в своем докладе подчеркивает ошибочность рассуждения некоторых авторов о субъективности визуальной классификации звездных спектров. Заслуживает внимания идея Р. Ф. Гаррисона об интеграции визуальной и автоматической процедур классификации.

Книга весьма содержательна и богата по структуре; весь ход совещания списан с магнитной ленты, содержащей в себе доклады, вопросы, ответы, реплики и общее обсуждение. Редактор Р. Ф. Гаррисон вложил в ее подготовку к изданию большой труд; он и заслуживает поздравления и благодарности читателя, который, читая книгу, как бы находится в творческой атмосфере совещания.

Нельзя не отметить с чувством удовлетворения, что совещание, в работе которого участвовали многие из ведущих астрономов мира, было достойно выдающегося астронома, внесшего за свою многолетнюю деятельность огромный вклад в исследование звезд, звездного населения и Галактики в целом — В. В. Моргана, в честь которого, вместе с Ф. К. Кинаном, было оно организовано. На открытии совещания состоялось вручение Моргану медали Гершеля от Английского Королевского астрономического общества.

Рецензируемая книга, в объеме 423 страниц, охватывая весьма широкий круг вопросов, является по существу монографией, посвященной настоящему и будущему спектральной классификации звезд. Она содержит новые, ценные материалы. К ней можно применить оценку, данную самим Морганом совещанию: книга отмечает новую веху в спектральной классификации звезд. Она несомненно окажет полезную службу в настоящее время и в будущем как начинающим, так и опытным астрономам, занимающимся спектральной классификацией звезд — этим важным средством исследования звездного мира.

Е. К. ЖАРАДЗЕ, Р. А. БАРТАЯ

## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 25, 1986 ГОД

Абрамян М. Г. S-эллипсоиды Римана с гало . . . . .	173
Абрамян М. Г. Бесстолкновительные аналоги S-эллипсоидов Римана с гало . . . . .	357
Акопян А. А. (см. Хачатрян А. Х.) . . . . .	189
Андреасян Н. К., Буренков А. Н., Хачикян Э. Е. Спектрофотометрическое исследование объекта Маркарян 71 . . . . .	507
Андреевский С. М. (см. Гарбузов Г. А.) . . . . .	251
Аносова Ж. П. Динамические состояния близких тройных звезд . . . . .	297
Арутюнян Г. Г., Папоян В. В. Аксиально-симметричные стационарные поля электрoвакуума в обобщенной теории тяготения . . . . .	217
Афанасьев В. Л., Дорошенко В. Т., Теребиж В. Ю. Распределение поверхностной яркости в галактиках Сейферта. III. Анализ данных . . . . .	5
Бартая Р. А. (см. Харадзе Е. К.) . . . . .	605
Барышев Ю. В., Морозов В. Н. Теоретические параметры мощных радиогалактик. Гидродинамическое приближение . . . . .	369
Боярчук М. Е., Орлов М. Я., Шаврина А. В. Химический состав атмосферы K-гиганта $\alpha$ Sct . . . . .	429
Буренков А. Н. (см. Андреасян Н. К.) . . . . .	507
Вайнер Б. В., Чувшиков В. В., Щекинов Ю. А. Наблюдательные проявления звезд населения III . . . . .	559
Варданян Р. А. Зависимость цвета I-K от периодов изменения блеска мазерных источников . . . . .	83
Варшавович Д. А. (см. Левшаков С. А.) . . . . .	495
Гаген-Торн В. А., Марченко С. Г., Яковлева В. А. Поляризаационное и фотометрическое изучение BL Lac. Анализ наблюдательных данных. II . . . . .	485
Гарбузов Г. А., Андреевский С. М. Механизм возбуждения хромосферной эмиссии у пульсирующих звезд типа $\delta$ Щита . . . . .	251
Головатый В. В., Проник В. И. Химический состав волокон Крабовидной туманности. I . . . . .	57

- Головатый В. В., Проник В. И. Химический состав волокон Крабовидной туманности. II . . . . . 329
- Горбачук В. Г., Усович К. И. О формировании крупномасштабной структуры межзвездной среды в результате взаимодействия между облаками . . . 125
- Госачинский И. В., Херсонский В. К. Нейтральный водород в окрестностях остатка сверхновой W 50 . . . . . 287
- Губанов А. Г. Корреляция между мощностью радиоизлучения и рентгеновской светимостью для богатых скоплений галактик . . . . . 573
- Гусейнов О. Х., Юсифов И. М. Характерные времена пульсаров и их возраст: . 525  
Дорошенко-В. Т. (см. Афанасьев В. Л.) . . . . . 5
- Елизарян А. А. О спектрах галактик № 198 и 199 из списка Казаряна . . . . 425  
Ерастова Л. К. (см. Маркарян Б. Е.) . . . . . 345
- Есипов В. Ф., Ипатов А. П., Юдин Б. Ф. Наблюдения симбиотических звезд AS 296, AS 360 и AS 338 во время их вспышек . . . . . 229
- Зайцева Г. В. О цветовых характеристиках неправильных переменных звезд . . 471  
Иванова Н. Л. Спектральное исследование HD 187399 . . . . . 33
- Илиев И. Х., Любимков Л. С., Саванов И. С. Определение содержания урана в Ар-звезде 73 Drg по линии U II  $\lambda$  3859.58 . . . . . 237
- Ильин А. Е. Оптические свойства двухслойных цилиндрических пылинков . . . 197
- Ипатов А. П., Юдин Б. Ф. Симбиотическая звезда AG Drg . . . . . 435  
Ипатов А. П. (см. Есипов В. Ф.) . . . . . 229
- Исмаилов Э. А., Микаилов Х. М. Спектральные наблюдения AG Drg в 1983 г. . 447
- Казбеги А. Э., Мачабели Г. Э., Меликидзе Г. И. Влияние неоднородности магнитного поля на возбуждение продольных волн в магнитосфере пульсаров . 119
- Кимеридзе Г. Н., Цветков Д. Ю. Наблюдения сверхновой 1984a в NGC 4419 . . 279
- Колесникова Э. Н., Парлов Г. Г., Шибанов Ю. А. Направленность и спектр рентгеновского излучения равномерно нагретой по поверхности нейтронной звезды с сильным магнитным полем . . . . . 207
- Кондратьев Б. П., Малков Е. А. Проблема Дирихле в звездной динамике. I. Общий случай движения бесстолкновительного однородного гравитирующего эллипсоида . . . . . 587
- Корчагин В. И. Численное моделирование нелинейной динамики пакетов спиральных волн плотности . . . . . 149
- Кридук А. Г. Тонкая структура эмиссионных волокон в Петле Лебедя . . . . 45
- Кутузов С. А., Осипков Л. П. Роль эквипотенциалей и эквиденсит при моделировании галактик . . . . . 545
- Левшаков С. А., Варшавович Д. А., Назаров Е. А. Спектральные исследования квазаров Второго Бюраканского обзора северного неба. I Квазары SBS 0953+549, SBS 116+603 и SBS 1138+584 . . . . . 495

Леушин В. В., Топильская Г. П. О точности определения химического состава звезд методом моделей атмосфер . . . . .	103
Леушин В. В., Топильская Г. П. Спектрофотометрический анализ главного компонента V 380 Cyg . . . . .	261
Любарский Ю. Э. Насыщенная комптонизация в сверхсильном магнитном поле . . . . .	383
Любимков Л. С. (см. Илиев И. Х.) . . . . .	237
Малков Е. А. (см. Кондратьев Б. П.) . . . . .	587
Малумян В. Г. О радиоизлучении изолированных одиночных и двойных галактик . . . . .	19
Маркарян Б. Е., Степанян Дж. А., Ерастова Л. К. Второй Бюраканский спектральный обзор неба. V. Поле $\alpha = 15^{\text{h}}30^{\text{m}}$ , $\delta = +59^{\circ}00'$ . . . . .	345
Марченко С. Г. (см. Газен-Торн В. А.) . . . . .	485
Мачабели Г. Э. (см. Казбети А. Э.) . . . . .	119
Мелик-Алавердян Ю. К., Товмасын Г. Г. О распределении холодных гигантов в плоскости Галактики . . . . .	73
Меликидзе Г. И. (см. Казбети А. Э.) . . . . .	119
Микаилов Х. М. (см. Исмаилов Э. А.) . . . . .	447
Морозов В. Н. (см. Барышев Ю. В.) . . . . .	369
Назаров Е. А. (см. Левшаков С. А.) . . . . .	495
Никогосян А. Г. «Функция отражения» для бесконечной атмосферы при некогерентном рассеянии . . . . .	413
Орлов М. Я. (см. Боярчук М. Е.) . . . . .	429
Осипков Л. П. (см. Кугузов С. А.) . . . . .	545
Павлов Г. Г. (см. Колесникова Э. Н.) . . . . .	207
Павлова Л. А., Рспаев Ф. К. Наблюдения поляризации излучения звезд в R-ассоциациях . . . . .	461
Папоян В. В. (см. Арутюнян Г. Г.) . . . . .	217
Проник В. И. (см. Головатый В. В.) . . . . .	57
Проник В. И. (см. Головатый В. В.) . . . . .	329
Рспаев Ф. К. (см. Павлова Л. А.) . . . . .	461
Рубан Е. В. Об эффективных температурах нормальных звезд класса O9—A0 . . . . .	89
Саванов И. С. (см. Илиев И. Х.) . . . . .	237
Седракян Д. М. Энерговыведение в пульсарах из-за движения вихрей . . . . .	323
Соловьев А. Г. Антиволновой характер диссипации бессильных магнитных полей . . . . .	399
Сотникова Н. Я. Сжатие газового облака давлением межгалактической среды . . . . .	139

Степанян Дж. А. (см. Маркарян Б. Е.) . . . . .	345
Таранова О. Г. Инфракрасная фотометрия FG Sge . . . . .	453
Теребиж В. Ю. (см. Афанасьев В. Л.) . . . . .	5
Товмасын Г. Г. (см. Мелик-Алавердян Ю. К.) . . . . .	73
Топильская Г. П. (см. Леушин В. В.) . . . . .	103
Топильская Г. П. (см. Леушин В. В.) . . . . .	261
Усович К. И. (см. Горбацкий В. Г.) . . . . .	125
Фесенко Б. И. Явление Местного сверхскопления и его истолкование . . . . .	161
Францман Ю. Л. Соотношение между начальной и конечной массами для звезд малых и средних масс . . . . .	517
Харадзе Е. К., Бартая Р. А. «МК-процесс и звездная классификация». Рецензия . . . . .	605
Хачатрян А. Х., Акопян А. А. О профилях поглощения и излучения в нелинейной задаче резонансного рассеяния . . . . .	189
Хачикян Э. Е. (см. Андреасян Н. К.) . . . . .	507
Херсонский В. К. (см. Госачинский И. В.) . . . . .	287
Цветков Д. Ю. (см. Кимеридзе Г. Н.) . . . . .	279
Чолакян В. Г. Об интенсивностях резонансных линий нейтрального и ионизованного магния в звездных спектрах . . . . .	309
Чуевиков В. В. (см. Вайнер Б. В.) . . . . .	559
Шаврина А. В. (см. Боярчук М. Е.) . . . . .	429
Шахабасян К. М. О парамагнитных эффектах в сверхпроводящей нейтронной звезде . . . . .	533
Шибанов Ю. А. (см. Колесникова Э. Н.) . . . . .	207
Чуевиков В. В. (см. Вайнер Б. В.) . . . . .	559
Юдин Б. Ф. (см. Есипов В. Ф.) . . . . .	229
Юдин Б. Ф. (см. Ипатов А. П.) . . . . .	435
Юсифов И. М. (см. Гусейнов О. Х.) . . . . .	525
Яковлева В. А. (см. Гаген-Торн В. А.) . . . . .	485

# СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 25, 1986

Выпуск 1

Распределение поверхностной яркости в галактиках Сейферта. III. Анализ данных <i>В. Л. Афанасьев, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж</i>	5
О радиозлучении изолированных одиночных и двойных галактик <i>В. Г. Малумян</i>	19
Спектральное исследование HD 187399 . . . . . <i>Н. Л. Иванова</i>	33
Тонкая структура эмиссионных волокон в Петле Лебеда . . . . . <i>А. Г. Криуцк</i>	45
Химический состав волокон Крабовидной туманности. I <i>В. В. Головатый, В. И. Проник</i>	57
О распределении холодных гигантов в плоскости галактики <i>Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. Г. Товмасын</i>	73
Зависимость цвета I-K от периодов изменения блеска мазерных источников <i>Р. А. Варданян</i>	83
Об эффективных температурах нормальных звезд классов O9—A0 <i>Е. В. Рубан</i>	89
О точности определения химического состава звезд методом моделей атмосфер <i>В. В. Лушин, Г. П. Топильская</i>	103
Влияние неоднородности магнитного поля на возбуждение продольных волн в магнитосфере пульсаров . . . . . <i>А. Э. Казбег, Г. Э. Мачабели, Г. И. Меликидзе</i>	119
О формировании крупномасштабной структуры межзвездной среды в результате взаимодействия между облаками . . . . . <i>В. Г. Горбацкий, К. И. Усович</i>	125
Сжатие газового облака давлением межгалактической среды . . . . . <i>Н. Я. Сотникова</i>	139
Численное моделирование нелинейной динамики пакетов спиральных волн плотности . . . . . <i>В. И. Корчагин</i>	149
Явление Местного сверхскопления и его истолкование . . . . . <i>Б. И. Фесенко</i>	161
S-эллипсоиды Римана с гало . . . . . <i>М. Г. Абрамян</i>	173
О профилях поглощения и излучения в нелинейной задаче резонансного рассеяния . . . . . <i>А. Х. Хачатрян, А. А. Акопян</i>	189
Оптические свойства двухслойных цилиндрических пылинков . . . . . <i>А. Е. Ильин</i>	197

Направленность и спектр рентгеновского излучения равномерно нагретой по поверхности нейтронной звезды с сильным магнитным полем  
Э. Н. Колесникова, Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов 207

Аксиально-симметричные стационарные поля электровакуума в обобщенной теории тяготения . . . . . Г. Г. Арутюнян, В. В. Папоян 217

### Выпуск 2

Наблюдения симбиотических звезд AS 296, AS 360 и AS 338 во время их вспышек . . . . . В. Ф. Есипов, А. П. Ипатов, Б. Ф. Юдин 229

Определение содержания урана в Ар-звезде 73 Dga по линии U II  $\lambda$  3859.58  
И. Х. Илиев, А. С. Любимков, И. С. Саванов 237

Механизм возбуждения хромосферной эмиссии у пульсирующих звезд типа  $\delta$  Щита . . . . . Г. А. Гарбузов, С. М. Андриевский 251

Спектрофотометрический анализ главного компонента V 380 Cug  
В. В. Леушин, Г. П. Топильская 261

Наблюдения сверхновой 1984a в NGC 4419 . . . Г. Н. Кимеридзе, Д. Ю. Цветков 279

Нейтральный водород в окрестности остатка сверхновой W 50  
И. В. Госачинский, В. К. Херсонский 287

Динамические состояния близких тройных звезд . . . . . Ж. П. Аносова 297

Об интенсивностях резонансных линий нейтрального и ионизованного магния в звездных спектрах . . . . . В. Г. Чолакян 309

Энерговыведение в пульсарах из-за движения вихрей . . . Д. М. Седракян 323

Химический состав волокон Крабовидной туманности. II  
В. В. Головатый, В. И. Проник 329

Второй Бюраканский спектральный обзор неба. V. Поле  $\alpha = 15^h 30^m$ ,  
 $\delta = +59^{\circ}00'$  . . . Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерастова 345

Бесполюсительные аналоги S-эллипсоидов Римана с гало . . М. Г. Абрамян 357

Теоретические параметры мощных радиогалактик. Гидродинамическое приближение . . . . . Ю. В. Барышев, В. Н. Морозов 369

Насыщенная комптонизация в сверхсильном магнитном поле . . Ю. Э. Любарский 383

Автоволновой характер диссипации бессильных магнитных полей  
А. А. Соловьева 399

«Функция отражения» для бесконечной атмосферы при некогерентном рассеянии  
А. Г. Никогосян 413

### КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О спектрах галактик № 198 и 199 из списка Казаряна . . . А. А. Елизарян 425

## Выпуск 3

Химический состав атмосферы К-гиганта $\alpha$ Ser <i>М. Е. Боярчук, М. Я. Орлов, А. В. Шаврина</i>	429
Симбиотическая звезда AG Drg . . . . . <i>А. П. Ипатов, Б. Ф. Юдин</i>	435
Спектральные наблюдения AG Drg в 1983 г. . . . . <i>Э. А. Исмаилов, Х. М. Микаилов</i>	447
Инфракрасная фотометрия FG Sgc . . . . . <i>О. Г. Таранова</i>	453
Наблюдения поляризации излучения звезд в R-ассоциациях <i>Л. А. Павлова, Ф. К. Рспаев</i>	461
О цветовых характеристиках неправильных переменных звезд . . . . . <i>Г. В. Зайцева</i>	471
Поляризационное и фотометрическое изучение BL Lac. Анализ наблюдательных данных. II . . . . . <i>В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева</i>	485
Спектральные исследования квазаров Второго Бюраканского обзора северного неба. I. Квазары SBS 0953+549, SBS 1116+603 и SBS 1138+584 <i>С. А. Левшаков, Д. А. Варшолович, Е. А. Назаров</i>	495
Спектрофотометрическое исследование объекта Маркарян 71 <i>Н. К. Андреасян, А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян</i>	507
Соотношение между начальной и конечной массами для звезд малых и средних масс . . . . . <i>Ю. Л. Францман</i>	517
Характерные времена пульсаров и их возрасты . . . . . <i>О. Х. Гусейнов, И. М. Юсифов</i>	525
О парамагнитных эффектах в сверхпроводящей нейтронной звезде <i>К. М. Шахабасян</i>	533
Роль эквипотенциалей и эквиденсит при моделировании галактик <i>С. А. Кугузов, Л. П. Осипков</i>	545
Наблюдательные проявления звезд населения III <i>Б. В. Вайнер, В. В. Чувенков, Ю. А. Щекинов</i>	559
Корреляция между мощностью радиоизлучения и рентгеновской светимостью для богатых скоплений галактик . . . . . <i>А. Г. Губанов</i>	573
Проблема Дирихле в звездной динамике. I. Общий случай движения бесстолкновительного однородного гравитирующего эллипсоида <i>Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков</i>	587
<b>РЕЦЕНЗИИ</b>	
«МК-процесс и звездная классификация» . . . . . <i>Е. К. Харадзе, Р. А. Бартая</i>	605

# CONTENTS

## Number 1

Surface brightness distribution in Seyfert galaxies. III. Data analysis <i>V. L. Afanas'ev, V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebizh</i>	5
On radioemission of isolated single and double galaxies . . . <i>V. H. Malumtan</i>	19
Spectral investigation of HD 187399 . . . . . <i>N. L. Ivanova</i>	33
Thin structure of emission filaments in the Cygnus loop . . . <i>A. G. Kritsuk</i>	45
The chemical composition of crab nebulae filaments. I. The observed regularities in the spectra of filaments . . . . . <i>V. V. Golovaty, V. I. Pronik</i>	57
On the distribution of cool giant stars in the galactic plane <i>Yu. K. Melik-Alaverdian, G. H. Toumassian</i>	73
The dependence of I—K colours from the periods of brightness changes of maser sources . . . . . <i>R. A. Vardanian</i>	83
On effective temperatures of normal O9—A0 stars . . . . . <i>E. V. Ruban</i>	89
On the accuracy of determination of stellar abundance using the model atmo- spheres . . . . . <i>V. V. Leushin, G. P. Topitskaya</i>	103
Effect of magnetic field inhomogeneity on excitation of longitudinal waves in pulsar magnetosphere <i>A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze</i>	119
On formation of large scale structure of interstellar medium as consequence of gaseous clouds interaction . . . . . <i>V. G. Gorbatsky, K. I. Usovich</i>	125
Gas cloud compression in intergalactic medium . . . . . <i>N. Ya. Sotnikova</i>	139
Numerical simulation of nonlinear dynamics of packets of spiral density waves <i>V. I. Korchagin</i>	149
Local supercluster and its interpretation . . . . . <i>B. I. Fessenko</i>	161
Riemann's ellipsoids with Halo . . . . . <i>M. G. Abramian</i>	173
On absorption and emission profiles in nonlinear problem of resonance scat- tering . . . . . <i>A. Kh. Khachatryan, A. A. Hakoptan</i>	189
The optical characteristics of cylindrical core-mantle dust particles <i>A. E. Il'in</i>	197

- Directivity and spectra of X-ray radiation from a uniformly heated on surface  
neutron star with a strong magnetic field  
*E. N. Kolesnikova, G. G. Pavlov, Yu. A. Shibanov* 207
- Stationary axisymmetric fields in generalized theory of gravitation  
*G. H. Haratyuntan, V. V. Papoyan* 217

## Number 2

- Observations of symbiotic stars AS 296, AS 360 and AS 338 during their out-  
bursts . . . . . *V. F. Yesipov, A. P. Ipatov, B. F. Yudin* 229
- Uranium abundance in Ap-star 73 Dra determined from U II  $\lambda$  3859.58 line  
*I. C. Iliev, L. S. Lyubimkov, I. S. Savanov* 237
- The mechanism of excitation of chromospheric emission in pulsating  $\delta$  Scuti  
stars . . . . . *G. A. Garbusov, S. M. Andrievsky* 251
- Spectrophotometric analysis of the primary component of V 380 Cyg  
*V. V. Leushin, G. P. Topilskaya* 261
- Observations of supernova 1984a in NGC 4419  
*G. N. Kimeridze, D. Yu. Tsvetkov* 279
- Neutral hydrogen in the vicinity of the supernova remnant W 50  
*I. V. Gosachtinskij, V. K. Khersonskij* 287
- Dynamical states of nearby triple stars . . . . . *J. P. Anosova* 297
- On the intensivities of the resonance lines of neutral and ionized magnesium  
in stellar spectra . . . . . *V. G. Cholakyan* 309
- Output energy in pulsars . . . . . *D. M. Sedrakyan* 323
- The chemical composition of crab nebulae filaments. II.  
*V. V. Golovaty, V. I. Pronik* 329
- The second Byurakan spectral sky survey. V.  
*B. E. Markarian*, *J. A. Stepanyan, L. K. Erastova* 345
- Collisionless analogs of the Riemann's S-ellipsoids in Halo . *M. G. Abramtan* 357
- Theoretical parameters of the powerful radiogalaxies. I.  
*Yu. V. Baryshev, V. N. Morozov* 369
- Saturated comptonization in the superstrong magnetic field . *Yu. E. Lyubarsky* 383
- The autowave dissipation of the force-free magnetic fields . *A. A. Solov'ev* 399
- The "reflection function" for an infinite atmosphere in the case of noncoherent  
scattering . . . . . *A. G. Nkoghossian* 413
- NOTES
- On the spectra of galaxies No. 198 and No. 199 of the Kazarian list  
*A. A. Yeghazarian* 425

Chemical composition of K-giant $\alpha$ Ser atmosphere <i>M. E. Boyarchuk, M. Ya. Orlov, A. V. Shavrtna</i>	429
Symbiotic star AG Dra . . . . . <i>A. P. Ipatov, B. F. Yudin</i>	435
Spectral observations of AG Dra in 1983 . . . . . <i>Z. A. Ismailov, H. M. Mikhailov</i>	447
Infrared photometry of FG Sagittae . . . . . <i>O. G. Taranova</i>	453
Observations of polarization of radiation of stars in R-associations <i>L. A. Pavlova, F. K. Rspaev</i>	461
On the colour characteristics of irregular variable stars . . . . . <i>G. V. Zajtseva</i>	471
Polarimetric and photometric studies of BL Lac. Analysis of observational data. II . . . . . <i>V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko, V. A. Yacovleva</i>	485
Spectral study of quasars from the second Byurakan survey of the north hemi- sphere. I . . . . . <i>S. A. Levshakov, D. A. Varshalovitch, E. A. Nazarov</i>	495
Spectrophotometric investigation of Mark 71 <i>N. K. Andreastan, A. N. Burenkov, E. Ye. Khactkian</i>	507
The initial-final mass relation for low and intermediate mass stars <i>Yu. L. Frantsman</i>	517
The characteristic time of pulsars and their age <i>O. Kh. Guseynov, I. M. Yustfov</i>	525
About the paramagnetic effects in the superconducting neutron star <i>K. M. Shahabassian</i>	533
The role of equipotential and equidensity surfaces for constructing models of galaxies . . . . . <i>S. A. Kutuzov, L. P. Ostipkov</i>	545
The observational consequences of population III stars <i>B. V. Vatner, V. V. Chuvankov, Yu. A. Shchektnov</i>	559
The correlation between radio power and X-ray luminosity for rich clusters of galaxies . . . . . <i>A. G. Gubanov</i>	573
Dirichlet's problem in stellar dynamics: general case of motion of the self-gra- vitating collisionless ellipsoid . . . . . <i>B. P. Kondrat'ev, E. A. Malkov</i>	587
REVIEWS	
"The MK-process and stellar classification" . . . . . <i>E. K. Kharadze, R. A. Bartaya</i>	605

Технический редактор Л. А. Азизбекян

Сдано в набор 11.09.1986. Подписано к печати 9.12.1986. ВФ 06402.

Формат № 1, 70X400/16. Высокая печать. Печ. лист. 12,0+1 вкл. Усл. печ. лист. 15,77.  
Изд. 11,61. Тираж 980. Заказ 915. Издат. 6899.

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

CHEMICAL COMPOSITION OF K-GIANT $\alpha$ SER ATMOSPHERE <i>M. E. Boyarchuk, M. Ya. Orlov, A. V. Shavrina</i>	429
SYMBIOTIC STAR AG DRA . . . . . <i>A. P. Ipatov, B. F. Yudin</i>	435
SPECTRAL OBSERVATIONS OF AG DRA IN 1983 <i>Z. A. Ismailov, H. M. Mikhallov</i>	447
INFRARED PHOTOMETRY OF FG SAGITTAE . . . . . <i>O. G. Taranova</i>	453
OBSERVATIONS OF POLARIZATION OF RADIATION OF STARS IN R-AS- SOCIATIONS . . . . . <i>L. A. Pavlova, F. K. Rspasv</i>	461
ON THE COLOUR CHARACTERISTICS OF IRREGULAR VARIABLE STARS <i>G. V. Zajtseva</i>	471
POLARIMETRIC AND PHOTOMETRIC STUDIES OF BL LAC. ANALYSIS OF OBSERVATIONAL DATA. II. <i>V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko, V. A. Yacovleva</i>	485
SPECTRAL STUDY OF QUASARS FROM THE SECOND BYURAKAN SUR- VEY OF THE NORTH HEMISPHERE. I. <i>S. A. Levshakov, D. A. Varshalovitch, E. A. Nazarov</i>	495
SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF MARK 71 <i>N. K. Andreastan, A. N. Burenkov, E. Ye. Khacktion</i>	507
THE INITIAL-FINAL MASS RELATION FOR LOW AND INTERMEDIATE MASS STARS . . . . . <i>Yu. L. Frantsman</i>	517
THE CHARACTERISTIC TIME OF PULSARS AND THEIR AGE <i>O. Kh. Guseinov, I. M. Yustfov</i>	525
ABOUT THE PARAMAGNETIC EFFECTS IN THE SUPERCONDUCTING NEUTRON STAR . . . . . <i>K. M. Shahabassian</i>	533
THE ROLE OF EQUIPOTENTIAL AND EQUIDENSITY SURFACES FOR CONSTRUCTING MODELS OF GALAXIES <i>S. A. Kutuzov, L. P. Ossipkov</i>	545
THE OBSERVATIONAL CONSEQUENCES OF POPULATION III STARS <i>B. V. Vainser, V. V. Chuvankov, Yu. A. Shchektinov</i>	559
THE CORRELATION BETWEEN RADIO POWER AND X-RAY LUMINOSITY FOR RICH CLUSTER OF GALAXIES . . . . . <i>A. G. Gubanov</i>	573
DIRICHLET'S PROBLEM IN STELLAR DYNAMICS. I. GENERAL CASE OF MOTION OF THE SELF-GRAVITATING COLLISIONLESS ELLIPSOID <i>B. P. Kondrat'ev, E. A. Malkov</i>	587
REVIEWS	
"THE MK-PROCESS AND STELLAR CLASSIFICATION" <i>E. K. Kharadze, R. A. Bagasaya</i>	605

СОДЕРЖАНИЕ (продолжено)

О ПАРАМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТАХ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ . . . . .	<i>К. М. Шахабасян</i>	533
РОЛЬ ЭКВИПОТЕНЦИАЛЕЙ И ЭКВИДЕНСИТ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ГАЛАКТИК . . . . .	<i>С. А. Кутузов, Л. П. Осипков</i>	545
НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЗВЕЗД НАСЕЛЕНИЯ III <i>Б. В. Вайнер, В. В. Чувпиков, Ю. А. Щекинов</i>		559
КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ МОЩНОСТЬЮ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И РЕНТГЕНОВСКОЙ СВЕТИМОСТЬЮ ДЛЯ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК . . . . .	<i>А. Г. Губанов</i>	573
ПРОБЛЕМА ДИРИХЛЕ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ. I. ОБЩИЙ СЛУЧАЙ ДВИЖЕНИЯ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ОДНОРОДНОГО ГРАВИТИРУЮЩЕГО ЭЛЛИПСОИДА . . . . .	<i>Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков</i>	587
РЕЦЕНЗИИ		
„МК-ПРОЦЕСС И ЗВЕЗДНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ“ <i>Е. К. Харадзе, Р. А. Бартая</i>		605