

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 24

ФЕВРАЛЬ, 1986

ВЫПУСК 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 306	
<i>А. Р. Петросян, М. Туратто, Э. Е. Хачикян</i>	5
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ NGC 4922	
<i>Н. К. Андрасян, Э. Е. Хачикян</i>	17
ДЕФИЦИТ НОРМАЛЬНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК СРЕДИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА	25
<i>М. М. Կիսեճյան</i>	
ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК	
<i>В. П. Решетников</i>	33
О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЯДЕР ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ	
<i>А. Т. Каллолян, Р. А. Кандалян</i>	47
РАВНОВЕСИЕ ГАЗА В ПОЛЕ ТЯГОТЕНИЯ cD-ГАЛАКТИК	
<i>Е. В. Волков</i>	57
ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ТЕЛЬЦА	
<i>А. С. Ходжаев</i>	65
ОСЛАБЛЕНИЕ БЛЕСКА ЗВЕЗД ТИПА RCV: МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ	
<i>Ю. К. Мелик-Алавердян</i>	79
ЭВОЛЮЦИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД МАЛЫХ МАСС С ПОТЕРЕЙ ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТА	
<i>А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эрма, Л. Р. Юнгвильсон</i>	85
НОВЫЙ ЭФФЕКТ СЕЛЕКЦИИ ПРИ СТАТИСТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД	
<i>А. О. Аллахвердиев, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов</i>	97
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ В МОДЕЛЯХ ЦЕФЕИД II ТИПА НАСЕЛЕНИЯ	109
<i>А. Б. Фокин</i>	
О СВОЙСТВАХ ГАЗА В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ГАЛО	
<i>Ал. А. Сучков, Ю. А. Цукинов</i>	123
ПОТЕРЯ МАССЫ ЗВЕЗДАМИ НА СТАДИИ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ГИГАНТОВ	131
<i>Ю. Л. Францман</i>	

(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

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ա. Յիսնովստի-Վոզան, Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբացկի, Լ. Ս. Լուռդ
Ե. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիլյան, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Լ. Համբարձումյան (գլխավոր
խմբագիր), Ա. Գ. Մասևիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ),
Գ. Ա. Սահակյան, Վ. Վ. Սորոկն (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Յու. Տերերիժ,
Ա. Տ. Քալլոյան (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. Кяладзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Савкян, 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.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սանմանակից քննարկումների գծով:

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

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

УДК: 524.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 306

А. Р. ПЕТРОСЯН, М. ТУРАТТО, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 21 марта 1985

Принята к печати 15 августа 1985

На основе спектров, полученных на 6-м телескопе САО АН СССР и на 2.72-м телескопе МакДональдской обсерватории, проведено спектроскопическое и спектрофотометрическое исследование двухъядерной галактики Маркарян 306. Для обоих ядер, сгущения северного спирального рукава галактики, по относительным интенсивностям наблюдаемых эмиссионных линий оценены значения T_e и n_e , содержание элементов O, N, S, массы и объема ионизованного газа и числа звезд типа O9. Все три образования являются объектами типа H II-областей. Обсуждается возможность считать северный спиральный рукав Маркарян 306 отдельной галактикой, ядерная область которой — это сгущение в ней. Рассматривается также реальность двухъядерной структуры галактики.

1. *Введение.* Галактика Маркарян 306 (МКГ 3-57-15) является представителем класса галактик с УФ-континуумом с двухъядерной структурой [1]. Она составляет физическую пару с другой УФ-галактикой без эмиссионных линий — Маркарян 305 [2]. Ее красное смещение определено в работах [2—4]. Красные смещения, а также описания спектров двух центральных конденсаций (ядер) галактики приведены в работе [5]. В [6] приведены данные *UBV*-фотометрии Маркарян 306. Галактика наблюдалась однажды в радиодиапазоне. Согласно [7] поток радиоизлучения от нее на волне 430 МГц меньше 0.1 ед. п.

В настоящей работе исследуется морфологическая структура и поле скоростей Маркарян 306. Приводятся также результаты детального спектрофотометрического исследования двух центральных конденсаций (ядер) галактики, а также двух сгущений, наблюдаемых в ее спиральных рукавах.

2. *Наблюдательный материал и обработка.* Крупномасштабные прямые снимки пары галактик Маркарян 305 и 306 получены на 4-м телескопе обсерватории Кит Пик (США) (28.06.73), на 6-м телескопе САО АН СССР (31.07.76) и неоднократно на 2.6-м телескопе БАО АН Арм.ССР.

Спектры Маркарян 306 получены на 2.72-м телескопе обсерватории Мак Дональд (США) в фокусе Кассегрена с прибором UVITS (25.09.73)

и в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР с помощью спектрографа СП-160 и ЭОП УМК-91В (11.09.82). В табл. 1 приведены данные о спектральных наблюдениях.

Масштаб на спектре UVITS перпендикулярно дисперсии составляет $\sim 57''/\text{мм}$, а на спектрах СП-160 — $\sim 17''/\text{мм}$.

При всех наблюдениях щель спектрографа была направлена по линии север—юг, вдоль перемычки галактики. В щель попало также сгущение на северном спиральном рукаве и начальная часть южного спирального рукава галактики.

Таблица 1

ДАННЫЕ О СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ
МАРКАРЯН 306

Номер спектра	Экспоз. (мин)	Дисперсия (А/мм)	Спектр. диапазон А
Мак Дональд 5303	20	220	3400—7700
БТА	1	30	3600—5100
	2	20	4600—6100
	3	40	5700—7200

С целью построения поля скоростей вдоль указанного выше направления спектры, полученные на 6-м телескопе САО АН СССР, были измерены на «Аскорекорде» БАО Арм.ССР. Для учета ошибок, вводимых спектрографом и ЭОП в форму линий, измерены линии свечения ночного неба [O I] $\lambda\lambda$ 6300.3 и 6363.8, Hg I λ 5460.7 и Ni I λ 5200.7 вдоль щели. Это дает возможность с достаточной точностью внести поправку за кривизну изображения щели при определении лучевых скоростей различных областей галактики.

Регистрация спектров для спектрофотометрического исследования производилась на микрофотометрах PDS-1010А и ИФО-451 БАО АН Арм.ССР.

3. *Результаты.* На основе прямых крупномасштабных снимков пары галактик Маркарян 306 и 305, полученных на трех крупных телескопах и воспроизведенных на рис. 1, проведено детальное морфологическое исследование.

Как видно из рис. 1, Маркарян 306 представляет собой спиральную галактику с неодинаковыми по виду спиральными рукавами. Центр симметрии галактики находится между двумя центральными конденсациями «а» и «б»-ядрами галактики [1]. Северное «а» ядро довольно компактное и с ним связан тонкий спиральный рукав. Южное «б» ядро диффузное, имеет сложную структуру, с его конца выходит широкий веерообразный

спиральный рукав. Этот рукав направлен в сторону галактики Маркарян 305, но резко обрывается не доходя до нее. На северном спиральном рукаве галактики расположено продолговатое сгущение высокой поверхностной яркости. Из этого сгущения, прямо в направлении конусообразного отростка, исходящего от Маркарян 305, тянется тонкий филамент. Создается впечатление, что галактики связаны друг с другом посредством этих структур. От северного рукава отходят два отростка, на концах которых наблюдаются слабые диффузные сгущения. Можно предположить, что северный рукав является отдельной галактикой, центральная область которой — это сгущение в ней, а два отростка со сгущениями и филамент, направленный в сторону Маркарян 305, являются ее спиралями (см. ниже).

На фоне непрерывного спектра Маркарян 306 выделяются спектры «а» и «b» ядер галактики, сгущения на северном спиральном рукаве и начальной части южного спирального рукава. Во всех спектрах наблюдаются эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6731/17, [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, H $_{\alpha}$, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H $_{\beta}$, H $_{\gamma}$ и [O II] λ 3727.

Для получения картины распределения лучевых скоростей по галактике на спектрах вдоль высоты щели измерены линии [N II] λ 6584, H $_{\alpha}$, [O III] $\lambda\lambda$ 5007 и 4959, H $_{\beta}$. Полученные данные подытожены в табл. 2, в последовательных столбцах которой приведены: расстояние от центра «а» ядра Маркарян 306 на север и юг вдоль высоты щели (в угл. секундах); разность лучевых скоростей относительно скорости центра «а» ядра галактики (по 18 измерениям его галактоцентрическая лучевая скорость равна 5840 км/с со стандартной ошибкой измерений 76 км/с) ее разных точек вдоль высоты щели по вышеотмеченным линиям; средние значения для этой разности со стандартной ошибкой измерения.

Картина распределения лучевых скоростей в галактике приведена на рис. 2, где черточками указаны величины стандартных ошибок измерения. Указаны также центры «а» и «b» ядер галактики и сгущения в северном рукаве. По точкам, соответствующим «перемычке» Маркарян 306 и сгущению северного спирального рукава, проведены регрессионные прямые.

Как видно из табл. 2 и рис. 2, сгущение в северном рукаве (которому соответствуют первые четыре строчки табл. 2) показывает автономное движение. Если предположить, что это движение обусловлено твердотельным вращением сгущения, то лучевая скорость этого движения на расстоянии 2."5 от центра сгущения порядка 100 км/с. Оценка массы сгущения при таком предположении оказывается равной $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$ (здесь и далее $H = 75$ км/с Мпк). Твердотельное вращение показывает также «перемычка» Маркарян 306, содержащая «а» и «b» ядра с той лишь существенной разницей, что она вращается в обратном направлении. Примечательно, что центр симметрии прямолинейного участка кривой вращения, т. е. фактиче-

ски центр симметрии «перемычки», находится между «а» и «b» ядрами на расстоянии 2" к югу от «а» ядра. Градиент лучевой скорости на этом прямолинейном участке вращения равен 8.3 км/с на угл. с. Скорость вращения «перемычки» на расстоянии 8."5 от центра симметрии порядка 70 км/с. Это дает возможность оценить ее массу: порядка $4 \cdot 10^9 M_{\odot}$.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В МАРКАРЯН 306
ОТНОСИТЕЛЬНО „а“ ЯДРА

Расстояние от центра „а“ ядра (сек. дуги)	Разница лучевых скоростей относительно центра „а“ ядра (км/с)					$\Delta \bar{V}_r (\sigma_{\Delta V_r})$ (км/с)
	[N II] λ 6584	H α	[O III] λ 5007	[O III] λ 4959	H β	
север 13.6	-46	-89	-73	-60	-74	-68 (16)
11.9	-19	-29	21	20	30	5 (27)
10.2	38	52	153	54	152	90 (57)
8.5	95	124	137	139	135	126 (18)
6.8	22	78	106	18	38	52 (38)
5.1	20	10	50	38	22	28 (16)
3.4	-7	-27	65	29	39	20 (37)
+1.7	12	13	19	34	74	30 (26)
-1.7	17	-24	-20	-37	0	-13 (21)
3.4	-2	-64	-42	-76	-3	-37 (34)
5.1	-38	-68	-20	-112	56	-36 (62)
6.8	-47	-65	-41	-134	35	-50 (60)
8.5	-64	-66	-54	-155	9	-66 (58)
10.2	-99	-65	-188	-140	-40	-106 (59)
11.9		-154	-496		-97	-236
юг 13.6		-370			-193	-219

Две крайние южные точки на рис. 2 характеризуют движение начальной области южного спирального рукава.

Все достаточно яркие спектральные линии, отождествленные в спектрах ядер, сгущения северного рукава, начальной части южного спирального рукава были фотометрированы с точностью $\sim 15\%$, а слабые линии — $\sim 50\%$.

Наблюдаемые и исправленные за поглощение согласно [8] значения относительных интенсивностей эмиссионных линий приведены в табл. 3.

Вследствие отсутствия в спектрах авроральных линий для определения T_e использованы эмпирические зависимости между электронной температурой и отношениями $I([\text{O III}] + [\text{O II}])/I(\text{H}\beta)$ и $I([\text{O III}])/I([\text{N II}])$, приведенные в работах [9—11]. Усредненные по этим определени-

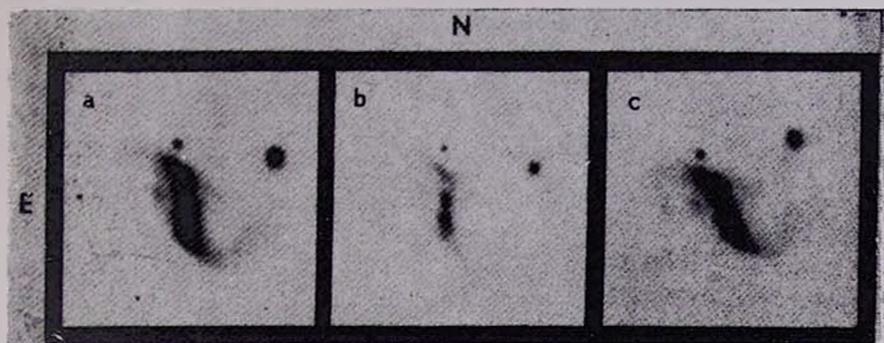


Рис. 1. Отпечатки прямых снимков пары галактик Маркарян 306 и 305. а) Снимок, сделанный на 6-м телескопе САО АН СССР; б) снимок 4-м телескопа обсерватории Кит Пяк; с) снимок 2.6-м телескопа БАО АН Арм.ССР. На всех отпечатках масштаб $\sim 2''/\text{мм}$.

К ст. А. Р. Петросяна и др.

ям и использованные при дальнейших расчетах значения T_e равны 7000, 7800, 7650 и 7500 соответственно для сгущения северного рукава, «а» и «b» ядер и начальной части южного рукава.

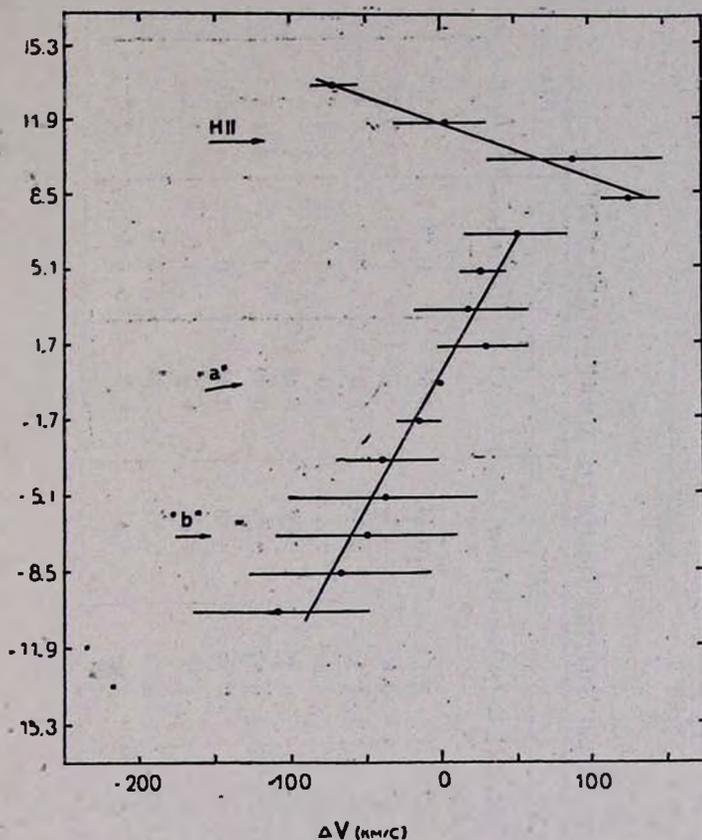


Рис. 2. Распределение лучевых скоростей в Маркарян 306. Черточками указаны величины стандартных ошибок измерений. Указаны центры «а» и «b» ядер галактики и сгущения в северном рукаве.

С помощью указанных T_e и по отношениям интенсивностей эмиссионных линий дублета [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 (см. табл. 3) и по данным работы [12] для эффективных значений электронных плотностей в указанных образованиях получены соответственно значения 80, 180, 390 и 280 см^{-3} .

Для выявления механизма ионизации и возбуждения эмиссионных линий, наблюдаемых в образованиях Маркарян 306, использована двухмерная классификационная диаграмма работы [13]. Эта диаграмма воспроизведена на рис. 3 с указанием на ней расположения сгущения северного рукава, «а» и «b» ядер и начальной области южного рукава.

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ МАРКАРЯН 306

	Север. сгущение		„а“ ядро		„б“ ядро		Южный рукав	
	$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_{\text{набл.}}$	$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_{\text{испр.}}$	$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_{\text{набл.}}$	$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_{\text{испр.}}$	$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_{\text{набл.}}$	$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_{\text{испр.}}$	$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_{\text{набл.}}$	$(I_{\lambda}/I_{H\beta})_{\text{испр.}}$
[S II] λ 6731	0.55	0.50	0.54	0.44	0.65	0.38	0.32	0.32
[S II] λ 6717	0.75	0.68	0.69	0.56	0.78	0.42	0.38	0.38
[N II] λ 6584	0.76	0.69	1.2	0.99	1.3	0.73	0.45	0.45
H α	3.1	2.8	3.4	2.8	5.0	2.8	2.8	2.8
[N II] λ 6548	0.25	0.23	0.35	0.29	0.43	0.24	—	—
[O III] λ 5007	1.3	1.3	0.87	0.85	0.92	0.86	1.1	1.1
[O III] λ 4959	0.40	0.40	0.29	0.28	0.31	0.30	0.30	0.30
H β	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
H γ	0.29	0.30	0.33	0.36	0.24	0.31	—	—
[O II] λ 3727	1.6	1.8	2.7	3.4	1.7	3.3	2.8	2.8

Как видно из рис. 3, все четыре объекта обладают эмиссионным спектром, характерным для Н II-областей, в которых излучение в линиях обусловлено фотоионизацией коротковолновым излучением горячих О—В звезд.

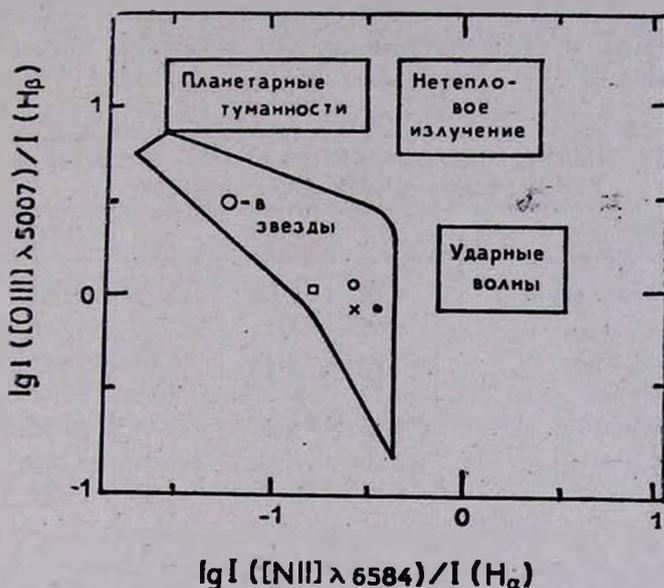


Рис. 3. Положение «а» (.) и «b» (x) ядер, сгущения северного рукава (o) и начальной части южного рукава (□) в двухмерной классификационной схеме по [13]. Контур показывает границы изменения отношений $[O III]/H\beta$, $[N II]/H\alpha$ при разных механизмах ионизации.

На основе отношения O^{++}/O^+ (см. табл. 3) по [14] можно оценить T_* — температуру ионизирующих звезд, а по данным работы [15] — спектральный класс звезд, которые могут обеспечить эмиссионный спектр этих объектов. Для всех четырех образований T_* должна быть в пределах $3.3 \div 3.6 \cdot 10^4$ К [14], или ионизация газа обусловлена преимущественно звездами спектральных типов O9—B0 [15].

Если во всех исследуемых образованиях в Маркарян 306 работает механизм фотоионизации, то по вышеотмеченным значениям электронных плотностей и температур, по относительным интенсивностям эмиссионных линий (см. табл. 3) и при предположении, что в рассмотренных образованиях T_e не меняется, можно произвести расчет содержания кислорода, азота и серы в них согласно [16, 17]. Отметим, что, хотя вычисленное содержание серы является нижним пределом (наблюдаемый материал не дает возможности непосредственно определить относительное количество серы

в состоянии S^{+}), оно не должно сильно отличаться от действительного, так как согласно $[18] I ([S II]) = I ([S III])^2$, и вклад S^{+} в общее содержание серы должен быть небольшим.

Полученные значения логарифмов содержания тяжелых элементов для сгущения северного рукава, «а» и «b» ядер и начальной области южного рукава приведены в табл. 4. Отметим, что количество атомов водорода принято равным 10^{12} .

Таблица 4

ЛОГАРИФМЫ СОДЕРЖАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
В КОНДЕНСАЦИЯХ МАРКАРЯН 306

	O	N	S	N/O
Север. сгущ.	8.74	7.67	>7.34	0.085
„а“ ядро	8.68	7.58	>7.03	0.081
„b“ ядро	8.73	7.48	>6.96	0.057
Южный рукав	8.72	7.32	>6.95	0.040
Ядра спир. гал.	9.03	8.16	—	0.135
Н II-области	8.60	7.59	>7.26	0.098
Солнце	8.92	7.99	7.23	0.117

Для сравнения в табл. 4 приведены содержания тех же элементов для ядер спиральных галактик [9], для галактических Н II-областей [19] и для Солнца [20, 21]. Приведены также значения отношений содержания азота к кислороду в рассмотренных объектах.

Согласно [1] фотографические величины «а» и «b» ядер Маркарян 306 равны соответственно 18^m3 и 18^m0 . Фотографическая величина сгущения северного спирального рукава оценена 19^m5 . Согласно Коду [22], поток в линии H_{β} от звезды нулевой величины класса G 4 составляет $3 \cdot 10^{-9}$ эрг/см² с А. Тогда при значениях эквивалентных ширины линии H_{β} , равных 19, 13, 9 А, для сгущения северного рукава и для «а» и «b» ядер Маркарян 306 соответственно, получим следующие наблюдаемые потоки в линии H_{β} :

$$F_{H_{\beta}}^{H II} \sim 9.0 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}; F_{H_{\beta}}^a \sim 1.9 \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}^2 \text{ с};$$

$$F_{H_{\beta}}^b \sim 1.7 \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}.$$

Если, руководствуясь наблюдаемыми значениями декремента в сгущении и в ядрах галактики, внести поправки за поглощение [8], то реальные потоки в линии H_{β} должны быть: $1.4 \cdot 10^{-15}$ эрг/см² с; $3.5 \cdot 10^{-15}$ эрг/см² с; $1.3 \cdot 10^{-14}$ эрг/см² с соответственно. С учетом расстояния до

Маркарян 306 (77 Мпк) для полного излучения в линии H_{β} получим значения:

$$L_{H_{\beta}}^{H II} = 9.6 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с}; \quad L_{H_{\beta}}^a = 2.4 \cdot 10^{39} \text{ эрг/с}; \quad L_{H_{\beta}}^b = 9.1 \cdot 10^{39} \text{ эрг/с}.$$

Излучение от единичного объема водорода в линии H_{β} , определенное с помощью формулы, данной в работе [23], по значениям T_e и n_e , приведенным выше, будет:

$$I_{H_{\beta}}^{H II} = 7.0 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/см}^3 \text{ с}; \quad I_{H_{\beta}}^a = 2.2 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/см}^3 \text{ с};$$

$$I_{H_{\beta}}^b = 9.2 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/см}^3 \text{ с}$$

для сгущения северного рукава, для «а» и «b» ядер соответственно.

Тогда реальные эффективные объемы излучающего газа в объектах будут равны:

$$V_{\text{эфф.}}^{H II} = 1.4 \cdot 10^{59} \text{ см}^3; \quad V_{\text{эфф.}}^a = 1.1 \cdot 10^{59} \text{ см}^3; \quad V_{\text{эфф.}}^b = 9.9 \cdot 10^{58} \text{ см}^3.$$

Для масс излучающего газа в них получим соответственно:

$$\mathcal{M}^{H II} = V_{\text{эфф.}}^{H II} n_e^{H II} m_H = 1.2 \cdot 10^4 \mathcal{M}_{\odot}, \quad \mathcal{M}^a = V_{\text{эфф.}}^a n_e^a m_H = 1.9 \cdot 10^4 \mathcal{M}_{\odot},$$

$$\mathcal{M}^b = V_{\text{эфф.}}^b n_e^b m_H = 3.3 \cdot 10^4 \mathcal{M}_{\odot}.$$

Спектры всех образований в Маркарян 306 сканированы со щелью с высотой $3.''4$, что с учетом аппаратной функции телескопа соответствует $\sim 2.''8$ или 1.1 кпк. При таком значении реального диаметра сгущения северного рукава, а также «а» и «b» ядер, для нижней границы фактора скважности в них получим значения:

$$\alpha^{H II} \sim 5.3 \cdot 10^{-6}, \quad \alpha^a \sim 4.4 \cdot 10^{-6}, \quad \alpha^b \sim 3.8 \cdot 10^{-6}.$$

Используя исправленные за поглощение значения светимостей объектов в линии H_{β} , можно оценить количество лаймановских квантов, излучаемых ими [24]:

$$N_{L_c}^{H II} = 1.9 \cdot 10^{51} \text{ квант/с}; \quad N_{L_c}^a = 4.9 \cdot 10^{51} \text{ квант/с};$$

$$N_{L_c}^b = 1.8 \cdot 10^{52} \text{ квант/с}.$$

Как отмечалось выше, ионизация газа в исследуемых образованиях Маркарян 306 обусловлена преимущественно звездами спектральных типов O9—B0. Тогда, по данным работы [15], можно оценить количество звезд типа O9, излучающих такое количество квантов: ~ 900 звезд для сгущения северного рукава, ~ 2300 звезд для «а» ядра и ~ 8500 — для «b» ядра.

4. *Обсуждение.* При рассмотрении морфологической структуры Маркарян 306 следует обратить внимание на следующие две особенности: peculiarное положение сгущения северного рукава в галактике и ее двухъядерная структура.

В частности, выше было высказано предположение, что это сгущение может быть ядром третьей галактики в системе Маркарян 306—305.

В пользу этого говорят следующие факты:

— Исходящий из сгущения юго-западный отросток не вписывается в общую классическую спиральную структуру Маркарян 306.

— Автономное вращение сгущения.

— По своим физическим характеристикам (содержание тяжелых элементов, большая масса ионизованного водорода, большое число молодых звезд) сгущение очень похоже на ядра Маркарян 306.

Вопрос требует дальнейшего специального рассмотрения, в частности, необходимо выполнить спектральные наблюдения со щелью, направленной вдоль сгущения.

На всех прямых снимках Маркарян 306, как это неоднократно отмечалось выше, четко выделяются две центральные конденсации. Ввиду того, что северная более компактна, может создаться впечатление, что именно она и является истинным ядром галактики.

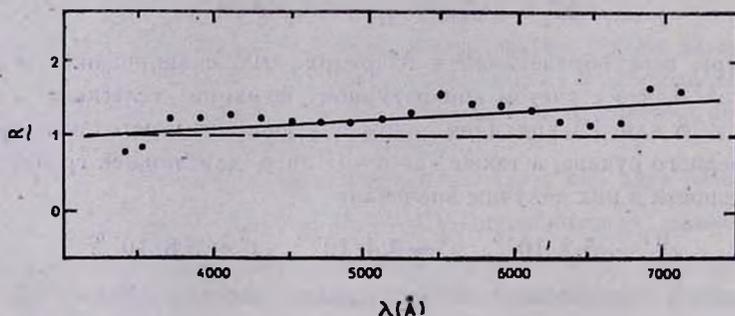


Рис. 4. Распределение отношения интенсивности непрерывного излучения «а» ядра Маркарян 306 к интенсивности излучения «в» ядра, по длине волны.

Однако в пользу двухъядерной структуры Маркарян 306 говорят следующие факты:

— По прямым снимкам центр симметрии галактики приходится между конденсациями.

— В сложной структуре южной конденсации выделяется довольно компактное, сравнимое с северной конденсацией, звездообразное образование на ее крайнем севере (см. рис. 1б).

— По кривой вращения центр симметрии твердотельного вращения «перемычки» приходится между конденсациями.

— Обе конденсации являются объектами типа H II-областей, хотя южная является более мощной областью звездообразования (большая масса ионизованного водорода, большое количество молодых звезд, небольшое значение отношения N/O, сравнительно голубой цвет (см. рис. 4)).

Из всего вышесказанного ясно, что Маркарян 306—305 является весьма интересной и сложной системой, и ее дальнейшее детальное исследование представляет большой интерес.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Астрофизическая обсерватория
Азиаго, Университет г. Падова

Ереванский государственный
университет

INVESTIGATION OF THE GALAXY MARKARIAN 306

A. R. PETROSIAN, M. TURATTO, E. YE. KHACHIKIAN

The results of spectroscopic and spectrophotometric observations of Markarian 306 carried out on the 6 m telescope of SAO AS USSR and on the 2.72 m telescope of the MacDonald observatory are presented. By means of intensity ratios of observed emission lines T_s , N_s , the abundances of O, N, S, the masses and volumes of the emitting gas and the numbers of the O9 type stars for both nuclei and for the condensation in the north spiral arm of the galaxy are estimated. All three formations are H II region type objects. The possibility to consider the north spiral arm of Markarian 306 as a separate galaxy, the nucleus of which is its condensation, has been discussed. The reality of double-nucleus structure of the galaxy has also been discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
2. Э. Е. Хачикян, *Astron. Nachr.*, 247, 287, 1976.
3. М. А. Аракелян, Э. Е. Дибай, Е. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 177, 1972.
4. J. Huchra, W. L. W. Sargent, *Astrophys. J.*, 186, 433, 1973.
5. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 15, 209, 1979.
6. B. M. Peterson, K. Fricke, P. Biermann, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 93, 281, 1981.
7. H. M. Tovmassian, Y. Terzian, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 86, 649, 1974.
8. P. S. Osmer, M. G. Smith, D. W. Weedman, *Astrophys. J.*, 192, 279, 1974.
9. D. Alloin, S. Collin-Souffrin, M. July, L. Vigroux, *Astron. and Astrophys.*, 78, 200, 1979.

10. *B. E. J. Pagel, M. G. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 95, 1979.
11. *P. A. Shaver, R. X. McGee, L. M. Newton, A. D. Danks, S. R. Pottash*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 204, 53, 1983.
12. *И. В. Носов*, Астрон. циркуляр, № 1050, 1979.
13. *J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 93, 5, 1981.
14. *J. B. Kaler*, Astrophys. J., 210, 843, 1976.
15. *P. G. Mezger, L. F. Smith, E. Churchwell*, Astron. and Astrophys., 32, 269, 1974.
16. *M. Peimbert, S. Torres-Peimbert*, Astrophys. J., 168, 413, 1971.
17. *P. Benvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert*, Astron. and Astrophys., 28, 447, 1973.
18. *J. B. Kaler*, Astrophys. J., 244, 54, 1981.
19. *S. A. Hawley*, Astrophys. J., 224, 417, 1978.
20. *D. L. Lambert*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 182, 249, 1978.
21. *D. L. Lambert*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 79, 1978.
22. *А. Д. Код*, Звездные атмосферы, ИЛ, М., 1963, стр. 67.
23. *D. Menzel*, Astrophys. J., 85, 330, 1937.
24. *S. R. Pottash*, Vistas Astron., 6, 149, 1965.

УДК: 524.45 NGC 4922:520.84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ NGC 4922

Н. К. АНДРЕАСЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

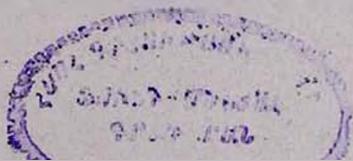
Поступила 21 марта 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

Приведены результаты спектрофотометрического исследования двойной галактики NGC 4922. Один из компонентов является эллиптической галактикой с интегральным спектром поглощения, соответствующим спектральным классам G0—G3, а второй имеет спектральные признаки сейфертовского ядра с низкой степенью ионизации. Физические условия и химический состав второго компонента похожи на таковые в сейфертовских галактиках второго типа. Масса сейфертоподобного компонента внутри радиуса 1 кпк оказалась равной примерно $0.4 \cdot 10^8 M_{\odot}$, а масса всей системы $2.2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$.

1. *Введение.* В последнее время все чаще выявляются галактики с двойными ядрами, причем нередко компоненты показывают совершенно разные спектральные характеристики [1—11]. Особенно интересными являются галактики, у которых один из компонентов показывает спектральные признаки, характерные для сейфертовских галактик [12]. Следует отметить, что линейное расстояние в проекции на небесную сферу между компонентами ядер различное. В некоторых случаях они настолько удалены друг от друга, что их можно рассматривать уже как ядра отдельных галактик, составляющих тесную пару. Известны случаи, когда сейфертовская галактика образует пару с эллиптической галактикой и удалена от последней настолько, что их физическая связь выясняется только с помощью определения лучевых скоростей.

В настоящее время известно около двух десятков таких объектов, расстояние между компонентами ядер которых или между самими галактиками находится в пределах от ста пк (Марк 324) до 75 кпк (3С 120). Вряд ли можно сомневаться в том, что такие физически связанные системы имеют общее происхождение. Поэтому, естественно, возникает вопрос об эволюции таких систем, точнее: образуются ли сначала широкие пары, которые затем сближаются, или они образуются вначале как тесные системы, а затем расходятся. Наблюдательные данные, на наш взгляд, говорят в пользу второй возможности.



В свете вышесказанного большое значение приобретает выявление новых двойных систем (галактик с двойными ядрами или двойных галактик), один из компонентов которых показывает признаки, близкие к сейфертовским, и их подробное исследование. В настоящей статье приводятся данные, показывающие, что к таким объектам можно отнести и галактику NGC 4922.

NGC 4922 является членом богатого скопления галактик в созвездии Волос Вероники и классифицирована Воккером как 10 галактика [13]. В изофотометрическом и фотометрическом атласе пекулярных галактик Шамберга NGC 4922 описана как двойная система, окутанная общей оболочкой и имеющая отросток в северо-западной части [14]. Красное смещение этой галактики определено Караченцевым [15].

2. Наблюдательный материал и его обработка. Девять спектрограмм галактики NGC 4922 получены на 6-м телескопе САО АН СССР с помощью спектрографа ОП-160 и ЭОП типа УМК-91В. Спектры сняты при трех разных положениях дифракционной решетки и охватывают область 3500—7500 Å. Средняя дисперсия спектрограмм около 60 Å/мм, масштаб в перпендикулярном к дисперсии направлении примерно 16"/мм, экспозиции длились 7—10 мин. Наблюдения были выполнены 16 и 19 мая 1982 г. Для калибровки спектральной чувствительности аппаратуры в те же ночи были сняты спектры стандартной звезды Feige 92 из списка спектрофотометрических стандартов Стоуна [16].

Положение щели во время наших спектральных наблюдений показано на рис. 1, где приведена картина изоденс NGC 4922, взятая из атласа Шамберга. Три области спектра галактики NGC 4922, полученные при трех разных положениях дифракционной решетки, показаны на рис. 2. На картине изоденс четко разделяются две области с концентрическими линиями изоденс, обозначенные нами буквами А и В. На спектрограммах NGC 4922, как это видно из рис. 2, спектры этих двух сгущений также отчетливо разделяются по высоте щели. Расстояние между этими спектрами на спектрограмме составляет 0,35, как и расстояние между сгущениями А и В на картине изоденс.

Спектры сгущений, как это видно на рис. 2, сильно отличаются друг от друга: одно сгущение имеет сильный непрерывный спектр, на котором видны только линии поглощения, а другое — слабый непрерывный спектр с яркими линиями излучения. В спектре сгущения А уверенно отождествляются абсорбционные линии Н и К Ca II, полоса G, линия бальмеровской серии водорода H_β, линия магния Mg I λ 5284 и линия D натрия. В спектре же сгущения В отождествляются запрещенные линии ионизованной серы [S II] λ 6731 и 6717, ионизованного азота [N II] λ 6584 и 6548, небулярные линии N_I и N₂, линия ионизованного кислорода [O II]



Рис. 1. Изоденситометрическая картина NGC 4922, заимствованная из каталога и атласа Шамберга

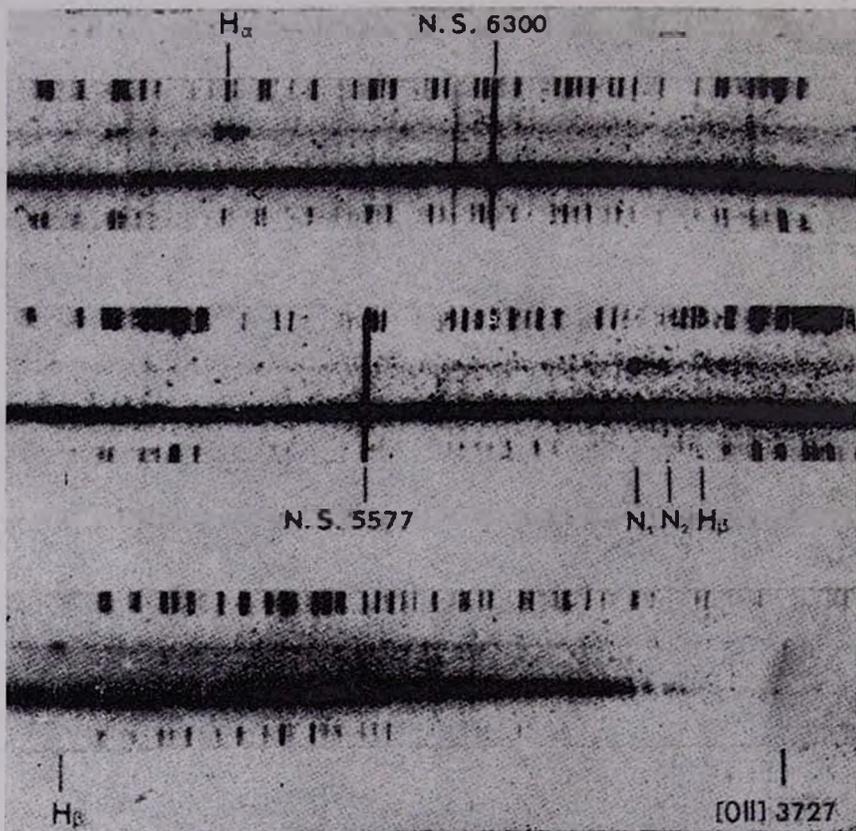


Рис. 2. Спектрограммы NGC 4922 в трех областях спектра.

К ст. Н. К. Андреев, Э. Е. Хачикян

λ 3727 и линии бальмеровской серии водорода H_α и H_β . Следует отметить, что все эмиссионные линии в спектре компонента В широкие, и их полуширины значительно превосходят инструментальную полуширину линий. Кроме того, у всех эмиссионных линий наблюдается наклон.

Длины волн в спектрах обоих компонентов измерены с помощью прибора «Аскорекорд». Для определения лучевой скорости В-компонента измерялись линии N_1 , N_2 и N_3 . Для определения же лучевой скорости А-компонента использовались наиболее четкие линии поглощения в его спектре, каковыми являются линии H и K Ca II. Ошибка измерений лучевой скорости не превышает 30 км/с.

Гелиоцентрическая лучевая скорость NGC 4922 А оказалась равной 7015 км/с, для скорости же В-компонента — 7125 км/с. Имеется некоторое расхождение между этими значениями и значением средней скорости системы, определенной Караченцевым — $V_0 = 7376$ км/с. Расстояние до NGC 4922 получается равным примерно 95 Мпк при $H = 75$ км/м Мпк, а расстояние между компонентами системы — примерно 9.5 кпк. Разница между лучевыми скоростями двух компонентов NGC 4922 составляет примерно 100 км/с, и если интерпретировать это как результат вращения вокруг общего центра масс, то можно оценить общую массу системы. При предположении, что ось вращения перпендикулярна лучу зрения, масса системы получается равной приблизительно $2.2 \cdot 10^{11} M_\odot$.

Как уже было отмечено, эмиссионные линии в спектре В-компонента наклонены и указывают на твердотельное вращение этого компонента. По наклону линий можно определить скорость вращения и, следовательно, его массу. Линейная скорость вращения NGC 4922 В на расстоянии 1 кпк от центра этого объекта получается равной 170 км/с. Масса, определенная из условия гравитационного равновесия, равна примерно $0.4 \cdot 10^8 M_\odot$.

Для определения относительных интенсивностей и эквивалентных ширин спектральных линий все спектры записывались с помощью микроденситометра PDS-1010А. С целью удобства расчетов и повышения точности измерений при низких плотностях почернения характеристическая кривая построена в бейкеровских плотностях [17]. В табл. 1 приведены эквивалентные ширины спектральных линий А-компонента NGC 4922, а также наблюдаемые и исправленные за покраснение относительные интенсивности В-компонента. Поправки за покраснение вычислены в предположении о том, что бальмеровские линии в спектре NGC 4922 В имеют рекомбинационный характер и что поглощение происходит по нормальному закону. Теоретическое значение бальмеровского декремента приведено в работе [18] (случай „В“, $T_e = 10\,000$ К, $N_e = 100$ см $^{-3}$), коэффициенты же покраснения затабулированы в работе [19]. В табл. 1 приведены также эквивалентная ширина эмиссионной линии H_β в спектре NGC 4922 В и значе-

ние логарифмического коэффициента покраснения в линии $H\beta$. Судя по этому коэффициенту, можно найти меру поглощения в NGC 4922 В, исключив поглощение по лучу зрения в направлении NGC 4922 в Галактике. Поглощение в $H\beta$ получается равным примерно 1^m .

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ГАЛАКТИКИ NGC 4922

λ_0	Ион	А-компонент		В-компонент	
		W	W	$(I_\lambda/I_{H\beta})_{\text{набл.}}$	$(I_\lambda/I_{H\beta})_{\text{копр.}}$
6731	[S II]		5.41	0.62	0.44
6717	[S II]		5.52	0.64	0.45
6584	[N II]		28.59	2.71	1.97
6563	$H\alpha$		48.62	3.95	2.86
6548	[N II]		9.13	0.82	0.59
5892	Na I абс.	3.08			
5184	Mg I абс.	1.74			
5007	[O III]		27.50	2.77	2.69
4959	[O III]	9.26	9.26	0.87	0.85
4861	$H\beta$		10.89	1.00	1.00
4861	$H\beta$ абс.	2.04			
4304	Полоса G	5.83			
3968	Ca II абс.	6.70			
3934	Ca II абс.	8.76			
3727	[O II]		15.25	0.68	1.28
	C ($H\beta$)				0.40

3. *Физические условия и химический состав.* Эмиссионные линии в спектре NGC 4922, как уже отмечалось, имеют сравнительно широкие профили. Исправленные за инструментальное уширение полуширины составляют 400 км/с. Этот факт свидетельствует о том, что, вероятно, NGC 4922 В является сейфертовским ядром. В пользу этого говорят также значения относительных интенсивностей эмиссионных линий [O III] λ 5007/ $H\beta$ и [N II] λ 6584/ $H\alpha$, которые соответственно равны 2.69 и 0.89. Эти значения близки к тем, которые получаются для сейфертовских галактик второго типа [20].

В спектре NGC 4922 В не наблюдаются линии высокого возбуждения, а индекс возбуждения $r = I(\text{O III})/I(\text{O II}) = 2.76$. Объекты такого рода, в спектрах которых наблюдаются линии только низких потенциалов возбуждения, т. е. у которых индекс возбуждения невысокий, выделены

Хекманом в отдельный класс и названы им лайнерами (LINER) [21]. Предполагалось, что ионизация в этих объектах происходит под действием ударной волны. В предложенной Болдуином и др. [22] классификационной схеме лайнеры попадают в область ионизации ударной волной. Однако, согласно результатам недавних работ ряда авторов, не исключается также действие механизма фотоионизации у лайнеров, причем свойства лайнеров непрерывно смыкаются со свойствами других сейфертовских галактик (см., например, [23]).

По своим характеристикам NGC 4922 В является объектом, который можно отнести как к Sy 2 галактикам, так и к лайнерам. Вероятнее всего механизм ионизации в NGC 4922 фотоионизационный, так как относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре этого объекта не подходят к теоретическим значениям при ионизации ударной волной, и нет основания предполагать действие других механизмов. Пекиньо рассчитал сложную многокомпонентную фотоионизационную модель для объяснения наблюдаемых относительных интенсивностей в спектре галактики NGC 1052, являющейся типичным лайнером [24]. Предполагается, что такая модель может быть общей для активных ядер галактик. Отношение интенсивностей линий $[N II]/H_\alpha$ у лайнеров обычно намного больше единицы, в то время как у нормальных H II областей линия H_α , как правило, сильнее линии $[N II]$. В случае NGC 4922 В интенсивности упомянутых линий почти одного порядка. Кроме того, на схеме Болдуина и др. [22], NGC 4922 В попадает в область фотоионизации.

В спектре NGC 4922 В авроральные линии не наблюдаются, и непосредственно определить электронную температуру ионизованного газа излучающей области невозможно. Оценка электронной температуры получена по эмпирической связи между отношением интенсивностей $I([O III] + [O II])/I(H_\beta)$ и T_e , установленной Пейгелом и др. [25]. Электронная температура ионизованного газа в NGC 4922 В оказалась равной примерно $0.8 \cdot 10^4$ К.

Оценка электронной плотности ионизованного газа сделана по отношению интенсивностей линий $[S II] \lambda 6717$ и $6731 - N_e = 700 \text{ см}^{-3}$. Следует отметить, что качество спектра в области указанных линий не позволяет делать надежные измерения, и отношение их интенсивностей определяется с ошибкой примерно 50%.

В предположении о том, что в излучающей области NGC 4922 В действует фотоионизационный механизм, можно определить содержание O^+ , O^{++} , N^+ и полное содержание кислорода и азота по относительным интенсивностям, приведенным в табл. 1. При допущении возможности фотоионизационного механизма расчеты можно производить по формулам, приведенным в [26]. Результаты этих расчетов приведены в табл. 2. В той

же таблице с целью сравнения приведены соответствующие параметры для нормальных H II областей [27] и Солнца [28].

Таблица 2

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ			
Ион	$12 + \lg N(X)/N(H)$		
Элемент	NGC 4922 В	H II-области	Солнце
O ⁺	8.38		
O ⁺⁺	8.55		
N ⁺	8.04		
O	8.78	8.60	8.84
N	8.44	7.59	7.94
N/O	0.47	0.10	0.12

В том случае, когда ионизация происходит под действием ударной волны, отношение содержания элементов N/O, приведенное в последней строке табл. 2 для случая фотоионизации, можно оценить, исходя из моделей, данных в работе [29]. Оценки существенно не отличаются друг от друга. Отношение N/O для NGC 4922 В примерно в четыре раза больше, чем для принятого нормального содержания элементов [30], а также для нормальных H II-областей и Солнца. Высокое значение отношения N/O, как у NGC 4922 В, обнаружено и в ядре галактики M 81, которая также имеет сейфертовские характеристики [31].

4. *Обсуждение результатов.* Галактика NGC 4922, как показывает спектральное изучение, состоит из двух компонентов с совершенно разными спектральными признаками. Один из компонентов, который по яркости превосходит второй, имеет в своем спектре только линии поглощения. Сравнение эквивалентных ширин этих линий с результатами работы Тинсли [32] показывает, что интегральный спектр поглощения соответствует спектральным классам G0—G3. Такими спектрами обладают эллиптические галактики, и можно предположить, что данный компонент NGC 4922 имеет свойства ядра эллиптической галактики.

Второй, менее яркий компонент NGC 4922 имеет эмиссионный спектр низкого возбуждения. Результаты спектрофотометрии и измерений полуширин эмиссионных линий в спектре этого компонента показывают, что его можно отнести к классу лайнеров, чьи свойства непрерывно смыкаются со свойствами сейфертовских галактик. Физические условия и химический состав ионизованного газа этого компонента существенно не отличаются от таковых в ядерных областях сейфертовских галактик.

Расстояние между компонентами NGC 4922 достаточно большое, и фактически мы имеем дело не с двухъядерной галактикой, а с тесной парой галактик с совершенно разным составом звезд и газа — если в излучении одной из них основную роль играют звезды, то в другой доминирует излучение ионизованного газа. Накопление наблюдательного материала, касающегося таких интересных сочетаний двух существенно разных галактик в паре, даст возможность ответить на многие вопросы происхождения и эволюции пар галактик.

Недалеко от NGC 4922, на расстоянии примерно 5.8 (140 кпк, при $H = 75$ км/с Мпк) находится галактика с УФ-избытком — Марк 61, и так как ее красное смещение практически совпадает с красным смещением NGC 4922, то можно предположить, что они образуют физически связанную систему. Подробное изучение этой галактики и сравнение ее характеристик с таковыми более слабого компонента NGC 4922, в зависимости от их расстояния до яркой эллиптической галактики (которая, вероятно, является главным телом в этой системе) было бы полезно для решения упомянутых выше задач.

Авторы выражают благодарность А. Н. Буренкову за помощь при получении наблюдательного материала.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Ереванский государственный
университет

SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF NGC 4922

N. K. ANDREASSIAN, E. YE. KHACHIKIAN

The results of spectrophotometric investigation of the binary galaxy NGC 4922 are presented. One of the components appears to be an elliptical galaxy with a spectrum corresponding to the spectral classes G0—G3, the other has spectral properties of low ionisation Seyfert nuclei. Physical conditions and chemical abundances in this component resemble those of the Sy 2 galaxies. The mass of the Seyfert-like component within the radius of 1 kpc is nearly $0.4 \times 10^8 M_{\odot}$. The mass of the whole system is $\sim 2.2 \times 10^{11} M_{\odot}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж. Айджман, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 9, 71, 1973.
2. Ж. Айджман, А. Т. Каллоглян, *Астрофизика*, 11, 229, 1975.
3. C. Castini, J. Heldman, *Astron. and Astrophys.*, 39, 127, 1975.

4. C. Castni, J. Heldman, *Astron. and Astrophys.*, 47, 371, 1976.
5. Е. Уе. Khachikian, *Astron. Nachr.*, 297, 287, 1976.
6. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 14, 69, 1978.
7. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 15, 589, 1980.
8. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Письма в Астрон. ж.*, 6, 262, 1980.
9. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, *Письма в Астрон. ж.*, 6, 552, 1980.
10. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Ю. П. Коровяковский, *Астрофизика*, 17, 231, 1981.
11. А. Р. Петросян, Э. Е. Хачикян, К. А. Саакян, *Астрофизика*, 19, 171, 1983.
12. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, А. Н. Буренков, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 403, 1984.
13. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, M. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Austin, 1976.
14. B. C. Sharnberg, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 26, 230, 1973.
15. И. Д. Караченцев, *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 7, 1, 1972.
16. R. P. Stone, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
17. G. de Vaucouleurs, *Appl. Opt.*, 7, 1513, 1968.
18. M. Brocklehurst, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 153, 471, 1971.
19. J. B. Kaler, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 31, 517, 1976.
20. J. M. Shuder, D. E. Osterbrock, *Astrophys. J.*, 250, 55, 1981.
21. T. M. Heckman, *Astron. and Astrophys.*, 87, 152, 1980.
22. J. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 93, 5, 1981.
23. B. E. J. Pagel, in "Form. and Evol. of Galaxies and Large Structure Universe: 3 Moriond Astrophys. Meet. Proc. NATO Adv. Study Inst., La Plagne, March 1983", Dordrecht e. a., 437, 1984.
24. D. Pequignot, *Astron. and Astrophys.*, 131, 159, 1984.
25. B. E. Pagle, M. E. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chan, G. Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 189, 95, 1979.
26. M. Peimbert, R. Costero, *Boll. Observ. Tonantzintla*, 5, 3, 1969.
27. S. A. Hawley, *Astrophys. J.*, 224, 417, 1978.
28. A. G. W. Cameron, *Harvard Center for Astrophys., Prep. Ser., No. 1357*.
29. J. M. Shull, C. F. McKee, *Astrophys. J.*, 227, 131, 1979.
30. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 179, 217, 1977.
31. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Astrophys. J.*, 245, 845, 1981.
32. B. M. Tinsley, *Publ. Astron. Texas Univ., Ser. II, 1, No. 1, 1967*.

УДК: 524.7

ДЕФИЦИТ НОРМАЛЬНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИК
СРЕДИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

М. М. ИЫЭВЭЭР

Поступила 5 мая 1985

Принята к печати 15 октября 1985

Сравнение морфологических типов галактик Маркаряна и остальных галактик в Упсальском каталоге указывает на сильный дефицит нормальных эллиптических галактик среди галактик Маркаряна, где доля галактик типа $E \leq 1\%$ против 10% среди остальных галактик. Среди галактик Маркаряна наблюдается избыток галактик с перемычками: из галактик Маркаряна с типами $Sa-Scd$ примерно половина или больше имеют перемычки, среди остальных галактик тех же типов перемычки встречаются у $\sim 1/3$.

1. *Введение.* Спектральные особенности галактик с заметным или значительным избытком излучения в ультрафиолетовой части спектра, открытых в ходе первого Бюраканского спектрального обзора Маркаряном, Липовецким и Степаняном [1—3], исследовались во многих работах. Для большинства галактик Маркаряна получены щелевые спектры. Меньше внимания уделялось морфологическому исследованию этих интересных объектов: исследование морфологии затруднено их малыми угловыми размерами.

Систематическое морфологическое изучение галактик Маркаряна на основе снимков, полученных на двухметровых телескопах Шемахинской и Таутенбургской обсерваторий, было начато Каллогляном [4, 5]. Изучались, в основном, галактики со сравнительно большими угловыми размерами. У большинства исследованных галактик было установлено наличие структурных пекулярностей [5, 6].

Морфологические особенности галактик Маркаряна в парах галактик изучались Касини и Хейдманном [7].

Распределение галактик Маркаряна с $m_p \leq 15.5$ по приближенным морфологическим типам, найденным на основе Паломарского атласа неба, изучал Сулентик [8].

Все галактики Маркаряна из первых семи списков с $m_p \leq 14.0$ классифицировал Хакра. Согласно Хакра, распределение галактик Маркаряна

по морфологическим типам в общем похоже на такое же распределение для совокупности галактик поля, единственным существенным различием является трехкратный избыток галактик позднейших типов (Sm, Im) среди галактик Маркаряна [9].

Хотя в распоряжении Хакра для 75% из названных галактик Маркаряна имелись крупномасштабные ($15.''5 \text{ мм}^{-1}$) снимки, тем не менее следует указать на слабые места в его исследовании: а) галактики Маркаряна классифицировались одним наблюдателем (Дж. Хакра), а контрольная выборка [10] — другими; б) контрольная выборка видимо ярких ($m_p \leq 11.75$), в основном близких, галактик сравнивалась с выборкой галактик Маркаряна на значительно больших расстояниях (меньших угловых размеров).

Ниже морфология галактик Маркаряна сравнивается с морфологией совокупности остальных галактик тех же видимых звездных величин на основе Упсальского каталога галактик UGCG [11].

2. *Морфология галактик по UGCG.* Составленный Нильсоном каталог UGCG [11] содержит все галактики северного неба ($\delta > -2^{\circ}30'$) ярче 14.5. Для большинства включенных в каталог галактик даны морфологические типы в модифицированной классификационной последовательности Хаббла, которые часто сопровождаются типами согласно классификациям, развитым де Вокулером, ван ден Бергом и Холмбергом. Спирали поздних типов в хаббловской системе не классифицированы, им присвоены типы dm и m согласно схеме де Вокулера. Все галактики классифицированы одним наблюдателем (П. Нильсон) на основе отпечатков Паломарского атласа неба.

Рассматриваемые ниже выборки галактик с ультрафиолетовым континуумом составлены на основе всех 15 списков первого спектрального обзора северного неба, выполненного Маркаряном с сотрудниками [1—3]. В качестве основной выборки рассматриваются галактики с $13.0 \leq m_p \leq 14.0$. При исключении галактик с $m_p \geq 14.1$ не учитываются объекты вблизи предела полноты UGCG, где из-за малых угловых размеров классифицирование галактик Маркаряна на основе Паломарского атласа встречается с трудностями (для галактик Маркаряна с $13.0 \leq m_p \leq 14.0$ в UGCG хаббловские типы представлены у 69%, а с $14.1 \leq m_p \leq 14.5$ только у 45%). Такую выборку также легко сравнить с выборкой галактик Маркаряна, изученной Хакра. Принятие предела $m_p \geq 13.0$ отражает стремление получить более или менее однородную (в смысле условий видимости) выборку. Этим удастся также избежать неоднородности в смысле методики, поскольку не все галактики с ультрафиолетовым континуумом с $m_p \leq 13.0$ включены в основную серию списков, а часть из них, обнару-

женная с методикой, отличающейся от основной, рассматривалась Маркарьяном отдельно [12].

В табл. 1 представлены распределения морфологических типов для галактик Маркарьяна и для совокупности остальных галактик (называемых нормальными) тех же видимых величин на основе каталога UGCG. За основу классификации приняты хаббловские типы (переведенные в систему де Вокулера в соответствии с данными табл. 26 каталога [13]). При отсутствии хаббловского типа (в основном в случае галактик поздних типов) использовались типы по классификации в системе де Вокулера, если они имелись. Галактики типа Iгг II включались в подгруппу S0, S0-a галактик. Словами «пара, триплет» отмечены объекты в тесных системах, которые Нильсоном не классифицировались.

Таблица 1

МОРФОЛОГИЯ ГАЛАКТИК С $13.0 < m_p < 14.0$
В КАТАЛОГЕ UGCG

Морфологический класс	Галактики Маркарьяна		Нормальные галактики	
	число	%	число	%
E	0	0.0	132	10.4
E-S0	1	0.8	39	3.1
S0, S0-a	23	19.3	217	17.0
Sa, Sab	19	16.0	136	10.7
Sb, Sbc	13	10.9	205	16.1
Sc, Scd	8	6.7	191	15.0
Sd, Sdm	3	2.5	21	2.3
Sm, Im	3	2.5	39	3.1
S...	12	10.1	172	13.5
...	32	26.9	99	7.8
Пара, триплет	5	4.2	14	1.1

Одной из особенностей морфологии галактик Маркарьяна, судя по табл. 1, является почти четырехкратное преобладание галактик, классифицированных как «...», по сравнению с нормальными галактиками. Судя по классификациям, приведенным Хакра [9], это в основном галактики поздних типов (3/5 из них имеют типы Sc и позднее), которые, по-видимому, из-за малых размеров и передержек трудно классифицировать на отпечатках Паломарского атласа неба. В частности, согласно Хакра 1/3 неклассифицированных Нильсоном объектов является галактиками типа Sm, Im, к тем же типам принадлежит 1/2 объектов из класса «пара, триплет». Прибавляя эти трудноклассифицируемые Sm, Im галактики к галактикам, классифицированным Нильсоном как Sm, Im, получаем, что

среди галактик Маркаряна имеется $(14 \pm 4)\%$ галактик этих типов против $(6 \pm 1)\%$ среди остальных галактик. Итак, статистика типов галактик, определенных Нильсоном, не противоречит тезису Хакра о том, что среди галактик Маркаряна доля спиралей поздних типов заметно повышена по сравнению с остальными галактиками.

В то же время согласно табл. 1 существует относительный дефицит спиралей средних типов (Sb—Scd) среди галактик Маркаряна. Однако, если прибавить к ним вероятную долю этих спиралей среди неклассифицированных галактик, то дефицит этот заметно уменьшается, хотя может быть и не исчезает полностью (среди галактик Маркаряна доля спиралей Sb—Scd $(24 \pm 5)\%$ против $(33 \pm 2)\%$ среди остальных галактик).

3. Дефицит нормальных эллиптических галактик среди галактик Маркаряна. Согласно классификациям Нильсона, среди галактик Маркаряна почти нет эллиптических галактик. Это следует из данных, представленных в табл. 1, и подтверждается типами галактик в каталоге UGCG в других диапазонах m_p . Так, из 20 галактик Маркаряна с $m_p < 13.0$ ни одна не классифицирована Нильсоном как эллиптическая. Из 98 галактик с $14.1 \leq m_p \leq 14.5$ только одна (Мки 806) классифицирована Нильсоном как E-галактика, а одной (Мки 900) присвоен тип E?. Не исключено, что эти более слабые объекты с малыми угловыми размерами ($d \leq 1.0$) ошибочно классифицированы как галактики типа E.

Этому резко противоречат данные Хакра [9]. Чтобы выяснить причину значительного различия в доли галактик типа E среди галактик Маркаряна по Нильсону [11] и Хакра [9], галактики Маркаряна, классифицированные Хакра как эллиптические, просматривались нами на картах Паломарского атласа неба и были собраны типы исследуемых галактик, найденные другими авторами (табл. 2 и примечания к ней).

Из данных табл. 2 можно сделать вывод, что противоречие между результатами Хакра и Нильсона не вызвано присваиванием тем или другим автором ошибочных типов изучаемым галактикам. В первую очередь расхождения обусловлены различиями в примененных классификационных системах (хотя оба использовали классификационную последовательность Хаббла).

Во-первых, Нильсоном особо выделены компактные галактики. В целесообразности выделения класса компактных галактик после появления «Морфологического каталога галактик» Воронцова-Вельяминова и сотрудников [14] и работ Цвикки [15] вряд ли приходится сомневаться [16]. Отметим, что галактики, отмеченные в табл. 2 Нильсоном как компактные, кроме компактности еще чем-то должны отличаться от нормальных галактик E, поскольку им не присвоен встречающийся в каталоге UGCG тип "E compact".

Во-вторых, Нильсон не классифицировал галактики с пекулярностями (выбросы, возмущения форм и т. д.) как галактики Е, в его каталоге UGCC встречаются типы "S... Peculiar" и "... Peculiar", но нет типа "Е Peculiar". В частности, галактики Маркарян 85, 616 и 656, считавшиеся галактиками Е как у Хакра, так и в [7, 13, 17], имеют пекулярности, видимые на Паломарском атласе неба (см. примечания к табл. 2), что отметил и Хакра, присвоив им типы E_p .

Таблица 2

ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯНА КЛАССИФИЦИРОВАННЫЕ КАК ГАЛАКТИКИ ТИПА Е ПО ХАКРА [9]

Мки №	m_p	axb [11]	Морфологический тип			
			Хакра [9]	Нильсон [11]	ВВ [14]	Другие
3	13.8	(1.8×1.6)	Е	S0:	Е	S0 [17]
85	13.8	1.4×1.2	EIp	...Pec.	(N); Hb	E_p [13]
131	13.8	1.2×1.1	E1	S0	Е	Е—S0 [13]
313	13.3	1.2×0.7	E_p	SB0	Fa?; H	S0 [13], ? [7]
336	13.8	1.1×0.7	E5	...	—	—
341	13.3	—	E3	—	F; Twa	$S0p$ [13]
421	13.1	0.8×0.6	E1	Extr. comp.	—	—
452	14.0	1.0×0.7	E5	S0	F; H	Sa? [7]
501	13.7	(1.2×1.0)	E2/S0	Extr. comp.	E?	—
608	13.7	—	E3	—	N; 1 sat	—
616	13.3	1.5×0.8	$E2p$	Comp.	N; H p	E_p [13]
626	13.8	0.7×0.7	E0	Comp.	(N)? H	—
656	13.7	1.0×0.8	$E_p?$	S0:	Е	Е [13]

• *Примечания.*

- 3 — Галактика типа Сейферта.
- 85 — Через все тело галактики простирается полоса поглощения.
- 313 — Это NGC 7465 в тройной Holm № 802. Плотный крупный балдж с возможным радиальным выбросом в восточной части до 18" от центра; на юге вереница конденсаций протяженностью 120" [7]. Эта внешняя узкая дуга видна и на Паломарском атласе.
- 341 — Пара взаимодействующих в контакте галактик [14].
- 616 — Это NGC 1588. Образует взаимодействующую пару с NGC 1587, туман вокруг NGC 1588 возмущен [14].
- 656 — Внешняя изопота внутренней яркой части галактики отклоняется от правильного эллипса, особенно в красных лучах.

В-третьих, в трактовке Хакра класс эллиптических галактик шире не только в том смысле, что содержит галактики с пекулярностями и компактные объекты, но включает и некоторые галактики, отнесенные к соседним классам Е—S0 и S0 Нильсоном и другими авторами.

Таким образом, в надежности типов галактик, представленных в UGCG, по-видимому, не следует сомневаться. Разногласие в вопросе о доли галактик E среди галактик Маркаряна вызвано просто тем, что в трактовке Нильсона класс E-галактик, хотя включает в себя примерно десятую долю всех галактик, значительно более узок, чем в трактовке Хакра. Результат, представленный в табл. 1, следует понимать как отсутствие среди галактик Маркаряна с $13.0 \leq m_p \leq 14.0$ нормальных эллиптических галактик. В то же время среди галактик Маркаряна много относительно нормальных спиральных галактик (только примерно 1/5 часть спиральных галактик Маркаряна отмечена Нильсоном как компактные и пекулярные).

4. Галактики с перемычками среди галактик Маркаряна. Согласно Каллогляну [5] среди галактик Маркаряна, имеющих хаббловские типы, преобладают галактики с перемычками. С другой стороны, по Хакра [9] средняя доля спиралей с перемычками примерно одинакова среди галактик Маркаряна и среди остальных галактик. В качестве объяснения противоречия между результатами его и Каллогляна [5] Хакра указал на возможность различий в трактовке галактик смешанных типов (типа АВ).

Таблица 3

ГАЛАКТИКИ С ПЕРЕМЫЧКАМИ СРЕДИ ГАЛАКТИК РАЗНЫХ
ТИПОВ ПО КАТАЛОГУ UGCG ($13.0 < m_p < 14.0$)

Тип галактики	Галактики Маркаряна		Остальные галактики	
	Число галактик с признаком В	%	Число галактик с признаком В	%
S0, S0-a	9	39	27	12.4
Sa, Sab	7.5	39	42.5	31.2
Sb, Sbc	8	62	83	40.5
Sc, Scd	6	75	35	18.3
Sa—Scd	21.5	53	160.5	30.2

В табл. 3 представлены данные о встречаемости галактик с перемычками среди спиральных галактик по классификациям Нильсона [11]. Галактики смешанных типов (AB, Sb/SBb и т. п.) включены в выборки галактик с перемычками (В) и без перемычек с весами 0.5. Видно, что во всех подклассах спиралей доля галактик с перемычками среди галактик Маркаряна выше по сравнению с остальными галактиками.

Неуверенность в данных в первую очередь связана с тем, что заметная доля галактик Маркаряна Нильсоном не классифицировалась (см. табл. 1), а также с малой численностью выборки. Дополнительную информацию можно получить, используя классификации, представленные Хакра [9]. Сравнение классификаций Нильсона и Хакра по признаку перемыч-

ки показывает очень хорошее согласие: 90% классификаций согласуется, доля галактик, имеющих перемычки, одинакова. Из неклассифицированных Нильсоном галактик Хакра классифицировал 15 как Sa—Scd галактики, из них 8 как галактики с перемычками. Таким образом, данные Хакра дополняют и подтверждают данные табл. 3. То же подтверждается и классификациями Нильсона для более слабых галактик. В частности, в интервале $14.1 \leq m_p \leq 14.5$ из 16 галактик Маркаряна, классифицированных Нильсоном Sa—Scd галактики, 10 имеют перемычки.

Итак, морфология галактик в каталоге UGCG [11] подтверждает заключение Каллогляна [5] об относительно высокой доле галактик с перемычками среди галактик Маркаряна. Из галактик Маркаряна с типами Sa—Scd примерно половина или больше имеют перемычки, среди остальных галактик тех же типов перемычки встречаются у $\sim 1/3$.

5. *Заключение.* На основе морфологических типов галактик с $m_p \leq 14.5$, определенных Нильсоном, можно сделать следующие выводы:

1. Подтверждается отмеченная ранее Каллогляном [5] относительно высокая доля галактик с перемычками среди спиральных галактик Маркаряна.

2. Среди галактик Маркаряна доля нормальных галактик типа E составляет лишь $\approx 1\%$ против 10% среди остальных галактик тех же видимых звездных величин.

Дефицитом (отсутствием?) эллиптических галактик совокупность галактик с ультрафиолетовым континуумом похожа на их подгруппу — на галактики типа Сейферта. На вероятный дефицит эллиптических галактик среди галактик Сейферта указывал Адамс [17].

Автор признателен В. Д. Малюто за полезное обсуждение, А. К. Йёзвэр за помощь при обработке каталогов.

Институт астрофизики и физики
атмосферы АН Эст.ССР

A DEFICIENCY OF NORMAL ELLIPTICAL GALAXIES AMONG MARKARIAN GALAXIES

M. M. JÖEVEER

A study of morphological types of galaxies in the UGCG catalogue reveals a strong deficiency of normal elliptical galaxies among the Markarian galaxies. In the Markarian sample only $\approx 1\%$ of the objects are normal elliptical galaxies against 10% among other galaxies. There is an excess of barred spirals in the Markarian sample, approximately

one-half of Markarian Sa-Scd spirals are barred, among non-Markarian spirals $\sim 1/3$ are barred.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 433, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 201, 363, 549, 1979; 17, 619, 1981.
4. А. Т. Каллозлян, *Астрофизика*, 4, 475, 1968.
5. А. Т. Каллозлян, *Астрофизика*, 7, 521, 1971.
6. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллозлян, *Астрофизика*, 11, 369, 1975.
7. С. Casini, J. Heidmann, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 24, 473, 1976; 34, 91, 1978.
8. J. W. Sulentic, *Astr. n. J.*, 81, 582, 1976.
9. J. P. Huchra, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 35, 171, 1977.
10. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, The University of Texas Press, Austin, 1964.
11. P. Nilson, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, Uppsala, 1973.
12. Б. Е. Маркарян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 34, 3, 1963.
13. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, University of Texas Press, Austin and London, 1976.
14. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, А. А. Красногорская, *Морфологический каталог галактик, I—V*, МГУ, М., 1962—1974.
15. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Postruptive Galaxies*, Zuerich, 1971.
16. Б. А. Воронцов-Вельяминов, *Астрон. ж.*, 54, 254, 1977.
17. T. F. Adams, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 33, 19, 1977.

УДК: 524.7—33

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. П. РЕШЕТНИКОВ

Поступила 11 июня 1985

Принята к печати 20 сентября 1985

На основе выборки из 219 сейфертовских галактик (Sy G) в интервале абсолютных звездных величин $-18.5 > M_p > -24.5$ построена функция светимости (ФС) и определена полная пространственная плотность ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$ Мпк $^{-3}$) Sy G. Показано, что сейфертовские галактики, входящие в обзор Маркаряна, составляют (20—30)% всех Sy G в этом диапазоне абсолютных величин. Галактики типа Sy 2 составляют не менее половины всех Sy G. Показано, что яркое крыло ФС оптических выборок галактик поля, Sy G и квазаров образуют непрерывную ФС, соответствующую показателю $n \approx 3.7$ в зависимости пространственной плотности от фотографической светимости ($\varphi \sim L_p^{-n}$). При $M_p > -22.5$ наблюдаемая ФС Sy G хорошо приближается функцией Шехтера.

1. *Введение.* В последние годы заметно увеличилось число известных сейфертовских галактик (Sy G) — в работе [1], например, содержатся сведения о 554 Sy G и сходных с ними объектах. Это позволяет на более обширном наблюдательном материале пересмотреть предыдущие определения функции светимости (ФС), выполненные, например, в работах Нотти и Рихтера [2], Хукры и Сарджента [3], Аракеяна [4], Дибая и Романова [5], Тербижа [6] и Мерса и Вилсона [7].

Важной особенностью всех указанных работ является то, что ФС Sy G строилась в них по выборкам галактик, полностью (либо почти полностью) принадлежащих обзору Маркаряна. Тем самым определялась ФС не галактик Сейферта в классическом понимании (галактики с широкими эмиссионными линиями), а их подмножества — сейфертовских галактик с заметным ультрафиолетовым избытком (Sy M). Наблюдения последних лет существенно увеличили число ярких сейфертовских галактик, не принадлежащих обзору Маркаряна (Sy), в связи с чем стала актуальной задача найти и сравнить ФС Sy, Sy M и всей совокупности сейфертовских галактик — Sy G.

Второй важный вопрос, рассматриваемый в настоящей статье, — определение относительной доли сейфертовских галактик второго типа (Sy 2).

Недавно Василевски [8], исследовав в избранной области неба практически полную выборку галактик с эмиссионными линиями, пришел к выводу, что число Sy 2 должно превышать число Sy 1, в то время как во всех работах, где оценивалась доля Sy 2 среди всех Sy G (см., например, [6, 9]), она получалась меньше 0.5.

2. *Выборка галактик.* а) *Общее описание.* В основу нашей выборки был положен список Sy G, приведенный Теребижем в [6]. Область выборки определяется условиями:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \alpha = 3^{\text{h}}0 - 5^{\text{h}}5, & -15^{\circ} \leq \delta \leq 10^{\circ}, \\ \alpha = 6^{\text{h}}0 - 18^{\text{h}}0, & \delta \geq 0^{\circ}, \\ \alpha = 20^{\text{h}}5 - 3^{\text{h}}0, & \delta \geq -15^{\circ} \end{array} \right.$$

и $|b''| \geq 20^{\circ}$.

Телесный угол области $\Omega = 4.62$ ср. $\approx 15\,000$ кв. град. К 121 объекту исходной выборки добавлено 98 новых. (Основные источники сведений о галактиках [8, 10—18].) Результирующая выборка содержит 219 объектов (~ 1 галактика на 70 кв. град.), из которых Sy 1 — 121, Sy 2 — 67, а для остальных классификация либо отсутствует, либо они относятся к промежуточным подклассам. 127 галактик входят в списки объектов Маркаряна (58%). Для 124 галактик использованы оценки видимой величины, приведенные в [19], для 68 — оценки из обзора Маркаряна и второго Бюраканского спектрального обзора [18], а для 16 имеющиеся величины в фильтре B пересчитаны согласно [20] в систему каталога Цвикки. Средняя видимая величина Sy G выборки, исправленная за поглощение в Галактике ($A_p = 0.24 \text{ csc } |b|$), составляет $14^{\text{m}}5$, среднее красное смещение — 0.045.

б) *Поправки к видимым величинам.* Помимо уже упоминавшейся поправки за поглощение света в Галактике в видимые величины Sy G были внесены еще две: 1) K -поправка, 2) поправка за внутреннее поглощение в галактиках.

Внесение K -поправки связано с тем, что 34 объекта выборки (около 15%) имеют значительные красные смещения ($z \geq 0.07$), и отсутствие поправки может исказить вид ФС. K -поправка в соответствии с [21] находилась по формуле $\Delta m_K = K_B \cdot z$, где $K_B = 3$. Это значение согласно [22] можно принять в качестве среднего по всем морфологическим типам спиральных галактик, каковыми в большинстве своем являются Sy G [23]. Точность оценок видимых величин выборки невысока и поэтому K -поправка вносилась лишь для объектов с $z \geq 0.07$, т. е. тогда, когда $\Delta m_K > 0.2$.

Необходимость учета поправки за внутреннее поглощение при построении ФС уже не раз обсуждалась (см., например, [21, 24, 25]). По-видимому, наиболее разумная точка зрения по этому вопросу изложена Краан-Кортвегом в [25]: вопрос о внесении поправки зависит от цели, для которой будет использоваться ФС. Если, например, нужен интегральный оптический фон от галактик, то требуется неисправленная, «видимая» ФС. Если же необходимо найти физически значимое отношение \mathfrak{M}/L , то поправка должна быть учтена. Поэтому в настоящей работе ФС сейфертовских галактик строилась как с учетом, так и без учета этой поправки.

Поправка за внутреннее поглощение бралась в виде $A_p = 1.35 \cdot \lg a/b$ [26]. Сведения о видимых отношениях осей галактик взяты из [27, 28], для части SyG использованы размеры, приведенные в списках объектов Маркаряна и второго Бюраканского спектрального обзора.

3. *Метод расчета функции светимости.* Для нахождения ФС использован метод Неймана и Скотт [29], усовершенствованный Теребижем и подробно изложенный в [6]. Этот метод при условии, что включение галактики в выборку — случайное событие с вероятностью, определяемой ее видимой величиной (т. е. селекция зависит только от m , но не от M), позволяет определить ФС по неполной выборке объектов. Процедура расчета функции светимости по Нейману и Скотт заключается в следующем: проверяется предположение о независимости селекции от M (прямой проверкой этого является отсутствие корреляции между видимыми и абсолютными величинами галактик выборки), а затем после выбора аналитических приближений для распределений галактик выборки отдельно по m и M и задания вида функции селекции (она определяет вероятность включения в выборку галактики с видимой величиной m) находится ФС.

Теребиж предложил использовать не аналитические приближения, а реальные дискретные распределения галактик по m и M , что более удобно на практике. Функция селекции определяется им следующим образом. Считается, что до видимой величины $m_1 \leq m_*$ (m_* — предельная величина выборки) известны все объекты, а в промежутке $[m_1, m_*]$ $p(m)$ пропорциональна реально наблюдаемому числу объектов, т. е.

$$p(m) = \begin{cases} 1 & , \quad m \leq m_1, \\ n(m)/n(m_1) \cdot \text{dex}[0.6(m - m_1)], & m_1 \leq m \leq m_*, \end{cases}$$

где $n(m) = dN(m)/dm$. Это позволяет в явном виде выписать формулы для независимого нахождения нормированной функции светимости $\psi(M)$ и полной пространственной плотности ζ_0 (формулы (4) и (8) в [6]). Результирующая ФС (число объектов в единице объема,

светимость которых заключена в промежутке $\left[M - \frac{1}{2} \Delta M, M + \frac{1}{2} \Delta M \right]$, определяется затем как их произведение: $\varphi(M) = \rho_0 \cdot \psi(M)$ (Мпк⁻³ · вел⁻¹).

Достоинством изложенного метода является независимое нахождение $\psi(M)$ и ρ_0 . Это важно потому, что эти величины содержат ошибки разной природы и определяются с разной точностью. Нормированная ФС зависит только от распределения галактик по M , и ее ошибки определяются случайными ошибками нахождения абсолютных величин галактик. Полная пространственная плотность зависит от наблюдаемого распределения галактик по m , искаженного наблюдательной селекцией, и поэтому может содержать систематическую ошибку, связанную с неточным учетом этой селекции.

4. *Результаты и обсуждение.* а) *Нормированная функция светимости.* При определении абсолютных величин нами принималось значение постоянной Хаббла $H = 75$ км/с Мпк. К этому же значению были пересчитаны все использованные в настоящей работе результаты других авторов.

Результаты определения $\psi(M_p)$ представлены в табл. 1, где ψ_* означает величину, исправленную за внутреннее поглощение; N_i — число галактик в интервале $\left[M_p - \frac{1}{2}, M_p + \frac{1}{2} \right]$; σ — стандартное отклонение, найденное через величину $\sigma_{N_i} = \sqrt{N_i(1 - N_i/N)}$ (N — полное число объектов в выборке).

На рис. 1 изображена нормированная ФС для разных подвыборок: для Sy M и Sy, имеющих оценки видимой величины по каталогу Цвикки (отмечены на рис. буквами Zw); для Sy M и Sy с оценками величин из других источников; для всех Sy G (первый столбец табл. 1); указаны также результаты Теребижа [6] и Мерса и Вилсона [7] (все — без учета внутреннего поглощения). Видно, что результаты [6] и [7] очень близки к полученным в настоящей работе по всей совокупности сейфертовских галактик*.

В целом при $M_p \leq -19$ ФС Sy G возрастает. Последующее падение, отмеченное Мерсом и Вилсоном, связано, возможно, с неполнотой обзора Маркаряна для сейфертовских галактик низкой светимости (как видно из рис. 1, это падение обусловлено в основном Sy M).

* Таким образом включение в выборку объектов с большими красными смещениями, которые отсутствовали в выборках работ [6] и [7], не оказало заметного влияния на вид функции светимости.

Таблица 1

НОРМИРОВАННАЯ ФУНКЦИЯ СВИТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

M_p	Sy G			Sy						Sy 1						Sy 2					
	$\lg \psi$	σ	N_i	$\lg \psi_s$	σ	N_i	$\lg \psi$	σ	N_i	$\lg \psi_s$	σ	N_i	$\lg \psi$	σ	N_i	$\lg \psi_s$	σ	N_i			
-18.5	-0.47	0.14	9	-0.62	0.19	5	-0.39	0.21	4	-0.45	0.24	3	-0.51	0.21	4	-0.70	0.30	2			
-19.0	-0.29	0.10	18	-0.33	0.12	13	-0.31	0.17	6	-0.33	0.19	5	-0.22	0.12	11	-0.27	0.15	7			
-19.5	-0.45	0.07	29	-0.43	0.09	20	-0.50	0.11	13	-0.54	0.15	8	-0.42	0.12	11	-0.37	0.14	8			
-20.0	-0.48	0.05	52	-0.49	0.06	37	-0.50	0.09	18	-0.53	0.11	14	-0.58	0.08	21	-0.60	0.11	12			
-20.5	-0.62	0.04	69	-0.55	0.05	57	-0.77	0.08	23	-0.65	0.08	21	-0.57	0.05	33	-0.54	0.07	24			
-21.0	-0.88	0.04	76	-0.76	0.04	70	-0.78	0.05	45	-0.74	0.06	37	-0.97	0.07	23	-0.76	0.06	25			
-21.5	-1.21	0.04	68	-1.03	0.04	70	-0.98	0.05	49	-0.90	0.05	44	-1.57	0.10	14	-1.24	0.08	17			
-22.0	-1.67	0.06	44	-1.44	0.05	47	-1.48	0.07	29	-1.27	0.06	32	-1.99	0.13	9	-1.73	0.12	11			
-22.5	-2.30	0.09	19	-2.05	0.03	23	-2.13	0.12	12	-1.87	0.10	16	-2.97	0.30	2	-2.46	0.21	4			
-23.0	-2.92	0.12	12	-2.58	0.11	15	-2.63	0.12	11	-2.43	0.12	11				-3.28	0.30	2			
-23.5	-3.15	0.13	11	-3.06	0.14	9	-2.79	0.13	10	-2.74	0.15	8									
-24.0	-3.96	0.21	4	-3.82	0.21	4	-3.72	0.24	3	-3.65	0.24	3									
-24.5	-4.85	0.43	1	-4.25	0.30	2	-4.49	0.43	1	-3.92	0.30	2									

На рис. 1 хорошо заметна «ступенька» на ФС в районе $M_p \simeq -23$. Величина этого отклонения от предшествующего плавного падения $\psi(M_p)$ превышает ошибки определения ФС, однако более убедительным доводом в пользу его реальности является то, что это отклонение прослеживается по двум разным подвыборкам (Sy и SyM), в которых есть галактики с $M_p < -23$.

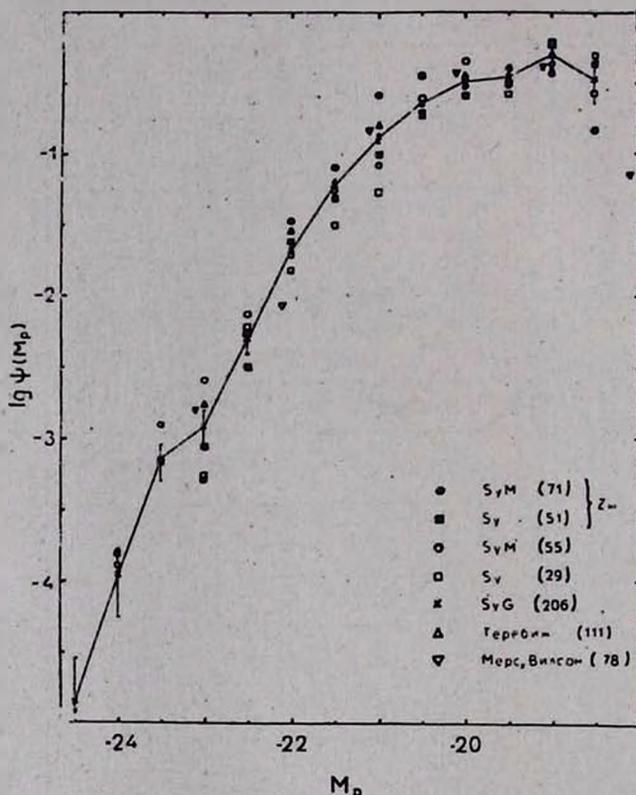


Рис. 1. Нормированная ФС для разных выборок сейфертовских галактик. В скобках указан объем выборки.

Табл. 1 наглядно демонстрирует влияние внутреннего поглощения на вид функции светимости: при $M_p \leq -23$ число Sy G без его учета заметно недооценивается (в 2 раза для $M_p = -23$). Примечательно, что учет внутреннего поглощения несколько сгладил флуктуации ФС (см. рис. 2). Ранее подобный эффект отмечался Краан-Кортвегом для галактик скопления в Деве [25].

К-поправка заметного влияния на вид ФС не оказала. Единственное, что дал ее учет — продление ФС до $M_p = -24.5$.

б) *Полная пространственная плотность.* Результаты определения полной пространственной плотности сейфертовских галактик представлены в табл. 2, где в первой строке — значение пространственной плотности ρ_0 (Мпк^{-3}) для $M_p \leq -18.5$, во второй — стандартная ошибка, найденная по разбросу ρ_0 при изменении m_1 — параметра функции селекции (см. раздел 3) и в третьей — число галактик, использованных для определения ρ_0 .

Таблица 2

	Sy M	Sy	Sy 1	Sy 2	Sy G
ρ_0	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$9.0 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$
σ	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$0.4 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$0.2 \cdot 10^{-4}$	$0.4 \cdot 10^{-4}$
N	126	80	112	64	206

Табл. 2 показывает, что рассмотрение всей совокупности сейфертовских галактик как объединения двух непересекающихся подмножеств (Sy M и Sy, Sy 1 и Sy 2) дает величину полной пространственной плотности, согласующуюся с найденной по всей выборке. Это служит хорошим контролем полученного значения ρ_0 ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$ Мпк^{-3}), а также косвенно подтверждает соотношения между различными подвыборками Sy G, следующие из табл. 2.

Сравнивая пространственную плотность галактик, принадлежащих обзору Маркаряна, с полной пространственной плотностью всех сейфертовских галактик, можно сделать вывод, что при $M_p \leq -18.5$ Sy M (галактики с заметным ультрафиолетовым избытком) составляют около 1/5 Sy G (1/3, если взять результат Мерса и Вилсона [7]). Этот вывод не является абсолютно неожиданным — различие пространственных плотностей Sy M и классических галактик Сейферта видно еще у Нотни и Рихтера [2], позднее это отмечал Аракелян [4], однако небольшой объем наблюдательного материала заставлял предполагать, что это различие связано, по-видимому, с локальной концентрацией Sy G в направлении скопления в Деве. В настоящей выборке распределение галактик по небесной сфере существенно более равномерное, и тем самым подтверждается различие пространственных плотностей Sy M и Sy.

Относительная доля сейфертовских галактик второго типа в диапазоне абсолютных величин $[-18.5, -22.5]$ составляет около 55%. Не исключено, что пространственная плотность Sy 2 все еще занижена и эту оценку надо, вероятно, считать лишь нижней границей.

В заключение следует отметить, что, как показывают ошибки в табл. 2, пространственная плотность Sy G определяется еще не вполне уверенно и

можно лишь сказать, что она известна с погрешностью, не превышающей 50%.

в) *Функция светимости.* Итоговая ФС сейфертовских галактик $\varphi(M_p)$, $\text{Мпк}^{-3} \text{ вел}^{-1}$, получается из табл. 1 сложением с $\lg \rho_0$ ($\lg \varphi(M_p) = \lg \rho_0 + \lg \psi(M_p)$). Результаты ее определения для Sy G, Sy 1 и Sy 2 изображены на рис. 2.

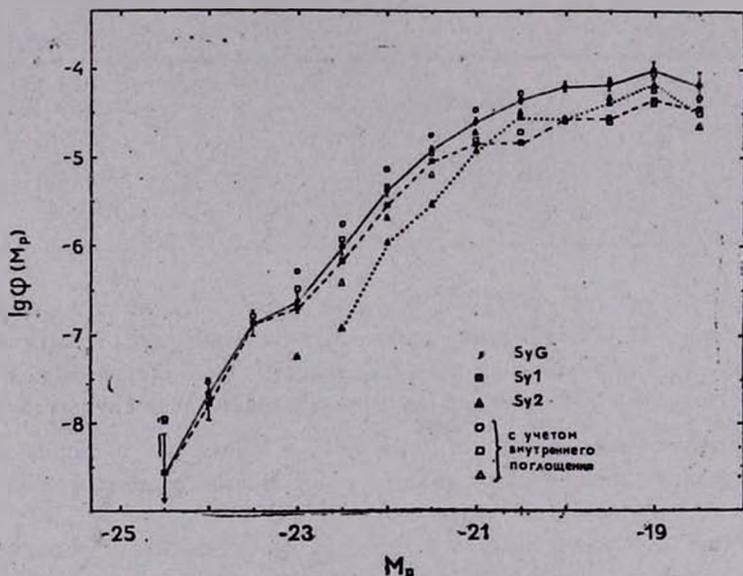


Рис. 2. Функция светимости сейфертовских галактик.

Как видно из этого рисунка, при $M_p > -21$ преобладают Sy 2 и лишь при $M_p < -21$ число Sy 1 начинает существенно превышать число Sy 2. Яркое крыло ФС Sy G целиком определяется Sy 1.

5. *Аналитическое приближение ФС.* а) *Функция Шехтера.* Шехтером [30] предложена аналитическая аппроксимация ФС галактик поля и скоплений в виде:

$$\Phi(L) dL = \Phi^* (L/L^*)^\alpha \cdot \exp(-L/L^*) d(L/L^*),$$

где Φ^* , L^* и α — параметры. В абсолютных величинах это выражение принимает вид [21]:

$$\varphi(M) dM = \frac{2}{5} \ln 10 \cdot \varphi^* \left[\text{dex} \frac{2}{5} (M^* - M) \right]^\beta \times \\ \times \exp \left[-\text{dex} \frac{2}{5} (M^* - M) \right] dM,$$

где φ^* ($\text{Мпк}^{-3} \text{ вел}^{-1}$) — нормировочный множитель; M^* — характеристическая абсолютная звездная величина, определяющая точку перехода ФС с яркого крыла, где функция Шехтера — двойная экспонента, в слабое; $\beta (= \alpha + 1)$ определяет форму слабого крыла. Согласно [25] при $\beta < 0$ ($\alpha < -1.0$) функция Шехтера монотонно возрастает, при $\beta > 0$ ($\alpha > -1.0$) — имеет максимум.

Хорошая точность приближения наблюдаемых ФС и удобные аналитические свойства функции Шехтера обусловили ее широкое применение при построении ФС галактик поля и скоплений (см., например [21, 25]).

б) *Результат приближения.* Как видно из рис. 2, в целом форма функции светимости Sy G не описывается функцией Шехтера. Однако, если условно разбить ФС на два участка (до и после $M_p \approx -23$), то при $M_p > -23$ ее форма близка к описываемой функцией Шехтера. Для простоты приближалась не сама ФС, а ее логарифм, т. е. искался минимум

$$U = \sum_i \frac{(\lg \varphi_i^n - \lg \varphi_i)^2}{\lg \varphi_i},$$

где φ_i^n — приближенное значение ФС. Результат приближения представлен в табл. 3, где в первом столбце — диапазон приближения, во втором и третьем — параметры функции Шехтера M_p^* и β и в четвертом — значение U . Для каждого диапазона во второй строке указано приближение ФС, исправленной за внутреннее поглощение (в первой — не исправленной). Нормировочный множитель для данных табл. 3 $\varphi^* = (10 \pm 1) \cdot 10^{-5}$.

Таблица 3
ПРИБЛИЖЕНИЕ ФС СЕЙФЕРТОВСКИХ
ГАЛАКТИК ФУНКЦИЕЙ ШЕХТЕРА

Диапазон	M_p^*	β	U
[-18.5, -23.0]	-20.95	-0.02	0.035
	-21.10	+0.07	0.030
[-18.5, -22.5]	-20.83	-0.02	0.014
	-20.99	+0.07	0.020
[-19.0, -23.0]	-20.97	-0.09	0.028
	-21.13	-0.05	0.017
[-19.0, -22.5]	-20.86	-0.12	0.006
	-21.03	-0.07	0.004

Табл. 3 показывает, что в диапазоне $-18.5 > M_p > -23$ функция Шехтера хорошо приближает наблюдаемую ФС сейфертовских галактик (см. рис. 3). Заметим также, что φ_s приближается в среднем точнее. Па-

параметр β близок к значению, принимаемому для ФС галактик поля, M_p^* примерно на величину ярче [21].

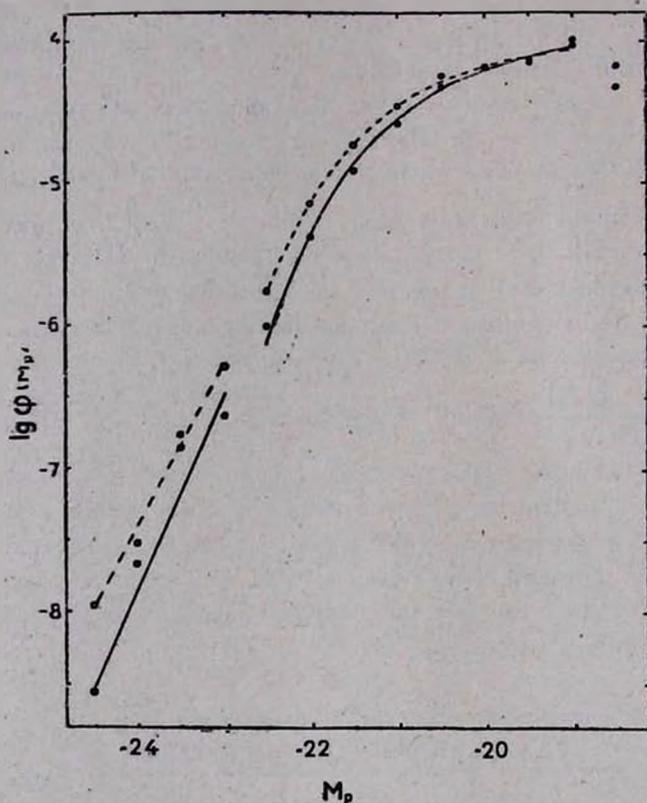


Рис. 3. Аналитическое приближение ФС сейфертовских галактик.

При $M_p \leq -23$ логарифмическая ФС Sy G приближенно может быть представлена линейным законом (метод наименьших квадратов): $\lg \varphi(M_p) \approx 1.37 \cdot M_p + 25.05$. Итоговое приближение функции светимости сейфертовских галактик в диапазоне абсолютных величин $[-18.5, -24.5]$ записывается в виде:

$$\lg \varphi(M_p) = \begin{cases} -0.036 + 0.4 \beta (M_p^* - M_p) - 0.434 \cdot \text{dex}[0.4 (M_p^* - M_p)] + \lg \varphi^*, & M_p \geq -22.5, \\ A \cdot M_p + B, & M_p \leq -23, \end{cases} \quad (1)$$

где $\beta = -0.12$, $M_p^* = -20.86$, $\varphi^* = 9.5 \cdot 10^{-5}$, $A = 1.37 \pm 0.26$, $B = 25.05$.

Результирующее приближение ФС Sy G изображено на рис. 3 (сплошная линия). Пунктиром на этом рисунке показано приближение ФС, испущенной за внутреннее поглощение. Ее параметры функции Шехтера взяты из последней строки табл. 3, $A = 1.16 \pm 0.07$, $B = 20.46$.

ФС Sy 1 и Sy 2 из-за большего разброса точек приближаются менее надежно. Единственное, что стоит отметить, сравнивая параметры их приближения с ФС галактик разных морфологических классов (например, по Краан-Кортвегу [25]), — ФС сейфертовских галактик первого типа близка, по-видимому, к ФС галактик S0/E, S0, а ФС Sy 2 — к галактикам более поздних морфологических классов, что не противоречит современным представлениям о морфологии сейфертовских галактик [23, 31].

6. Сравнение ФС Sy G с ФС других объектов. а) Галактики поля. На рис. 4 изображены ФС Sy G (по (1)) и ФС галактик поля по Фелтену [21]. Сравнение показывает, что при $M_p \leq -22$ большинство галактик является сейфертовскими. В интервале абсолютных звездных величин $[-18.5, -22.5]$ Sy G составляют (1.5—2.0)% галактик поля. Используя (1), находим пространственную плотность светимости Sy G в полосе B, $L \simeq (4.5 \pm 0.5) \cdot 10^8 L_{\odot}/\text{Мпк}^3$, что составляет (3—4)% от соответствующего значения для галактик поля по [21].

б) Квазары. На рис. 4 изображена локальная ($z = 0$) функция светимости оптической выборки квазаров по Шмидту и Грину [32] (модель НН 1, $q_0 = 0.1$). Видно, что при $M_p < -23$ ФС Sy G и квазаров, по-видимому, переходят друг в друга (расхождение линейного участка ФС Sy G и ФС квазаров находится в пределах ошибок определения параметров A и B приближения (1)). В диапазоне абсолютных величин $[-20, -23]$ квазары составляют (2—3)% сейфертовских галактик, (0.1—0.2)% галактик поля.

Рассматривая ядра Sy G как «мини-квазары», т. е. объекты той же природы, но меньшей светимости, следует ожидать, что их ФС будут непрерывно переходить друг в друга. Точками на рис. 4 показана ФС ядер Sy 1, построенная методом наименьших квадратов по данным Верона (табл. 1 в [33]) и пересчитанная из полосы V в B согласно принятому в [33] среднему показателю цвета для ядер Sy 1 $B-V = +0.2$. Несмотря на близость наклонов, ФС квазаров и ядер Sy 1 заметно отличаются (примерно в 10 раз). Это различие, по-видимому, нельзя объяснить ошибками определения функций светимости. Так, согласно [32] слабый конец ФС оптической выборки квазаров практически не меняется для разных космологических моделей и очень близок к найденному ранее Брачези и др. [34]. Вероятным объяснением этого расхождения является установленное в разделе 4б соотношение между Sy M и Sy G: т. к. ФС ядер Sy 1 найдена Вероном по выборке галактик из списков Маркаряна, следовательно

но, если Sy 1 из списков Маркаряна составляют $\sim 1/5$ часть Sy 1 всех сейфертовских галактик, то для сравнения с ФС квазаров ФС ядер Sy 1 на рис. 4 должна быть поднята на $\lg 5 \approx 0.7$, что практически ликвидирует расхождение между ними. Это является еще одним аргументом в пользу заметного различия пространственных плотностей Sy M и Sy G.

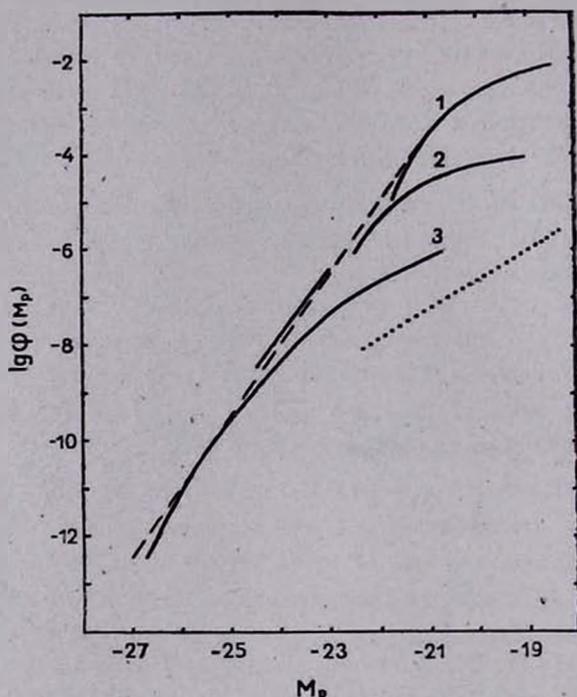


Рис. 4. Функция светимости галактик поля (1), сейфертовских галактик (2) и квазаров (3). Точки — ФС ядер Sy 1.

Представляет интерес, что, как следует из рис. 4, в диапазоне $[-21, -27]$ яркие крылья ФС оптических выборок галактик поля, Sy G и квазаров образуют непрерывную линейную логарифмическую ФС: $\lg \varphi (M_p) \approx 1.47 \cdot M_p + 27.34$ (изображена на рис. 4 пунктиром). Для зависимости $\varphi \sim L_p^{-n}$ это соответствует $n \approx 3.7$.

7. *Заключение.* В настоящей работе показано, что исследовавшиеся ранее сейфертовские галактики с заметным ультрафиолетовым избытком составляют меньшую часть всей совокупности Sy G — класса объектов с широкими эмиссионными линиями. Это может быть связано с тем, что ультрафиолетовый избыток меняется у Sy G в широких пределах и в обзор Маркаряна попали галактики лишь с наиболее сильным. Из этого следует, что пространственная плотность сейфертовских галактик, определен-

ная по аналогичному обзору, но с большей предельной величиной, например, по второму Бюраканскому спектральному обзору, будет выше, чем у Sy M. Еще одна возможная причина — наличие преимущественной ориентации у Sy M [27, 35]: значительная доля галактик, имеющих большой наклон к лучу зрения (что также уменьшает вследствие внутреннего поглощения УФ-избыток), остается неотожествленной как сейфертовские.

Sy 2 составляют не менее половины всех Sy G в диапазоне абсолютных величин $[-18.5, -22.5]$. Интересно отметить, что по мере роста наблюдательного материала доля Sy 2 систематически растет: 0.20 [36], 0.22 [9], ≥ 0.25 [6], 0.28 [37], 0.45 [7], 0.55 (настоящая работа) и этот рост, по-видимому, еще не закончен.

В разделе 5 показано, что при $M_p \geq -22.5$ ФС Sy G хорошо приближается функцией Шехтера с параметром β , близким к значению, принимаемому для галактик поля, и параметром M_p^* примерно на величину ярче. При $M_p < -22.5$ ФС все больше отклоняется от функции Шехтера и сближается с ФС оптической выборки квазаров, что, вероятно, обусловлено усилением вклада активного ядра в общую светимость сейфертовской галактики.

В заключение следует отметить, что в настоящее время актуальной стала задача построения ФС Sy G на основе представительной и полной выборки галактик, имеющих точные фотоэлектрические оценки блеска.

Автор благодарен В. А. Гаген-Торну за полезное обсуждение.

Ленинградский государственный
университет

THE LUMINOSITY FUNCTION OF SEYFERT GALAXIES

V. P. RESHETNIKOV

The luminosity function (LF) of Seyfert galaxies (SyG) in the range $-18.5 \geq M_p \geq -24.5$ has been determined from the sample of 219 galaxies and the total space density ($\sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$) has been found. The survey of Markarian SyG is only (20—30)% of all SyG in this range of absolute magnitudes. The Sy 2 galaxies are not less than a half of all the SyG. The LFs bright wings of the optical samples of field galaxies, SyG and quasars form the continuous LF with the parameter $n \approx 3.7$ in relation between the space density and the photographic luminosity ($\varphi \sim L_p^{-n}$). Schechter's function was found to be a good approximation of the observational LF of SyG for $M_p \geq -22.5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. P. Veron-Cetty, P. Veron*, Sci. Rept. Eur. Southern. Observ., No. 1, 1984.
2. *P. Notni, G. M. Richter*, Astron. Nachr., 294, 95, 1972.
3. *J. Huchra, W. L. W. Sargent*, Astrophys. J., 186, 433, 1974.
4. *М. А. Аракелян*, Астрон. ж., 51, 730, 1974.
5. *Э. А. Дубай, А. М. Романов*, Астрон. ж., 57, 438, 1980.
6. *В. Ю. Теребиж*, Астрофизика, 16, 45, 1980.
7. *E. J. Meurs, A. S. Wilson*, Astron. and Astrophys., 136, 205, 1984.
8. *A. J. Wasilewski*, Astrophys. J., 272, 68, 1983.
9. *А. М. Романов*, Астрон. циркуляр, № 1127, 5, 1980.
10. *J. P. Huchra, W. F. Wyatt, M. Davis*, Astron. J., 87, 1628, 1982.
11. *T. D. Kinman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 202, 53, 1983.
12. *D. E. Osterbrock*, Astrophys. J., 249, 462, 1931.
13. *D. E. Osterbrock, O. Dahari*, Astrophys. J., 273, 478, 1983.
14. *C. W. McAlary, R. A. McLaren, R. J. McGonagal*, Astrophys. J., Suppl. Ser., 52, 341, 1983.
15. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий*, Астрон. циркуляр, № 1125, 4, 1980.
16. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян*, Астрон. циркуляр, № 1134, 6, 1980.
17. *Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян*, Астрон. циркуляр, № 1233, 1, 1982.
18. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян*, Астрофизика, 18, 29, 1983. 20, 213, 1984.
19. *F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, C. T. Kowal*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, Vol. 1—6, 1961—1968.
20. *G. D. Bothun, R. A. Schommer*, Astrophys. J., 235, L23, 1982.
21. *J. E. Felten*, Astron. J., 82, 861, 1977.
22. *W. Pence*, Astrophys. J., 203, 39, 1975.
23. *T. F. Adams*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 33, 19, 1977.
24. *G. A. Tamman, R. Kraan*, The Large Scale Structure of the Universe, Sump. No. 79 of IAU, Eds. M. S. Longair, J. Einasto, 1978. (Русск. пер. Крупномасштабная структура Вселенной, Мир, М., 1981, стр. 84).
25. *R. C. Kraan-Kortsweg*, Astron. and Astrophys., 104, 280, 1981.
26. *J. Heidmann, N. Heidmann, G. de Vaucouleurs*, Mem. Roy. Astron. Soc., 75, 85, 1972.
27. *W. C. Keel*, Astron. J., 85, 198, 1980.
28. *В. Л. Афанасьев*, Письма в Астрон. ж., 7, 390, 1981.
29. *J. Neuman, E. L. Scott*, Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data, Sump. No. 63 of IAU, Ed. M. S. Longair, 1974. (Русск. пер. Космология. Теория и наблюдения, Мир, М., 1978, стр. 173).
30. *P. Schechter*, Astrophys. J., 203, 297, 1976.
31. *S. M. Stmkin, H. J. Su, M. P. Schwarz*, Astrophys. J., 237, 404, 1980.
32. *M. Schmidt, R. F. Green*, Astrophys. J., 269, 352, 1983.
33. *P. Veron*, Astron. and Astrophys., 78, 46, 1979.
34. *A. Braccasi, V. Zittelli, F. Bonoli, L. Formiggioni*, Astron. and Astrophys., 85, 80, 1980.
35. *В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж*, Астрофизика, 16, 393, 1980.
36. *D. W. Weedman*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 15, 69, 1977.
37. *R. W. Goodrich, D. E. Osterbrock*, Astrophys. J., 269, 416, 1983.

УДК: 524.726—77

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЯДЕР ГАЛАКТИК
С ПЕРЕМЫЧКОЙ

А. Т. КАЛЛОГЛЯН, Р. А. КАНДАЛЯН

Поступила 5 октября 1985

Показано, что высокий процент встречаемости радиоизлучения у галактик бюраканских классов 2, 2s, 4 и 5 по сравнению с 1 и 3 достоверно наблюдается только у галактик с перемычкой. Это различие обусловлено галактиками, обладающими одновременно и центральными, и протяженными радиокомпонентами.

1. *Введение.* Вопрос о связи радиоизлучательной способности спиральных галактик с внешним видом их центральных областей (в дальнейшем условно называемых «ядрами») обсуждался неоднократно (см., например, [1—3]). При этом в качестве характеристики внешнего вида ядра использовались классы Бюраканской классификации галактик [4]. Как известно, на одном конце этой классификационной схемы находятся галактики без выделяющихся ядер, обозначенные баллом 1, на другом — галактики со звездоподобными или звездообразными ядрами, имеющие 4 и 5 баллов соответственно. Галактики балла 2 имеют в центре некоторое сгущение неправильной формы, а галактики балла 2s обладают расщепленными ядрами. Наконец, в центральных частях галактик балла 3 яркость хотя и возрастает постепенно к центру, но на этом ярком фоне более или менее резко выделяющегося ядра не видно.

В работах [1, 3] Г. М. Товмасыаном был получен вывод о том, что частота встречаемости радиоизлучения спиральных галактик существенно выше в классах 2, 2s, 4 и 5, чем в классах 1 и 3. Однако в этих работах не было произведено сопоставления данных для нормальных спиралей и спиралей с перемычкой. Между тем, раздельное рассмотрение двух типов спиральных галактик с точки зрения частоты встречаемости радиоизлучения представляет определенный интерес в свете выдвинутого еще в 1965 г. В. А. Амбарцумяном предположения о возможном, за время эволюции галактики, выбросе вещества перемычек из ядер соответствующих галактик [5].

В настоящей работе на основании данных радионаблюдений на частоте 1.4 ГГц исследовано распределение частоты встречаемости по бюраканским классам галактик и произведено сопоставление нормальных спиральных галактик с галактиками с перемычкой.

2. *Наблюдательный материал.* В работе Хаммела [6] приведены результаты наблюдений 450 нормальных галактик ярче 13.0 звездной величины на частоте 1.4 ГГц, выполненных с помощью Вестерборкского радиотелескопа апертурного синтеза. На этой частоте среднее угловое разрешение радиотелескопа составляет $\sim 23''$, а чувствительность по потоку ~ 10 мЯн для точечных источников и 50 мЯн в случае протяженных источников. Из этого списка мы отобрали только те спиральные галактики (галактики SO к статистическому анализу не привлекались), для которых имеется классификация их центральных частей согласно [4]. При этом были исключены галактики с отношением малых и больших осей меньше 0.2, в случае которых имеется неуверенность в оценках классов ядер.

На рис. 1 приведены распределения относительного числа SB (спирали с перемычкой) и SA + SX + SB (SA — нормальные спирали, SX — промежуточные спирали между SA и SB) галактик по расстоянию. Видно, что основная часть галактик SA, SX, SB находится ближе 27 Мпк ($H_0 = 100$ км/с Мпк). Галактики с расстоянием больше 27 Мпк составляют менее 6% от общего числа. Поскольку случайное преобладание этих галактик в том или другом классе ядер могло бы исказить действительную картину, эти галактики были также исключены из нашей выборки.

Таким образом, общее число объектов, удовлетворяющих вышеприведенным условиям, составляет 204. У 60 из них были обнаружены центральные компоненты, а протяженные детали — у 96. Из 204 объектов 54 являются типа SB, 77 — типа SX, а 73 — типа SA. Тип спиральной галактики и расстояние также брались из [6].

Следует отметить, что в литературе имеются результаты радионаблюдений для нескольких спиральных галактик, не вошедших в [6], но удовлетворяющих условиям нашей выборки. Однако, для сохранения однородности использованного материала, эти объекты не были включены в нашу выборку, хотя их учет не повлиял бы на окончательные результаты.

3. *Результаты.* В табл. 1 приведены распределения частоты встречаемости радиоизлучения по бюраканским классам для галактик типов SB, SX и SA, как в отдельности, так и для совокупности всех трех типов. При этом частоты встречаемости приводятся для галактик, радиоизлучение которых имеет только центральный компактный компонент (Ц) — первая строка; и центральный, и протяженный компоненты (ЦП) — вторая строка; только протяженный компонент (П) — третья строка. В четвертой строке

объединены данные первых двух строк, а пятой — первых трех. Знаменатель дроби в таблице показывает общее число наблюдаемых галактик в данном классе, а числитель — число галактик, имеющих соответствующие компоненты радиоизлучения. В последнем столбце приводятся суммарные данные для соответствующих компонентов, независимо от бюраканских классов. Частоты встречаемости радиоизлучения и их ошибки приведены в процентах.

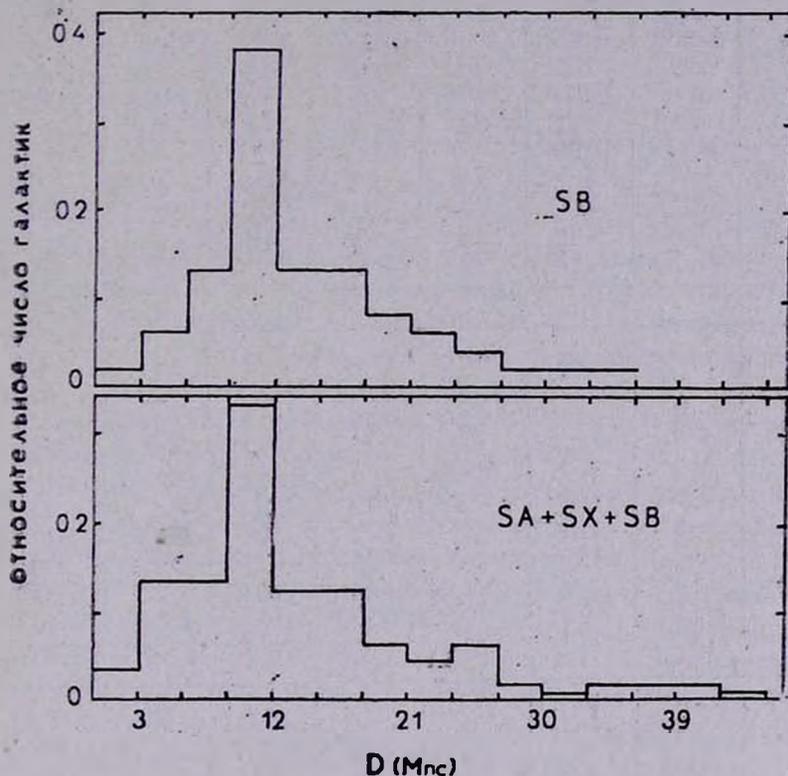


Рис. 1. Распределение спиральных галактик по расстоянию.

Как видно из данных табл. 1, во многих классах число наблюдаемых объектов недостаточно велико, чтобы надежно определить и сопоставить долю галактик с обнаруженным радиоизлучением в разных классах и морфологических типах. Однако рассмотрение данных, приведенных в последнем столбце и последней строке табл. 1, где число наблюдаемых галактик во многих случаях достаточно велико для разных морфологических типов, приводит к некоторым интересным результатам. Во-первых, в то время, как в случае выборок SX, SA и SB + SX + SA частота встречаемости радиоизлучения растет вдоль последовательности радиоконпонентов

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО КОЛИЧЕСТВА (В ПРОЦЕНТАХ)
ГАЛАКТИК С РАЗЛИЧНЫМИ РАДИОКОМПОНЕНТАМИ
ПО БЮРАКАНСКИМ КЛАССАМ
SB

Компонент	Класс						
	1	2	2s	3	4	5	Общий
1	2	3	4	5	6	7	8
Ц	2/9 22±16	2/12 17±14	0/3 0	2/20 10±7	2/6 33±23	1/4 25±25	9/54 17±6
ЦП	0/9 0	2/12 17±14	3/3 100	1/20 5±5	0/6 0	1/4 25±25	7/54 13±5
П	2/9 22±16	2/12 17±14	0/3 0	2/20 10±7	2/6 33±23	0/4 0	8/54 15±5
Ц+ЦП	2/9 22±16	4/12 33±17	3/3 100	3/20 15±9	2/6 33±23	2/4 50±35	16/54 30±7
Ц+ЦП+П	4/9 44±22	6/12 50±20	3/3 100	5/20 25±11	4/6 67±33	2/4 50±35	24/54 44±9

SX

Ц	0/4 0	0/16 0	0/2 0	1/14 7±7	3/28 11±6	5/13 38±17	9/77 12±4
ЦП	0/4 0	2/16 12±9	2/2 100	3/14 21±12	9/28 32±11	1/13 8±8	17/77 22±5
П	2/4 50±35	7/16 44±16	0/2 0	9/14 64±21	6/28 21±9	5/13 38±17	29/77 38±7
Ц+ЦП	0/4 0	2/16 12±9	2/2 100	4/14 29±14	12/28 43±12	6/13 46±19	26/77 34±7
Ц+ЦП+П	2/4 50±35	9/16 56±19	2/2 100	13/14 93±25	18/28 64±15	11/13 85±25	55/77 71±10

SA

Ц	0/3 0	3/23 13±7	0/1 0	2/21 9±6	2/22 9±6	0/3 0	7/73 10±4
ЦП	0/3 0	2/23 9±6	0/1 0	5/21 24±11	3/22 14±8	1/3 33±33	11/73 15±4
П	0/3 0	8/23 35±12	0/1 0	5/21 24±11	9/22 41±14	2/3 67±47	24/73 33±7
Ц+ЦП	0/3 0	5/23 22±10	0/1 0	7/21 33±12	5/22 23±10	1/3 33±33	18/73 25±6
Ц+ЦП+П	0/3 0	13/23 56±16	0/1 0	12/21 57±16	14/22 64±17	3/3 100	42/73 57±9

Таблица 1 (окончание)

SB + SX + SA

1	2	3	4	5	6	7	8
Ц	2/16 12±9	5/51 10±4	0/6 0	5/55 9±4	7/56 12±5	5/20 30±12	25/204 12±2
ЦП	0/16 0	6/51 12±5	5/6 83±37	9/55 16±5	12/56 21±6	3/20 15±9	35/204 17±3
П	4/16 25±12	17/51 33±8	0/5 0	16/55 29±7	17/56 30±7	7/20 35±13	61/204 30±4
Ц+ЦП	2/16 12±9	11/51 22±6	5/6 83±37	14/55 25±7	19/56 34±8	9/20 45±15	60/204 29±4
Ц+ЦП+П	6/16 37±15	28/51 55±0	5/6 83±37	30/55 54±10	36/56 64±11	16/20 80±20	121/204 59±5

Ц—ЦП—П, в случае галактик SB она практически остается постоянной. При этом процент галактик, имеющих только центральные компоненты несколько выше у SB-галактик, чем у SX и SA. В случае же других радиокомпонентов имеет место обратное. По-видимому, эти различия обусловлены тем, что радиоизлучение в SB-галактиках более часто локализовано в их центральных частях. Во-вторых, Ц+ЦП компоненты одинаково часто встречаются во всех трех типах спиральных галактик. В-третьих, данные последней строки табл. 1 показывают, что наибольший процент встречаемости радиоизлучения наблюдается у классов 2s и 5, а наименьший — у класса 1. Небезынтересно отметить, что по частоте встречаемости радиоизлучения галактики класса 3 не отличаются от галактик классов 2 и 4.

Чтобы проводить более надежную статистику, мы нашли целесообразным объединить некоторые бюраканские классы в одну группу. По имеющимся в литературе данным [1—3, 7] ядра галактик классов 2, 2s, 4, 5 являются более активными в радиодиапазоне, чем галактики классов 1 и 3. Несмотря на полученный выше противоречивый результат в отношении галактик класса 3, галактики классов 2, 2s, 4, 5 объединены в одну группу, а классов 1, 3 — в другую. Результаты соответствующих подсчетов приведены в табл. 2, которая по структуре аналогична табл. 1. Отметим лишь, что в последнем столбце табл. 2 приводится вероятность (P) того, что разница, наблюдаемая между частотами встречаемости радиоисточников в отдельных группах, не является случайной.

Из данных строк Ц+ЦП+П табл. 2 видно, что частота встречаемости радиоизлучения выше у группы классов 2, 2s, 4, 5, чем в группе 1, 3 только в случае SB-галактик. Это различие для SB-галактик обусловлено объектами, обладающими одновременно и центральными, и протяженными компонентами.

В случае SX-галактик наблюдается обратное SB-галактикам явление, а именно, галактики группы 1, 3 обладают повышенной частотой встречае-

мости радиоизлучения по сравнению с галактиками в группе 2, 2s, 4, 5 (строка Ц+ЦП+П), что обусловлено галактиками, имеющими только протяженные компоненты.

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО КОЛИЧЕСТВА (В ПРОЦЕНТАХ) ГАЛАКТИК С РАЗЛИЧНЫМИ РАДИОКОМПОНЕНТАМИ ПО ДВУМ ГРУППАМ БЮРАКАНСКИХ КЛАССОВ

SB

Компонент	Группа		
	1, 3	2, 2s, 4, 5	P %
Ц	4/29 14±7	5/25 20±9	40
ЦП	1/29 3±3	6/25 24±10	97
П	4/29 14±7	4/25 16±8	15
Ц+ЦП	5/29 17±8	11/25 44±13	93
Ц+ЦП+П	9/29 31±10	15/25 60±15	85

SX

Ц	1/18 5±5	8/59 13±5	60
ЦП	3/18 17±10	14/59 24±6	40
П	11/18 61±18	18/59 30±7	90
Ц+ЦП	4/18 22±11	22/59 37±8	70
Ц+ЦП+П	15/18 83±22	40/59 68±11	50

SA

Ц	2/24 8±6	5/49 10±4	23
ЦП	5/24 21±9	6/49 12±5	65
П	5/24 21±9	19/49 39±9	82
Ц+ЦП	7/24 29±11	11/49 22±7	40
Ц+ЦП+П	12/24 50±14	30/49 61±11	45

SB+SX+SA

Ц	7/71 10±4	18/133 13±3	45
ЦП	9/71 13±4	26/133 19±4	70
П	20/71 28±6	41/133 31±5	30
Ц+ЦП	16/71 22±5	44/133 33±5	87
Ц+ЦП+П	36/71 51±8	85/133 64±7	75

Следует отметить, что у всех трех типов спиралей галактики, обладающие только центральными компонентами, в обеих группах бюраканских классов встречаются одинаково часто. Между тем, по наличию только про-

тяженных компонентов или же и протяженных, и центральных компонентов указанные группы ведут себя по-разному для разных морфологических типов.

Исходя из вышеизложенного, можно сказать, что некоторое повышение частоты встречаемости радиоизлучения в группе 2, 2s, 4, 5 над группой 1, 3 в выборке SB+SX+SA обусловлено, в основном, галактиками с перемычкой и частично галактиками типа SX, имеющими следы перемычек.

4. *Обсуждение.* Высокий процент встречаемости радиоизлучения у бюраканских классов 2, 2s, 4 и 5 по сравнению с 1 и 3 достоверно наблюдается только в случае SB-галактик. При этом это различие обусловлено галактиками, обладающими одновременно и центральными, и протяженными радиокомпонентами. Между тем, в отличие от SB-галактик, некоторое превышение радиоизлучения у SA-галактик в группе 2, 2s, 4 и 5 обусловлено галактиками, имеющими только протяженные компоненты. В случае же галактик типа SX имеется определенный избыток объектов с только протяженными компонентами в группе 1 и 3.

Таким образом, спиральные галактики разных морфологических типов, в зависимости от бюраканских классов, ведут себя по-разному с точки зрения частоты встречаемости различных радиокомпонентов.

Другой примечательной особенностью SB-галактик является то, что радиоизлучение относительно более часто связано с их ядерными областями, чем это наблюдается у других типов спиралей.

Этот вывод подтверждается на основании следующих расчетов. В табл. 3 для каждого типа спиралей приведена доля галактик, имеющих только центральные компоненты среди объектов с обнаруженным радио-

Таблица 3

Тип галактики	Относительное число (%)	P (%)
SB	12/32 37±11	—
SX	11/64 17±5	92
SA	9/51 18±6	90
SX+SA	20/115 17±4	95
SB+SX+SA	32/147 22±4	85

излучением вообще (Ц+ЦП+П). С целью увеличения числа галактик в статистику были включены также и те галактики из списка [6], которые не входят в бюраканский список [4], но у которых обнаружено радиоизлучение.

Как видно из данных этой таблицы, частота встречаемости только центральных компонентов у SB-галактик в два с лишним раза выше, чем у других типов спиралей. Значимость этих различий достаточно высокая, что видно из данных последнего столбца таблицы. Интересно отметить, что частоты встречаемости только центральных компонентов у SX и SA галактик почти одинаковы, что позволило рассмотреть их вместе (четвертая строка таблицы).

Таким образом, действительно, радиоизлучение SB-галактик значительно более часто, чем у других типов спиралей, локализовано в их ядерных областях, хотя по частоте встречаемости радиоизлучения вообще, как это видно из табл. 1, SB-галактики существенно уступают галактикам типов SX и SA. По-видимому, можно считать, что ядра SB-галактик находятся в более активном состоянии, чем ядра SX и SA галактик. Об этом свидетельствует также факт, что согласно Хаммелю [8], мощность радиоизлучения центральных компонентов у SB-галактик почти в два раза выше, чем у других типов спиралей.

Мы рассмотрели также частоты встречаемости тех случаев, когда галактики одновременно обладают как центральными, так и протяженными компонентами. Оказалось, что проценты встречаемости в этом случае почти не отличаются друг от друга для трех типов спиралей. Среди SB, SX и SA галактик с обнаруженным радиоизлучением соответственно 28, 34 и 25% галактик обладают одновременно и центральными, и протяженными компонентами. Обращает на себя внимание тот факт, что, в отличие от предыдущего случая, галактики типа SX показывают, хотя и незначительную, но тем не менее относительно более высокую частоту встречаемости и центрального, и протяженного радиоизлучения (ЦП).

Наконец отметим, что, согласно Хаммелю [8], центральные радиокомпоненты чаще встречаются в ранних морфологических типах спиральных галактик (до подтипа Sbc), а протяженные — в поздних (Sc и позднее). Раздельное рассмотрение SA, SX и SB галактик показало, что хотя среди них ранние подтипы встречаются одинаково часто, высокая частота встречаемости центральных радиокомпонентов в ранних морфологических типах достоверно наблюдается только в случае SB-галактик.

На основании результатов, полученных в настоящей работе, вырисовывается следующая картина: только центральные радиокомпоненты более часто встречаются в SB-галактиках, центральные и одновременно протяженные компоненты — в промежуточных SX-галактиках, а только протяженные — в SX и SA галактиках. Поскольку непрерывная радиоэмиссия на частоте 1.4 ГГц, в основном, имеет нетепловую природу, можно прийти к выводу, что во всех типах спиральных галактик существуют эжекторы релятивистских электронов, обуславливающих радиоизлучение всех типов радиокомпонентов. Как это часто предполагается, наиболее ве-

роятыми эжекторами релятивистских электронов могут быть ядра галактик. Придерживаясь этой точки зрения, можно предположить, что при возникновении перемычек в результате взрывных процессов в ядрах SB-галактик магнитное поле приобретает конфигурацию, препятствующую выходу релятивистских электронов из центральных областей этих галактик. Тогда радиоизлучение SB-галактик более часто будет локализовано в их ядерных областях, что, в действительности, и наблюдается. В галактиках же типа SA релятивистские электроны, возможно, более свободно выходят из их ядер и, заполняя внешние области соответствующих галактик, обуславливают относительно более высокую частоту встречаемости протяженных (дисковых) радиокомпонентов.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE RADIO EMISSION OF NUCLEA OF BARRED GALAXIES

A. T. KALLOGHLIAN, R. A. KANDALIAN

It has been shown that the high percentage of radio emission in galaxies of Byurakan classes 2, 2s, 4 and 5 in comparison with classes 1 and 3 is reliably observed only in barred spirals due to galaxies with both central and disk radio components. The radio emission of barred spirals more often than in other types of spirals is connected with the central regions of those galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Товмасян, *Астрофизика*, 2, 419, 1966.
2. Н. М. Товмасян, *Astrophys. J.*, 178, L 47, 1972.
3. Г. М. Товмасян, *Астрофизика*, 18, 25, 1982.
4. Классификация центральных частей 711 галактик, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 47, 43, 1975.
5. V. A. *Ambartsumian*, *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London—New York—Sydney, 1, 1965.
6. E. *Hummel*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 41, 151, 1980.
7. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 19, 251, 1983.
8. E. *Hummel*, *Astron. and Astrophys.*, 93, 93, 1981.

УДК: 524.7:536.2

РАВНОВЕСИЕ ГАЗА В ПОЛЕ ТЯГОТЕНИЯ cD-ГАЛАКТИК

Е. В. ВОЛКОВ

Поступила 10 апреля 1985

Принята к печати 20 августа 1985

Исследуется возможность применения решений уравнений гидростатического и энергетического равновесия для описания распределения газа в поле тяготения cD-галактик. Показано, что условие энергетического равновесия без учета потоков энергии скорее всего не выполняется. Потери на излучение в центре cD-галактик при этом могут компенсироваться электронной теплопроводностью и потоками вещества из более горячих внешних областей cD-галактик.

1. *Введение.* В последнее время для интерпретации рентгеновского излучения центральных областей регулярных скоплений галактик часто применяется модель охлаждающегося потока горячего газа, аккрецирующего на галактику [см., например, 1—3]. Наиболее сильным и, пожалуй, единственно безупречным аргументом в пользу такой модели служит то, что время высвечивания горячего газа в центральных областях регулярных скоплений меньше хаббловского. Обращает на себя внимание также то обстоятельство, что градиент температуры в этих областях положителен [3], что в рамках стационарной картины и при наличии обмена энергией между центральными и периферийными областями cD-галактики приводит к выводу о преобладании стоков энергии над источниками в центре.

Несмотря на привлекательность модели охлаждающегося аккрецирующего потока газа, необходимо все же исследовать и модель, основанную на законах гидростатического равновесия, а также энергетического равновесия без учета энергообмена между центральными и периферийными областями cD-галактики. В такой модели отсутствует течение газа, а локальные потери на высвечивание компенсируются локальным же нагревом. Кроме того, параметры, определяющие структуру самих центральных галактик, лежат в довольно широком интервале [4]. Интересно поэтому выяснить также и влияние различного распределения гравитирующего вещества галактики на изменение температуры и плотности газа с расстоянием в рамках равновесной модели.

В настоящей работе приведены приближенные аналитические решения уравнений гидростатического и энергетического равновесия для различных законов охлаждения газа и распределения звездной составляющей сD-галактики как функции расстояния до центра. Обсуждается возможность применения этих решений для интерпретации рентгеновского излучения газа в сD-галактиках.

2. *Исходные уравнения.* Основными в задаче являются уравнения гидростатического

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{GM(r)}{r^2} \rho \quad (1)$$

и энергетического

$$Q(r) = L(r) \quad (2)$$

равновесия, где r — расстояние от центра, $M(r)$ — масса звезд внутри сферы радиуса r , P и ρ — давление и плотность газа, Q и L — функции источников и стоков энергии в газе.

При моделировании структуры галактик часто пользуются следующим законом распределения звездной плотности:

$$\rho_*(r) = \rho_*(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\alpha}, \quad (3)$$

где $\rho_*(0)$ — центральная звездная плотность, r_c — радиус ядра. Для обычных эллиптических галактик размеры ядра — той области, где плотность звезд, а следовательно и поверхностная яркость мало меняются, — около 100 пк, $\alpha = 1.5$. Для сD-галактик значение r_c на один-два порядка выше, а $\alpha < 1.5$, что говорит о существовании протяженного гало. Кроме того, при интерпретации наблюдаемого распределения поверхностной яркости этих объектов иногда используют сумму двух [2] или даже трех [4] компонентов, имеющих вид (3), при различных значениях параметров $\rho_*(0)$, r_c и α . Будем в дальнейшем предполагать, что $1 < \alpha < 1.5$.

Нас будет интересовать поведение температуры и плотности газа далеко от центра ($r \gg r_c$). Поэтому пренебрежем единицей в (3). При этом выражение для массы звездной составляющей существенно упростится. Введем безразмерные расстояние $x = r/r_c$, температуру $t = T/T_c$ и плотность газа $n = \rho/\rho_c$, где $T_c = T(r_c)$, $\rho_c = \rho(r_c)$. Тогда уравнение (1) можно переписать следующим образом:

$$\frac{d \ln t}{d \ln x} + \frac{d \ln n}{d \ln x} = - \frac{D}{xt} \left[\varepsilon_\alpha + \frac{1}{\beta} (x^3 - 1) \right], \quad (4)$$

$$\beta = 3 - 2\alpha, \quad \varepsilon_2 = \int_0^1 \frac{x^2 dx}{(1+x^2)^2}$$

При $\alpha \in (1, 1.5)$ значения параметра ε_2 принадлежат промежутку (0.17, 0.22). Параметр D характеризует отношение потенциальной энергии галактики и тепловой энергии газа на границе ядра:

$$D = \frac{4\pi r_c^2 \rho_* (0) G \mu m_H}{k T_c} \quad (5)$$

В упоминавшихся выше моделях центральных галактик в скоплениях [2, 4] значение параметра D близко к единице.

3. *Энергетическое равновесие.* Обсудим качественный вид функций $Q(r)$ и $L(r)$. Рассмотрим самый очевидный случай стоков энергии — на излучение. Введем функцию охлаждения $\Lambda(t)$, используя безразмерную плотность газа и функцию $L(r)$:

$$n^2 \Lambda(t) = L(r). \quad (6)$$

Интервал температур, в который попадают значения температуры газа в скоплениях, характеризуется тем, что в нем основной вклад в функцию охлаждения постепенно переходит от излучения в линиях многократно ионизованных атомов к излучению в непрерывном спектре [5]. При этом в области температур $3 \cdot 10^7 - 8 \cdot 10^7$ К функция охлаждения остается постоянной с точностью до нескольких процентов. Будет удобно поэтому рассмотреть три различные функции охлаждения, соответствующие трем температурным областям: 1) $T < 3 \cdot 10^7$ К, $\Lambda(t) = a_1 t^{-0.5}$; 2) $3 \cdot 10^7$ К $< T < 8 \cdot 10^7$ К, $\Lambda(t) = a_0$; 3) $T > 8 \cdot 10^7$ К, $\Lambda(t) = a_2 t^{0.5}$, где a_1, a_2, a_0 — постоянные.

Что касается источников нагрева, то будем считать, что они связаны со сверхновыми, как и в модели галактического ветра [6], и частота вспышек сверхновых в пересчете на единицу звездной плотности не меняется с радиусом. Тогда плотность источников энергии убывает с радиусом пропорционально звездной плотности $Q(r) = bx^{-2\alpha}$ (здесь опять пользуемся тем, что $r \gg r_c$). Таким образом, окончательно записываем уравнение (2) в следующем виде:

$$\frac{d \ln n}{d \ln x} = -\alpha + x \frac{d \ln t}{d \ln x} \quad (7)$$

Для первой температурной области $\alpha = 0.25$, для второй $\alpha = 0$, для третьей $\alpha = -0.25$. Очевидным следствием выполнения условий энергетиче-

ского равновесия типа (7) является подобие профилей поверхностной яркости рентгеновского излучения газа и видимого излучения звезд галактики. Наблюдения М 87 — центральной галактики в скоплении в созвездии Дева указывают на сходство упомянутых профилей яркости [3] на значительном промежутке изменения аргумента.

Приведенное выше уравнение энергетического равновесия справедливо в том случае, когда обменом массой между звездами и межзвездной средой можно пренебречь. Учет же этого фактора может существенным образом сказаться на структуре равновесного решения.

Рассмотрим для простоты ситуацию, в которой темп потери газа звездами $\lambda \rho_*(r)$ для любого r равен темпу ухода газа из горячей составляющей среды в облака при их конденсации и последующем росте. Тогда локальная плотность газа везде остается постоянной, но вместе с тем совершается энергетический обмен между средой и звездами. Отказ от этого предположения приводит к необходимости рассматривать нестационарную задачу, что предполагается сделать в будущем.

Следует, однако, отметить, что при конденсации облаков единичный объем среды всегда теряет энергию порядка ρE , где E — удельная энергия среды, а при выбросе газа со звезд потери энергии средой наверняка происходят только тогда, когда характерная скорость звезд в данном месте галактики $v \ll (kT/m_H)^{0.5}$. Такая ситуация может возникнуть в сD-галактиках [4]. Это увеличивает, в рамках принятого нами предположения, энергопотери средой вдвое по сравнению со случаем большой дисперсии скоростей звезд. Таким образом, уравнение энергетического баланса, учитывающее массообмен между средой и звездами, после обезразмеривания будет иметь вид:

$$n^2 a_i t^q + c t x^{-2\alpha} = b x^{-2\alpha}, \quad (8)$$

где $i = 1, 0, 2$ и $q = -1/2, 0, 1/2$ соответственно для трех температурных областей.

4. *Решения уравнений равновесия.* В этом разделе приводятся и обсуждаются решения систем уравнений (4), (7) и (4), (8), описывающих поведение температуры газа в гало галактики соответственно без учета и при учете массообмена между средой и звездами.

Из системы уравнений (4), (7) получаем уравнение для определения функции $t(x)$:

$$(x+1) \frac{d \ln t}{d \ln x} - \alpha = - \frac{D}{xt} \left[e_\alpha + \frac{1}{\beta} (x^3 - 1) \right]. \quad (9)$$

Его решение таково:

$$t = A_1 x^\sigma + A_2 x^{-1} + A_3 x^{-(1-\beta)}, \quad t(1) = 1$$

$$\sigma = \frac{\alpha}{\alpha + 1}, \quad A_1 = 1 - A_2 - A_3,$$

$$A_2 = -\frac{D}{\alpha + 1} \left(\frac{\beta^{-1} - \epsilon_\alpha}{\sigma + 1} \right), \quad (10)$$

$$A_3 = \frac{D}{\alpha + 1} \frac{1}{\beta(\sigma + 1 - \beta)}$$

Несмотря на то, что граничное условие для функции t ставится при $x = 1$, а приближенные выражения для $\rho_*(r)$ и $\mathfrak{M}(r)$ справедливы с большой точностью лишь при $r \gg r_c$, ошибки, допускаемые в значениях этих функций даже при $r \sim r_c$ не превосходят 25%. При выбранных значениях α и α параметр σ меняется в пределах от 0.8 до 2.

Для того, чтобы удовлетворить наблюдениям, следует из (10) выделить те решения, которые, во-первых, являются монотонно возрастающими и, во-вторых, описывают рост температуры всего в 2—5 раз при аргументе, меняющемся на 1.5—2 порядка. Проанализируем эти условия. Прежде всего заметим, что

$$-\frac{A_2}{A_3} = \psi < 1.$$

Перепишем соотношение (10) в виде:

$$t = x^\sigma + \psi A_3 (x^\sigma - x^{-1}) - A_3 [x^\sigma - x^{-(1-\beta)}]. \quad (11)$$

В асимптотической ($x \gg 1$) области сформулированные выше условия записываются следующим образом:

$$A_3 < (1 - \psi)^{-1}, \quad (12)$$

$$A_3 > \left(1 - \frac{\omega}{x^\sigma}\right) (1 - \psi)^{-1}. \quad (13)$$

В неравенстве (13) ω — максимально допустимое из наблюдений значение t . Из (12) и (13) видно, что параметр A_3 заключен в довольно узкие рамки. Это, в свою очередь, накладывает жесткие ограничения на параметр D , определяющийся структурой галактики ($r_c, \rho_*(0)$). Следует отметить, что чем больше интервал по x , на котором требуется выполнение указанных условий, тем больше сближаются пределы, в которые заключен параметр A_3 .

Рассмотрим теперь решение для модели, в которой существенным является обмен массой между средой и звездами. Уравнение (8) можно привести к виду

$$\frac{d \ln n}{d \ln x} = -a - \left| \frac{ct}{2(b-ct)} - x \right| \frac{d \ln t}{d \ln x}, \quad x = \frac{-q}{2}. \quad (14)$$

Подставляя (14) в (4) и делая замену $u = ct/b$, получаем уравнение

$$\frac{du}{d \ln x} \left(\frac{1 - 1.5u}{1 - u} + x \right) = au - \frac{Dc}{bx} \left[\epsilon_\alpha + \frac{1}{3}(x^2 - 1) \right]. \quad (15)$$

В описываемой ситуации функция u сравнима с единицей, так как массообмен является существенным фактором в процессе энергообмена. В случае $u \ll 1$ получается решение, приведенное выше (см. формулу (10)). По-прежнему мы придерживаемся условия $du/dx > 0$. Второй член в правой части (15) убывает с ростом x и для используемых значений ϵ_α , β и D даже при $x \sim 1$ меньше первого члена. Учитывая это, пренебрежем вторым слагаемым в (15). Полученное дифференциальное уравнение легко интегрируется. В результате находим функциональную связь между безразмерными температурой и расстоянием:

$$t^{2(x+1)} = \frac{x^{2x} \left(1 - \frac{c}{b}\right)}{1 - \frac{c}{b} t}. \quad (16)$$

Из уравнения (15) видно, что когда множитель при производной стремится к нулю, сама производная стремится к бесконечности. Следовательно, искомое решение существует не при всех значениях аргумента, а только на конечном промежутке $(1, x_c)$. Из соотношения (16) можно найти максимально возможное значение аргумента x_c :

$$x_c = \left\{ \left(1 - \frac{c}{b}\right)^{-1} \left(\frac{1}{3 + 2x}\right) \left[\frac{b}{c} \left(\frac{1 + x}{1.5 + x}\right) \right]^{2(x+1)} \right\}^{1/2x}. \quad (17)$$

Значения x_c для случаев, представляющих интерес, мало отличаются от единицы. Так, при $\alpha = 1.3$, $x = 0$ для значений c/b , равных 10^{-2} , 10^{-1} , 0.2 , x_c равно соответственно 17, 2.9, 1.8. Максимальные значения u для $x = -0.25$, 0 , 0.25 равны соответственно 0.6, $2/3$, 0.71.

Таким образом, решение, описывающее ситуацию, при которой в балансе энергии играет значительную роль массообмен между средой и звездами, существует на весьма ограниченном пространственном интервале.

5. *Обсуждение результатов.* Исследование решений уравнений гидростатического и энергетического равновесия, проведенное в предыдущем

разделе, показало, что условие энергетического равновесия без учета потоков энергии в гало α D-галактик скорее всего не выполняется. Следовательно, поскольку времена охлаждения газа на масштабах нескольких десятков килопарсек от центра галактики меньше хаббловского, для существования квазистационарного равновесного состояния газа в поле тяготения α D-галактики должен иметь место теплообмен между центральными и периферийными областями галактики. Один из возможных вариантов осуществления такого теплообмена — упоминавшийся ранее аккреционный поток охлаждающегося газа. Альтернативой ему может служить вариант, где теплообмен происходит благодаря электронной теплопроводности [7, 8].

В заключение приведем некоторые соображения в пользу последнего варианта. Итак, предположим, что высвечивание компенсируется электронной теплопроводностью горячего газа. В этом случае характерные времена высвечивания газа и нагревания его за счет теплопроводности должны быть одного порядка. Предположим для определенности, что мы имеем дело с температурами $T \leq 4 \cdot 10^7$ К и, следовательно, в функцию охлаждения основной вклад вносит излучение в линиях. Составим отношение указанных характерных времен и приравняем его единице:

$$1 = 1.7 \cdot 10^{-13} T^{-4} R^2 N^2. \quad (18)$$

Здесь T , N — характерные температура и концентрация газа, R — пространственный масштаб изменения температуры. Обратимся к наблюдениям [3]. Для внешней части гало М 87 они дают характерную температуру $T \sim 4 \cdot 10^7$ К. Концентрация газа там $N \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ см $^{-3}$, и для компенсации охлаждения газа при высвечивании достаточны градиенты температуры, имеющие характерный пространственный масштаб в сотни килопарсек. При приближении к центру концентрация растет и достигает значений $N \sim 10^{-1}$ см $^{-3}$ и выше. Характерный пространственный масштаб изменения температуры, как видно из (18), обратно пропорционален концентрации газа. Следовательно, вблизи от центра пространственный масштаб равен нескольким килопарсекам. При соблюдении условия $dT/dr > 0$ это ведет к быстрому уменьшению температуры, что, в свою очередь, еще в большей степени уменьшает характерный масштаб изменения T . В результате получается крутой спад температуры. Примерно такая картина и наблюдается в галактике М 87. Точные расчеты равновесных решений с учетом теплопроводности приведены в [8].

Автор искренне благодарит К. А. Сидорова за обсуждение результатов работы.

GAS EQUILIBRIUM IN THE GRAVITATIONAL
FIELD OF cD GALAXIES

E. V. VOLKOV

The possibility to apply the solutions of hydrostatic and energy equilibrium equations for the description of gas distribution in cD galaxy's gravity field has been investigated. It has been shown that the energy equilibrium condition without the energy fluxes are most probably unfulfilled. The radiation losses in the center of cD galaxies are then balanced by the electron thermal conductivity and by the energy fluxes from the hotter outer regions of cD-galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. R. Cantzares, G. C. Stewart, A. C. Fabian, *Astrophys. J.*, 272, 449, 1983.
2. G. C. Stewart, C. R. Cantzares, A. C. Fabian, P. E. J. Nulsen, *Astrophys. J.*, 278, 536, 1984.
3. D. Fabricant, P. Gorenstein, *Astrophys. J.*, 267, 535, 1983.
4. A. Dressler, *Astrophys. J.*, 231, 659, 1979.
5. J. C. Raymond, B. W. Smith, *Astrophys. J.*, Suppl. Ser., 35, 419, 1977.
6. W. G. Mathews, J. C. Baker, *Astrophys. J.*, 170, 241, 1971.
7. W. H. Tucker, R. Rosner, *Astrophys. J.*, 267, 547, 1983.
8. E. B. Волков, *Астрон. ж.*, 62, 450, 1985.

УДК: 524.338.5/6

ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД
В ОБЛАСТИ ТЕЛЬЦА

А. С. ХОДЖАЕВ

Поступила 2 августа 1985

Принята к печати 15 октября 1985

Приводятся результаты поиска и фотометрического, H_{α} -спектроскопического, статистического исследований вспыхвающих звезд в области Темных облаков Тельца. Фотографическими наблюдениями, выполненными в 1980—1984 гг., были обнаружены 92 новые вспыхвающие звезды, 13 из которых оказались известными орионовыми переменными, и 16 повторных вспышек 13 ранее известных вспыхвающих звезд. Рассмотрено их видимое распределение. Обсужден вопрос принадлежности вспыхвающих звезд темному облаку. Выполнен сравнительный анализ вспыхвающих звезд в области Тельца с другими агрегатами. Полученные для вспыхвающих звезд диаграммы Герцшпрунга—Рессела (V , $B-V$) и двухцветная ($U-B$, $B-V$) сходны с аналогичными диаграммами, построенными для звездных скоплений и ассоциаций (Плеяды, Орион и др.). Полное число вспыхвающих звезд в области Темных облаков Тельца оценено ≥ 500 .

1. *Введение.* Прошло более 30 лет после пионерских работ Аро [1] по поиску вспыхвающих звезд в звездных скоплениях и ассоциациях, но интерес к этим объектам не угас. Более того, после установления эволюционного значения этих объектов Амбарцумяном [2] начались интенсивные поиски и исследование вспыхвающих звезд в скоплениях и ассоциациях. В этом отношении к настоящему времени уже более или менее изучены скопление Плеяды и ассоциация Ориона (см., например, [3]).

Первые наблюдения в области Темных облаков Тельца с целью поиска вспыхвающих звезд были проведены Аро и Чавира [4] в обсерватории Тонантцинтла еще в 1954 г.

Эта область богата звездами типа Т Тельца и другими орионовыми звездами. Среди Т-ассоциаций, расположенных в области комплекса, самой населенной является Тау ТЗ, содержащая известные вспыхвающие звезды области. Эта ассоциация — одна из самых близких к Солнцу. В ней обнаружены несколько объектов Хербига—Аро, инфракрасные источники, кометарные туманности, рентгеновские источники, часть из которых отождествлена со звездами типа Т Тельца, и возможные молекулярные

мазеры ОН. В ассоциации высок процент двойных звезд и систем типа Трапеции Ориона. Возраст ее не превышает нескольких миллионов лет [5]. Все эти данные свидетельствуют в пользу целесообразности поиска вспыхивающих звезд в окрестностях Т-ассоциации Тау ТЗ.

2. *Наблюдения.* Выбранная нами для поиска вспыхивающих звезд площадка, в центре которой находится звезда BD + 23°705, охватывает почти полностью Т-ассоциацию Тау ТЗ и перекрывает область, наблюдавшуюся в Тонантинтла [4]. Фотографические наблюдения области были выполнены многоэкспозиционным методом [6] на 21" и 40" телескопах Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР в период с сентября 1980 г. по апрель 1984 г. Общее эффективное время наблюдений составляет около 717 часов. Сведения о наблюдательном материале и его обработке приведены в работах [7—9]. Всего были обнаружены 92 вспыхивающие звезды, а 84 звезды заподозрены во вспышках. Кроме этого нами было выявлено 16 повторных вспышек у 13 звезд, входящих как в наши списки, так и в список Аро и Чавиры [4]. Интересно отметить, что три звезды, которые ранее нами были отнесены к заподозренным вспыхивающим, впоследствии показали повторные вспышки. Следует добавить, что из 92 новых вспыхивающих звезд области 13 ранее были известны как орионовые переменные звезды [10].

Для *UBV*-фотографической фотометрии всех этих, а также известных (всего 102) и заподозренных вспыхивающих нами были проведены серии трехцветных наблюдений исследуемой площадки на 40" телескопе системы Шмидта. Снимки в *V*-лучах были получены на пластинках Kodak 103a-D через светофильтр GG 495, а в *B*- и *U*-лучах — на пластинках Kodak 103a-0 и ORWO ZU-21 через светофильтры GG 385 и UG 1, соответственно.

В изучаемой области имеется однородная фотовольтрическая стандартная последовательность Ландольта [11] ($7^m44 \leq V \leq 16^m73$). Для фотометрии более слабых звезд была осуществлена привязка к фотовольтрическому стандарту в шаровом скоплении NGC 2158 [12], где величина *V* звезд достигает 19^m03 . Эта область имеет почти такое же склонение ($\delta = +24^\circ04'$), что и наша площадка в области Темных облаков Тельца. Обе области — исследуемая и привязочная — фотографировались в одну и ту же ночь, при одинаковом или близком зенитных расстояниях близ кульминации, при почти одинаковых погодных условиях, на эмульсиях одного полява (коробки) и с одинаковыми экспозициями. Проявление и фиксирование соответствующих пластинок производилось одновременно в проявителе MWP-2 в горизонтальном положении при интенсивном перемешивании. Общее количество использованных стандартных звезд обеих областей составило 77. Для *UBV*-фотометрии в октябре—ноябре 1983 г. бы-

ло получено всего 18 снимков исследуемой области и 9 снимков стандартной области, с экспозициями 8—60 минут.

3. *Обработка и результаты.* Фотометрические измерения проводились на ирис-фотометре «Аскания» Бюраканской обсерватории методом постоянного клина. Учет фона производился по формуле Уивера [13], поскольку различия отсчетов на фон не превышали нескольких делений по шкале фотометра. Калибровочные кривые аппроксимировались методом наименьших квадратов на ЭВМ «Наири-2» Бюраканской астрофизической обсерватории.

Для контроля точности *UBV*-фотометрии мы использовали фотоэлектрические стандарты Стоуна [14] и Слуцкого и др. [15], разбросанные по всей исследуемой площади. Как показали измерения стандартных звезд, их блеск в пределах ошибок находится в хорошем согласии с результатами [14, 15]. Средние ошибки определения блеска наших *UBV*-фотометрических измерений меняются в пределах 0.05—0.23 (*V*), 0.05—0.29 (*B*) и 0.07—0.32 (*U*), для звездных величин 12—20.

Результаты фотографической *UBV*-фотометрии исследованных звезд представлены в табл. 1 и 2, соответственно.

4. *Статистические характеристики вспыхающих звезд в исследуемой области.* Амбарцумяном [16] в 1968 г. был разработан метод и оценено полное число вспыхающих звезд в скоплении Плеяды. Оказалось, что и при сравнительно небольшом статистическом материале (тогда было известно всего 60 вспыхающих звезд) возможна оценка полного числа вспыхающих звезд в системе. Позже этим методом было оценено полное число вспыхающих звезд в системах Ориона, Яслей, NGC 7000, NGC 2264 и др. (см., например, [17]). Если допустить, что средняя частота вспышек неодинакова для разных звезд системы, то этот метод дает лишь нижний предел полного числа вспыхающих звезд [18].

В области Темных облаков Тельца приблизительно за 870 часов фотографических наблюдений были обнаружены 102 вспыхающие звезды [4, 7—9, 19, 20]. Из них 88 звезд показали по 1 вспышке, 9 звезд — по 2, 4 — по 3 и 1 — 4. Таким образом, полное число зафиксированных до сих пор вспышек в рассматриваемой области достигло 122.

Эти данные можно использовать для оценки числа (нижнего предела) неизвестных вспыхающих звезд в области Темных облаков Тельца по известной формуле Амбарцумяна [16]:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2},$$

где n_0 , n_1 и n_2 — числа неизвестных вспыхающих звезд, показавших по одной и по две вспышки, соответственно.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ UVV-ФОТОМЕТРИИ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ТЕМНЫХ ОБЛАКОВ ТЕЛЬЦА

Звезд- да	V	B-V	U-B	Звезд- да	V	B-V	U-B	Звезд- да	V	B-V	U-B
EUTau	14.95	1.41	1.29	B30	15.27	1.22	-0.27	B55	16.07	0.96	-0.03
EZ	16.36	1.45	-0.16	B31	16.40	0.91	0.34	B56	15.52	1.71	1.42
FF	13.67	2.06	1.68	B32	15.74	1.23	-0.04	B58	17.93	1.72	0.34
FG	15.92	1.21	0.79	B33	15.33	1.98	0.38	B60	16.43	0.83	1.33
FH	14.25	2.04	0.69	B34	15.18	1.49	0.44	B61	17.13	2.62	—
FI	15.94	1.91	0.07	B35	16.55	1.26	1.00	B62	13.58	1.29	0.72
FK	16.53	1.23	0.16	B36	15.44	1.40	0.43	B63	12.74	1.94	0.73
V697	12.26	2.03	0.95	B37	16.55	1.50	0.91	B64	14.59	0.81	0.49
ZB34	15.79	1.17	0.79	B38	16.59	2.32	0.36	B65	15.29	0.85	0.31
B 3	16.09	2.36	-0.34	B39	16.55	1.06	0.91	B66	12.89	1.82	1.50
B 4	17.43	2.48	—	B40	16.83	2.45	0.07	B67	15.43	0.98	0.98
B 7	15.88	1.44	1.48	B41	13.51	2.47	0.86	B68	14.07	1.14	0.88
B12	13.75	1.84	0.50	B42	16.43	0.96	0.05	B69	15.39	1.68	1.02
B13	15.11	2.10	0.74	B43	15.46	1.06	0.52	B70	15.47	0.95	0.69
B17	14.70	1.51	1.27	B45	15.76	1.59	0.95	B71	18.21	0.70	—
B19	14.59	1.57	0.58	B47	13.65	1.78	0.74	B72	16.51	1.09	0.58
B21	14.77	1.28	0.11	B48	15.21	1.40	0.32	B74	16.90	2.40	—
B22	15.18	1.67	0.67	B50	17.49	2.50	—	B75	16.22	1.91	0.83
B24	17.19	2.02	0.07	B51	16.66	1.42	0.99	B76	16.05	1.03	0.13
B24	16.25	1.11	0.13	B52	14.51	1.63	0.47	SB38	15.14	1.68	1.64
B27	16.42	0.97	0.11	B53	16.09	0.88	0.52	SB42	14.95	1.50	1.06
B28	18.71	1.14	-0.01	B54	15.53	1.23	0.43	SB65	15.61	1.39	1.02

В нашем случае оценка полного числа (нижнего предела) вспыхивающих звезд будет:

$$N = \Sigma n_k = 532.$$

Как показали наблюдения, средняя частота вспышек для звезд данной системы не является одинаковой [21, 22].

Амбарцумян впервые рассмотрел вопрос о функции распределения средних частот вспышек $f(\bar{v})$ в звездных агрегатах и применил ее для группировки вспыхивающих звезд в Плеядах [23]. Этот метод был применен Парсамян для определения $f(\bar{v})$ для группировки вспыхивающих звезд Орiona [24]. Мы также попытались определить $f(\bar{v})$ для вспыхи-

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ *UBV*-ФОТОМЕТРИИ
ЗАПОДОЗРЕННЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ
ТЕМНЫХ ОБЛАКОВ ТЕЛЬЦА

№ SB	V	B-V	U-B	№ SB	V	B-V	U-B	№ SB	V	B-V	U-B
1	15.67	1.78	1.17	34	15.88	1.57	1.12	64	16.98	1.22	0.43
4	15.61	1.50	0.49	35	16.55	0.90	0.77	66	16.98	1.21	-0.06
8	14.63	1.99	0.58	36	14.92	1.29	1.02	67	15.56	1.48	0.68
10	15.75	1.36	0.40	37	15.01	0.68	0.78	68	15.59	1.48	0.68
11	16.43	1.11	-0.09	39	14.39	0.94	0.56	69	15.13	1.92	1.28
12	15.49	1.15	0.33	40	13.94	2.33	1.55	70	15.79	0.88	0.09
14	14.51	2.06	0.07	41	14.77	1.38	1.33	71	14.75	1.04	0.30
15	15.74	1.29	0.17	43	15.63	1.02	1.00	72	14.21	1.38	0.95
16	15.45	0.86	1.34	44	15.89	0.70	0.67	73	14.43	1.06	0.37
17	15.13	1.01	0.71	45	15.16	1.51	0.46	74	15.03	2.48	1.05
18	14.66	1.67	1.02	46	15.57	0.56	0.38	75	16.10	1.25	1.45
19	15.65	1.17	0.87	47	13.32	1.00	0.45	76	14.98	1.23	1.32
20	14.92	1.69	1.06	48	15.65	0.83	-0.09	77	14.06	1.87	0.34
21	14.27	1.87	1.35	49	14.14	1.21	0.57	78	15.21	0.70	0.17
22	15.05	2.54	1.40	50	15.74	0.70	0.03	79	15.58	1.23	0.21
23	15.09	1.74	0.78	51	15.08	1.08	0.72	80	15.36	1.60	0.69
24	15.91	1.40	0.56	53	14.62	0.84	0.55	81	14.75	2.26	0.79
25	16.49	0.94	0.06	54	14.67	1.31	0.99	82	15.59	1.48	0.51
27	16.09	0.74	0.34	55	14.43	1.74	1.48	83	15.94	1.26	1.05
28	15.67	1.64	0.94	56	16.04	0.79	-0.28	84	16.03	0.83	1.32
29	16.28	0.38	0.34	57	16.00	1.01	0.80	85	15.52	1.44	0.34
30	15.26	1.52	1.40	58	15.46	1.17	0.01	86	15.49	1.31	0.81
31	15.96	1.43	-0.01	59	15.86	0.87	0.32	87	15.77	1.34	0.43
32	15.51	1.23	1.61	61	15.06	2.39	0.70				
33	15.74	1.40	1.24	63	14.85	2.16	1.51				

вающих звезд в области Тельца, однако из-за недостаточности числа открытий и подтверждений вспышек параметры функции не могли быть достаточно точно определены.

Единая природа вспыхивающих звезд в различных системах делает возможным их сравнение. Особый интерес в этом смысле представляет сравнение вспыхивающих звезд в Тельце со вспыхивающими звездами в наиболее исследованных системах Ориона и Плеяд. Ассоциация Ориона по возрасту ($3 \cdot 10^5$ лет) (см., например, [25]) близка к системе в Тельце, но расположена в 3 раза дальше последней. Плеяды несколько старше

($5 \cdot 10^7$ лет) [26], однако пространственно близки и возможно генетически связаны с Темными облаками Тельца [27].

Наблюдения показывают, что в них более высока средняя вспышечная активность по сравнению с областью в Тельце. Так, если за первую тысячу часов наблюдений в Орионе и Плеядах одна вспышка фиксировалась в среднем за 2—3 часа, то в Тельце одна вспышка — за 6 часов. Приблизительно за одинаковое время ($\sim 700^h$) в Плеядах было обнаружено ~ 140 вспыхивающих звезд, в Орионе — 250, а в Тельце всего около 90. Относительная малочисленность обнаруженных вспыхивающих звезд в Тельце обусловлена, видимо, относительно невысокой частотой их вспыхания.

Для вспыхивающих и заподозренных вспыхивающих звезд области Темных облаков Тельца были построены графики зависимости амплитуд наблюдаемых вспышек от их минимального блеска: как и следовало ожидать, они весьма схожи с соответствующими зависимостями для Ориона, Лебеда, Плеяд и др. (см., например, [28]), особенно в случае вспыхивающих звезд. Если для вспыхивающих звезд области наблюдается корреляция между блеском и диапазоном его изменения, то в случае неправильных переменных звезд области такая корреляция вроде бы отсутствует (последнее было замечено и Шевченко [29]). Столь сильное различие этих графиков возможно объясняется не только действием селекции наблюдений (ведь ей подвержены и наблюдения неправильных переменных звезд, т. к. наиболее слабые переменные звезды мы в состоянии фиксировать только во время больших изменений их блеска), но и большей фотометрической активностью орионовых переменных, являющихся более молодыми, чем вспыхивающие звезды. Колебания блеска большой амплитуды у ярких орионовых переменных связаны с гораздо более мощными и длительными выделениями энергии. С переходом звезды к стадии вспыхивающей энерговыделения становятся менее продолжительными и уменьшаются общая энергетика процесса.

На рис. 1 приведены гистограммы распределения вспыхивающих и заподозренных вспыхивающих звезд области по звездным величинам в B в минимуме блеска. Оба графика имеют максимумы около $B = 16 \div 17^m$ и являются как бы функциями светимости соответствующих звезд. Гистограмма для вспыхивающих звезд области похожа на вид частотной функции \bar{m}_{pg} звезд типа Т Тельца комплекса Телец—Возничий слабее $M_{pg} = 9^m.5$, приведенной в работе Джонса и Хербига [30], и продолжает ее к более слабым звездным величинам.

Частотное распределение вспыхивающих и заподозренных вспыхивающих звезд по амплитудам всех наблюдаемых вспышек показывает ожидаемый спад в сторону сильных вспышек.

5. Видимое распределение вспыхивающих звезд в Тельце. Видимое распределение известных вспыхивающих и заподозренных во вспышке звезд представлено на рис. 2. На нем приводятся также орионовские звезды и контуры визуального поглощения 2^m [31].

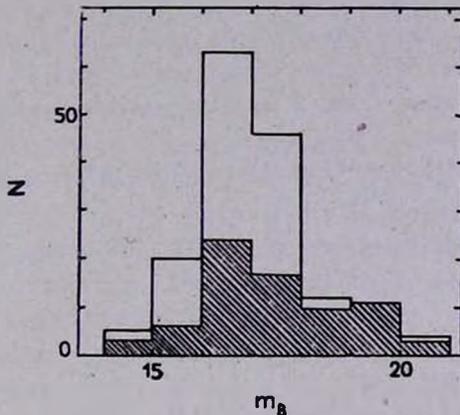


Рис. 1. Распределение вспыхивающих (заштрихованная область) и заподозренных вспыхивающих звезд в зависимости от их блеска в минимуме.

Как видно из рис. 2, вспыхивающие звезды изучаемой области в проекции на небесную сферу распределены без особой концентрации к обла-

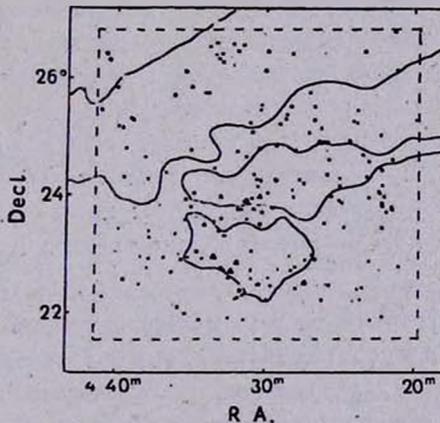


Рис. 2. Видимое распределение вспыхивающих звезд в области Темных облаков Т Тельца. Области с визуальным поглощением $A_v > 2^m$ очерчены сплошной линией, а область, исследованная в Бюракане, ограничена пунктиром. Обозначения: ● — новые вспыхивающие звезды, ▲ — известные вспыхивающие звезды, ○ — заподозренные вспыхивающие звезды, + — известные неправильные переменные, показавшие вспышки во время наших наблюдений.

стям более высокого поглощения, хотя и заметны отдельные группы звезд, проецирующихся на области с $A_V > 2^m$ [31], и выделяются области явного избегания вспыхивающих звезд.

Из-за довольно большого поглощения (более 2^m) трудно однозначно говорить о характере структурной связи обнаруженных вспыхивающих звезд с конкретными сгущениями и морфологическими особенностями облаков. Однако факт связи большинства вспыхивающих звезд с ассоциацией, с молекулярными облаками, по-видимому, определен. В проекции на небесную сферу предпочтительными местами расположения вспыхивающих звезд являются места локализации звезд—членов ассоциации Тау ТЗ, хотя в среднем вспыхивающие звезды заметно более удалены от районов очень сильного поглощения (с $A_V > 4^m$).

Однако это может быть результатом наблюдательной селекции из-за ненаблюдаемости сильно погруженных в облако вспыхивающих звезд. Следует отметить, что на связь десяти известных до нашего исследования вспыхивающих звезд рассматриваемой области с облачной материей указывалось и раньше [4, 19, 32].

Для суждения о пространственном распределении исследуемых звезд, их принадлежности к той или другой группе звезд, необходимо знание индивидуальных расстояний. Ввиду трудности их точного определения для этой цели обычно используются такие групповые характеристики звезд, как их собственные движения μ и расположение их на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Однако в ассоциациях, как правило, наблюдается большая дисперсия μ и сильный разброс на указанной диаграмме молодых звезд. Кроме того μ не могут являться решающим критерием принадлежности молодых звезд к какой-либо системе, как было показано на примере скопления Плеяды (см., например, [33]).

Вероятность обнаружения, при многоэкспозиционных наблюдениях, вспыхивающих звезд общегалактического поля очень мала: в среднем длительности вспышек этих звезд и амплитуды малы, спектральные классы очень поздние, низка поверхностная плотность их в картиной плоскости и т. п. В подтверждение этого положения примерно за 230_h наблюдений звездного поля вне агрегатов не было обнаружено ни одной уверенной вспышки красных карликов [3, 34]. К тому же наблюдательные данные свидетельствуют, что с удалением от Солнца видимая пространственная плотность известных вспыхивающих звезд довольно быстро падает [35].

Вероятность того, что обнаруженные вспыхивающие звезды окажутся звездами «заднего фона», проецирующимися на область Темных облаков Тельца, еще меньше. Во-первых, светимости вспыхивающих звезд поля весьма низки и расположены эти звезды на довольно больших расстояниях от Солнца (> 150 пк), ввиду чего вспышки на них труднообнаружи-

васмы. Во-вторых, в области нашего исследования «задний фон» эффективно экранируется темнооблачной материей (согласно изолиниям поглощения (см.; например [31]) — площадь с $A_V \geq 2^m$ занимает около половины исследуемой нами площадки), что опять-таки уменьшает обнаруживаемость вспышек звезд «заднего фона».

Поэтому следует полагать, что подавляющая часть вспыхивающих звезд, обнаруженных в направлении на Темные облака Тельца, не принадлежит ни к «переднему», ни к «заднему фону».

На область Темных облаков Тельца проецируется периферия скопления Гиады, расположенного по последним данным (см., например, [36]) на расстоянии около 50 лк. В этом скоплении также обнаружены вспыхивающие звезды. Видимо, некоторая часть открытых нами вспыхивающих звезд, особенно в южной части исследуемой площадки, может принадлежать скоплению Гиады. Так EZ Тау и FN Тау по их большим μ ранее были отнесены к Гиадам [30, 37].

Схожее видимое распределение большинства вспыхивающих и неправильных переменных звезд области Темных облаков Тельца может привести к следующим выводам: 1) эти классы переменных звезд связаны и 2) вспыхивающие звезды, несколько более рассеянные, по сравнению с орионовыми переменными, видимо уже покинули места своего образования.

6. *Диаграммы цвет-светимость и двухцветная для вспыхивающих звезд Тельца.* На основании результатов фотографической фотометрии (табл. 1 и 2) нами были построены зависимости V , $B-V$ и $U-B$, $B-V$ для вспыхивающих и заподозренных вспыхивающих звезд, доступных для фотометрии. Соответствующие диаграммы представлены на рис. 3 и 4. Сплошная линия представляет главную последовательность (ГП) для истинного модуля расстояния до Темных облаков Тельца — 5^m6 [15] без учета поглощения.

На диаграмме цвет-светимость (рис. 3) вспыхивающие звезды расположены по обе стороны от ГП, отклоняясь от нее порой на несколько звездных величин. Отклонения возрастают с увеличением V . Аналогично распределение и заподозренных вспыхивающих звезд. При этом заметно расположение звезд тесной группой в области около ГП.

Если взглянуть на рис. 3, видно, что заподозренные вспыхивающие звезды на диаграмме занимают некоторую полосу от $V \sim 13^m$ до $V \sim 16^m5$. Это обусловлено тем, что для более ярких звезд изменения блеска малых амплитуд не заметны на фоне среднего блеска звезды, причем поскольку ошибки измерений достаточно малы, то поярчания на 0^m7 уже могут наблюдаться как нормальные вспышки. С другой стороны, для звезд

слабее $16^m.5$ ошибки резко увеличиваются и малые изменения блеска регистрируются весьма неуверенно, потому такие явления вовсе исключены из рассмотрения.

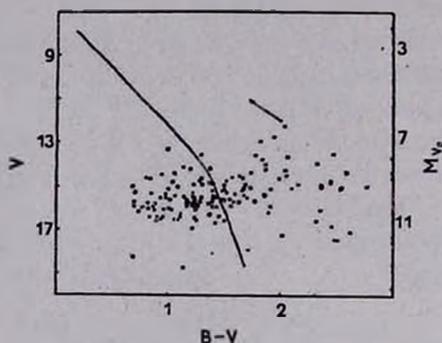


Рис. 3. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела (V , $B-V$ для известных (X), новых (●) и заподозренных (○) вспышкающих звезд области Темных облаков Тельца. Стрелка указывает направление покраснения при нормальном законе. Сплошной линией обозначена главная последовательность.

Как впервые было показано Аро и Чавирой [38], вспышкающие звезды на диаграмме цвет-светимость охватывают ГП с обеих сторон, отклоняясь от последней порой на несколько звездных величин. Причем рассеяние точек вокруг ГП зависит от возраста системы (чем моложе — тем больше разброс точек) и сильно растет в сторону малых светимостей и поздних спектральных классов.

Большая часть вспышкающих звезд области Тельца, как отмечалось выше, на диаграмме цвет-светимость располагается достаточно широко вокруг ГП, в согласии с упомянутой зависимостью [38]. При этом наиболее яркие вспышкающие звезды располагаются выше ГП. Вспышкающие звезды низких светимостей уже рассеяны по обе стороны ГП, увеличивая свой разброс к низу диаграммы.

Диаграмма $U-B \div B-V$ вспышкающих звезд Темных облаков Тельца также весьма похожа на диаграмму $U-B \div B-V$ для таких же звезд Ориона, Лебеда и Плеяд. Вспышкающие звезды на двухцветной диаграмме $U-B \div B-V$ располагаются преимущественно выше ГП (рис. 4). При этом следует отметить, что в согласии с тем, что чем моложе система, тем дальше располагаются на двухцветной диаграмме $U-B \div B-V$ вспышкающие звезды и другие нестационарные звезды, вспышкающие звезды Тельца, как и вспышкающие звезды Ориона на этих диаграммах имеют в среднем гораздо меньшие значения цвета $U-B$, чем вспышкающие звезды Плеяд, Яслей и даже Лебеда. Это может свидетельствовать о сохранении этими звездами некоторого нетеплового избыточного ультрафио-

летового излучения, присущего молодым звездам типа Т Тельца. Можно предположить, что вспыхивающие звезды, имеющие такие показатели $U-B$ являются наиболее молодыми, переходными от неправильных переменных звезд к чисто вспыхивающим и, не исключено, что у этих звезд возможны небольшие неправильные изменения блеска в промежутке между вспышками (в «спокойном состоянии»).

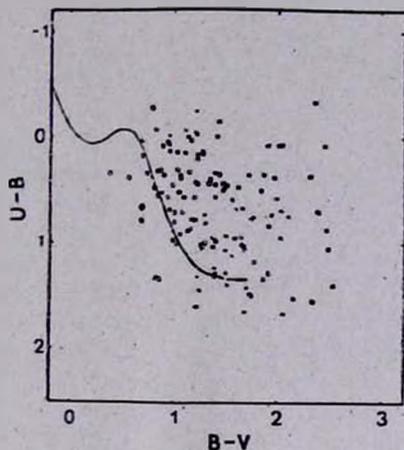


Рис. 4. Диаграмма $U-B$, $B-V$ для известных (X), новых (●) и заподозренных (○) вспыхивающих звезд области Темных облаков Тельца. Главная последовательность изображена сплошной линией.

Однако наши наблюдения не могут определенно ответить на этот вопрос, ввиду малых амплитуд изменений (амплитуда изменений блеска неправильных переменных уменьшается по мере «старения» звезды), почти не превышающих ошибки определения блеска. Были бы желательными наблюдения этих звезд с помощью фотоэлектрического метода, имеющего гораздо лучшее разрешение и точность.

Между тем, следует отметить, что качественно можно заподозрить в неправильной переменности ряд вспыхивающих и заподозренных вспыхивающих звезд области (EP Тау, EZ Тау, F 1 Тау, В 13, В 73, SB 20, SB 33, SB 35, SB 44, SB 75). В связи с этим следует указать, что небольшие колебания блеска в промежутке между вспышками были также обнаружены у некоторых вспыхивающих звезд даже таких более старых систем, как Плеяды [39—42], Гиалды и окрестности Солнца (см., к примеру, [43]).

Более того, среди вспыхивающих звезд области Темных облаков Тельца, как указывалось выше, имеются и известные неправильные переменные. Причем большинство из них одновременно является и яркими H_{α} -эмиссионными звездами.

Кроме этого, у трех новых вспыхивающих звезд области — В 41, В 33 и В 4 — на нашем спектроскопическом материале была зафиксирована

H_{α} -эмиссия, а еще две обнаруженные нами вспыхивающие звезды (В 13, В 73) были ранее известны как H_{α} -эмиссионные звезды [44, 45]. Эмиссионными является и большая часть обнаруженных до нас вспыхивающих звезд исследуемой области [10].

Следует думать, что все эти факты еще раз свидетельствуют о молодости системы в области Темных облаков Тельца, которой принадлежат эти звезды, и о генетической связи неправильных переменных орионова населения—звезд типа Т Тельца со вспыхивающими звездами.

7. Заключение. Подведем некоторые итоги:

1. В области Темных облаков Тельца к настоящему моменту обнаружены 102 вспыхивающие звезды и оценен нижний предел полного числа вспыхивающих звезд в этой области (~ 532).

2. Видимое распределение вспыхивающих звезд неравномерное, однако оно не имеет центрального сгущения; в этом распределении выделяются отдельные группы вспыхивающих звезд, особенно на фоне облаков, при этом вспыхивающие звезды меньше концентрируются к темнооблачной материи, чем неправильные орионовые переменные.

3. Вспыхивающие звезды в области Тельца на диаграммах Герцшпрунга—Рессела ($V, B-V$) и двухцветной ($U-B, B-V$) занимают область, населенную звездами орионового населения.

4. Среди вспыхивающих звезд исследуемой области 13 оказались ранее известными неправильными переменными, в том числе типа Т Тельца; можно подозревать переменность еще 10 вспыхивающих и заподозренных вспыхивающих звезд. У 11 из рассмотренных звезд наблюдалась эмиссия в линии H_{α} .

Автор благодарит профессора Л. В. Мирзояна за постоянное внимание и интерес к настоящей работе.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

A STUDY OF FLARE STARS IN THE TAURUS REGION

A. S. HOJAEV

The results of the search of flare stars and their photometric, H_{α} -spectroscopic and statistical study in the Taurus are presented. By means of photographic observations carried out during 1980—1984, 92 new flare stars were discovered, 13 of which are known Orion Population

variables, and 16 repeated flare-ups among 13 known flare stars. Spatial distribution of these stars was considered and the problem of their membership was discussed. Comparative analysis of the data of flare stars in the Taurus with that of other systems has been carried out. The Herzprung-Rassel and two-colour ($U-B$, $B-V$) diagrams for the Taurus flare stars are similar to the diagrams of stellar clusters and associations (Pleiades, Orion etc.). The estimated total number of flare stars in this region is larger than 500.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Haro, in "Stars and Stellar Systems", vol. 7, Eds. V. M. Middlehurst, L. A. Aller, Univ. of Chicago Press, Chicago, 141, 1968.
2. В. А. Амбарцумян, Астрофизика, 6, 31, 1970.
3. Л. В. Мирзоян, Нестационарность и эволюция звезд, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981.
4. G. Haro, E. Chavira, Boll. Observ. Tonantzintla, 12, 3, 1955.
5. R. F. Knake, K. M. Strom, S. E. Young, W. Kunkel, Astrophys. J., 179, 847, 1973.
6. G. Haro, W. W. Morgan, Astrophys. J., 118, 16, 1953.
7. А. С. Хожаев, IBVS, No. 2412, 1983.
8. А. С. Хожаев, IBVS, No. 2635, 1984.
9. А. С. Хожаев, IBVS, No. 2635, 1984.
10. Б. В. Кукаркин и др., Общий каталог переменных звезд, 3 изд., Наука, М., 1970, стр. 378—385, с 1—3 доп.
11. A. V. Landolt, Astron. J., 72, 1012, 1967.
12. H. Arp, J. Cuffey, Astrophys. J., 136, 51, 1962.
13. H. Weaver, Handbuch der Physik, 54, 130, 1962.
14. R. P. S. Stone, IBVS, No. 2380, 1983.
15. В. Е. Слуцкий, О. И. Стальбовский, В. С. Шевченко, Письма в Астрон. ж., 6, 750, 1980.
16. В. А. Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
17. Л. В. Мирзоян, Г. Б. Оганян, Вспыхивающие звезды и родственные им объекты, ред. Л. В. Мирзоян, изд. АН АрмССР, Ереван, 1985 (в печати).
18. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Астрофизика, 6, 3, 1970.
19. В. П. Цесевич, Астрон. циркуляр, № 733, 1972.
20. С.-с. Нипанг, С.-с. Zhang, К.-т. Wang, Acta Astron. Sinica, 20, 329, 1979.
21. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Э. С. Казарян, Г. Б. Оганян, И. Янкович, Астрофизика, 9, 461, 1973.
22. Л. В. Мирзоян, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Г. Б. Оганян, Н. Д. Меликян, Р. Ш. Нацвэлишвили, М. К. Цветков, Астрофизика, 13, 205, 1977.
23. В. А. Амбарцумян, Астрофизика, 14, 367, 1978.
24. Э. С. Парсмян, Астрофизика, 16, 677, 1980.
25. S. Iwobe, G. Sasaki, in "Fundamental Problems in the Theory of Stellar Evolution", IAU Symp. No. 93, eds. D. Sugimoto, D. Q. Lamb, D. N. Schramm, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1981, p. 99.

26. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
27. О. И. Стальбовский, В. С. Шевченко, в сб. «Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро», ред. Л. В. Мирзоян, изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 173.
28. Э. С. Парсамян, *Астрофизика*, 12, 235, 1976.
29. В. С. Шевченко, *Переменные звезды*, 15, 229, 1964.
30. В. F. Jones, G. H. Herbig, *Astron. J.*, 84, 1872, 1979.
31. В. Е. Слуцкий, в сб. «Исследование экстремально молодых звездных комплексов», Фан, Ташкент, 1975, стр. 115.
32. П. Н. Холопов, *Астрон. ж.*, 36, 295, 1959.
33. А. Л. Мирзоян, *Астрофизика*, 18, 588, 1983.
34. О. С. Чавушян, *Кандидатская диссертация*, Ереван, 1979.
35. R. E. Gershberg, N. I. Shakhovskaya, *Astrophys. and Space Sci.*, 44, 463, 1976.
36. R. D. McClure, *Astrophys. J.*, 254, 606, 1982.
37. В. П. Цесевич, *Астрон. циркуляр*, № 1115, 1980.
38. G. Haro, E. Chavira, *Vistas Astron.*, 8, 89, 1965.
39. E. L. Robinson, R. P. Kraft, *Astron. J.*, 79, 698, 1974.
40. P. Alphenaar, F. van Leeuwen, *IBVS*, No. 1957, 1981.
41. J. J. M. Meys, P. Alphenaar, F. van Leeuwen, *IBVS*, No. 2115, 1981.
42. R. R. Radick, L. Hartmann, D. Mihalas, S. P. Worden, J. L. Africano, A. Klimke, E. T. Tyaon, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 94, 934, 1982.
43. Р. Е. Гершберг, *Вспыхивающие звезды малых масс*, Наука, М., 1978, стр. 40—46.
44. G. H. Herbig, N. K. Rao, *Astrophys. J.*, 174, 401, 1972.
45. M. Cohen, L. V. Kuht, *Astrophys. J. Suppl. ser.*, 41, 743, 1979.

УДК: 524.3—17:510.67

ОСЛАБЛЕНИЕ БЛЕСКА ЗВЕЗД ТИПА RCB:
МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН

Поступила 27 мая 1985

Принята к печати 15 октября 1985

Показано, что образование пыли в атмосферах звезд RCB может быть объяснено, если предположить, что в атмосферах этих звезд происходят некоторые взрывные явления.

Звезды типа RCB — это объекты высокой светимости, различных спектральных классов, характеризующиеся быстрыми и значительными по амплитуде (до 8^m) временными ослаблениями блеска. Время возвращения звезды к начальной светимости составляет от нескольких месяцев до 3 лет. Ослабленное излучение звезд типа RCB характеризуется появлением заметной поляризации, а также покраснением. Это дает основание предположить, что причиной ослабления блеска звезд типа RCB является появление облака пыли, экранирующего излучение звезды. Такая гипотеза была выдвинута в 1939 г. [1] и является в настоящее время, пожалуй, общепринятой. Однако о механизме образования этой пыли единого мнения нет. Дело в том, что представить себе образование пыли в атмосферах звезд типа RCB не просто, ведь эффективные температуры некоторых звезд данного типа достигают 7000 К. Для конденсации пыли в атмосферах столь горячих звезд необходимо невероятно большое повышение давления — до значений, превышающих давление насыщенного пара углерода, представляющего собой наиболее подходящий источник пыли в RCB звездах. В качестве возможной причины повышения давления обычно рассматриваются ударные волны, которые могут возникать в атмосферах звезд благодаря пульсациям, присущим, по-видимому, и звездам типа RCB [2]. Однако гипотеза об образовании пыли в ударных волнах, вызванных пульсациями, находится в явном противоречии с наблюдательными данными.

Действительно, если бы пыль образовывалась в ударных волнах, вызванных пульсациями звезды, то пылевое облако должно было иметь более или менее симметричную форму и окружать звезду концентрической оболочкой. Однако наблюдательные данные не подтверждают это предполо-

жение. В частности, в случае концентрической оболочки следовало бы ожидать компенсации дефицита видимого излучения в период ослабления блеска избытком инфракрасного излучения. Можно было бы ожидать также покраснения излучения звезды в период ослабления блеска. Однако наблюдения показывают, что избыточное ИК-излучение звезд типа RCB не компенсирует дефицита видимого излучения, а ослабление блеска звезд типа RCB до самого минимума не сопровождается цветовыми изменениями. Кроме этого наблюдаемая поляризация видимого излучения звезд типа RCB также противоречит модели сферически-симметричной концентрической оболочки. Наконец, не отмечено никакого усиления амплитуды пульсаций, предшествующих ослаблению блеска. Теория образования пыли в ударных волнах, вызванных пульсациями звезды, не объясняет, почему пульсации иногда сопровождаются образованием пыли, а иногда не сопровождаются. Неправильность кривой блеска звезд RCB наводят на мысль, что образование пыли в этих звездах носит нерегулярный и, может быть, даже «взрывной» характер. В настоящей работе приводятся предварительные оценочные расчеты, показывающие, что ответственная, по-видимому, за ослабление блеска звезд RCB пыль действительно может образовываться в некотором взрывном процессе.

Перейдем к расчетам. Пусть в атмосфере звезд типа RCB мгновенно выделилась энергия E_0 , в результате чего область радиуса R_0 нагрелась до температуры T_0 . Рассмотрим тот случай, когда газ нагретой области расширяется адиабатически: то есть будем пренебрегать потерей энергии на излучение, а также на взаимодействие с окружающей средой. Будем считать расширяющийся газ одноатомным, то есть положим показатель адиабаты $\gamma = 5/3$, а молекулярный вес примем равным 4 (так как атмосферы звезд типа RCB состоят, в основном, из гелия). В этих предположениях давление P , концентрация n и температура T при радиусе R области, занятой газом, определяются выражениями:

$$P = P_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-5}, \quad (1)$$

$$T = T_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-2}, \quad (2)$$

$$n = n_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3}, \quad (3)$$

где R_0 , P_0 , T_0 и n_0 — начальные значения соответствующих параметров. Значение n_0 примем равным концентрации атомов в атмосферах сверхгигантов класса F [2], т. е. $n_0 \sim 10^{24} \div 10^{25} \text{ см}^{-3}$. Давление P_0 и температура T_0 связаны уравнением $P_0 = n_0 k T_0$, где $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ эрг/град}$ — постоянная Больцмана.

Таким образом, рассматриваемая модель содержит два свободных параметра P_0 и R_0 или T_0 и P_0 , которые будут определены ниже. Как известно, расширение газа происходит со скоростью, асимптотически стремящейся к скорости звука u_{3a} .

$$\frac{dR}{dt} \approx u_{3a} \approx \sqrt{\frac{kT}{4m_H}} \quad (4)$$

Интегрируя (4), находим время t , в течение которого нагретый газ, расширяясь, займет область радиуса R :

$$t \approx 1.7 \cdot 10^{-4} \frac{R^3}{R_0 \sqrt{T_0}} \quad (5)$$

Известно [2], что в звездах RCB пылевое облако закрывает весь диск звезды за время порядка нескольких месяцев, поэтому, полагая в (5) $t \approx 10^7$ с и $R \approx 10^{13}$ см, находим следующую зависимость между R_0 и T_0 :

$$R_0^3 T_0 \approx 10^{20} \text{ см}^3 \text{ град.} \quad (6)$$

С учетом (6) из (2) получаем значение T при $R \approx 10^{13}$ см

$$T \approx 10^{20} R^{-2} \approx 10^3 \text{ К.} \quad (7)$$

Таким образом, как видно из (7), газ, адиабатически расширяющийся за 10^7 с до 10^{13} см, охлаждается до температуры 10^3 К. При этой температуре конденсация пыли становится вполне возможной.

Рассмотрим теперь процесс образования пылинок. Согласно имеющимся представлениям [3], образование оптически активных пылинок в атмосферах углеродных звезд происходит путем конденсации атомов углерода на центрах конденсации. Такими центрами могут быть так называемые «сверхкритические зародыши», которые возникают в «пересыщенном» газе, то есть при условии: $P_C > P_H$, где P_C — парциальное давление углерода, а P_H — давление насыщенных паров углерода, определяемое выражением [2]:

$$\lg P_H \approx -14 + \frac{3.7 \cdot 10^4}{T} \quad (8)$$

Скорость образования сверхкритических зародышей определяется выражением [4]:

$$I \approx 7.0 \cdot 10^{33} r^2 T^{-3/2} P_C^2 \exp\left(-\frac{\Delta G_i^*}{kT}\right) \quad (9)$$

$$\Delta G_i^* \approx \frac{1.7 \cdot 10^{19}}{\Delta G_i^2} \quad (10)$$

$$\Delta G_0 = 3.2 \cdot 10^7 T \lg \frac{P_C}{P_H}, \quad (11)$$

$$r_* = \frac{3.3 \cdot 10^{-4}}{T} \lg \frac{P_C}{P_H}. \quad (12)$$

Массу пыли, образовавшейся в атмосферах за время t , можно оценить по формуле:

$$M_n \approx I \frac{4}{3} \pi R^3 t \frac{4}{3} \pi r_n^3 \rho_n, \quad (13)$$

где $\rho_n \approx 2.2$ г/см³ — плотность графитовых пылинок, r_n — радиус полагаемых шарообразными пылинок, который можно оценить следующим образом [2]:

$$r_n \approx 10^{-6} (P_C - P_H) t. \quad (14)$$

С другой стороны, массу пыли, образовавшейся в атмосфере звезды типа RCB, можно оценить по величине вызванного этой пылью ослабления блеска. Действительно, известно, что оптическая толщина τ пылевого облака, ответственного, как мы полагаем, за ослабление блеска звезд RCB, может достигать ≈ 10 [2]. С другой стороны,

$$\tau \approx \sigma_n n_n R, \quad (15)$$

где n_n — концентрация пылинок, R — размер пылевого облака, а σ_n — эффективное сечение экстинкции пылинки, определяемое выражением [2]:

$$\sigma_n \approx 4\pi r_n \left(\frac{2\pi r_n}{\lambda} \right) \approx 1.6 \cdot 10^8 r_n^3, \quad (16)$$

где принято $\lambda \approx 0.5$ мкм.

Концентрацию пылинок n_n в облаке радиуса R можно выразить через массу пыли M_n :

$$n_n \approx \frac{M_n}{\frac{4}{3} \pi R^3 \frac{4}{3} \pi r_n^3 \rho_n}. \quad (17)$$

Из (16), (17) и (15) получаем:

$$M_n \approx 2 \cdot 10^{-5} R^3. \quad (18)$$

Приравнявая выражение (13) этому значению, получаем:

$$I = 6 \cdot 10^{-6} r_n^{-3} t^{-1} R^{-1}. \quad (19)$$

Далее, приравнивая это значение рассчитанному по формуле (9), найдем уравнение для парциального давления углерода:

$$P_C \approx 1 \cdot 10^{-4} T^{3/10} t^{-4/5} R^{-1/5} r_*^{-2/5} \exp\left(\frac{\Delta G_i}{kT}\right), \quad (20)$$

где r_* и ΔG_i определяются выражениями (10), (11) и (12). Уравнение (20) можно решить методом последовательного приближения. В частности, полагая $t \approx 10^7$ с, а $R \approx 10^{13}$ см, и определив T из (7), находим:

$$P_C \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ дин/см}^2, \quad (21)$$

или, для концентрации атомов углерода,

$$n_C \approx 10^7 \text{ см}^{-3}. \quad (22)$$

Расчеты химического равновесия, которые мы здесь не приводим, показывают, что относительная концентрация углерода в атмосферах звезд типа RCB составляет в достаточно большом интервале температур и давлений величину порядка $10^{-2} + 10^{-3}$. Тогда, принимая, как и выше, концентрацию частиц в невозмущенной атмосфере звезды типа RCB порядка $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$, из (3) найдем, $R/R_0 \approx 100$ или $R_0 \approx 10^{11}$ см. Таким образом, пыль, ответственная за наблюдаемые ослабления блеска звезд типа RCB, может образоваться благодаря адиабатическому расширению некоторой части атмосферы звезды: первоначальный размер этой расширяющейся области составляет 10^{11} см. При этом начальная температура газа может быть определена по формуле (2):

$$T_0 \approx 10^7 \text{ К.}$$

Разогрев части атмосферы до высокой температуры может наблюдаться в виде вспышки коротковолнового диапазона, предшествующей ослаблению блеска. Спектральный состав и другие характеристики таких вспышек зависели бы от многих факторов: от глубины, на которой выделяется энергия, от вида этой энергии (частицы, кванты, магнитные поля), а также от характера взаимодействия выделившейся энергии с веществом атмосферы. Что касается энергии E_0 , затраченной на нагрев газа, то ее можно оценить следующим образом:

$$E_0 \approx R_0^3 n_0 k T_0 \approx 10^{39} \text{ эрг.}$$

Эта энергия сравнима с полной энергией, излучаемой звездами типа RCB за 1 минуту. С другой стороны, известны так называемые барстеры—вспыхивающие в рентгеновском диапазоне объекты. Интересно отметить, что

полная энергия вспышки барстеров также достигает 10^{39} эрг. Это обстоятельство вместе с приведенными выше расчетами позволяет предположить, что рентгеновские вспышки барстеров и ослабление блеска звезд типа RCB могут быть разными проявлениями одного и того же феномена.

В заключение приношу благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

BRIGHTNESS DECREASE OF RCB STARS: MODEL CALCULATIONS

YU. K. MELIK-ALAVERDIAN

It has been shown that dust formation in the atmospheres of RCB stars can be explained in assumption of the presence of some flare phenomena in these atmospheres.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. A. O'Keefe, *Astrophys. J.*, 90, 294, 1939.
2. Б. Е. Жильев, М. Я. Орлов, А. Ф. Пузач, М. Г. Родригес, А. Г. Тогочава, *Звезды типа RCB*, Наукова думка, Киев, 1978.
3. B. Donn, N. C. Wickramasinghe, *Astrophys. J.*, 153, 451, 1968.

УДК: 524.387—54

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД МАЛЫХ МАСС
С ПОТЕРЕЙ ОРБИТАЛЬНОГО МОМЕНТАА. В. ТУТУКОВ, А. В. ФЕДОРОВА, Э. В. ЭРГМА,
Л. Р. ЮНГЕЛЬСОН

Поступила 5 июля 1985

Принята к печати 20 сентября 1985

С учетом потери орбитального момента посредством магнитного звездного ветра и излучения гравитационных волн рассчитана эволюция вторичных компонентов в тесных двойных системах с компактными первичными компонентами. Рассмотрены звезды с химическим составом, соответствующим объектам диска и объектам балджа. Исследовано влияние индуцированного звездного ветра на эволюцию вторичных компонентов. Результаты расчетов позволяют объяснить распределение по периодам катаклизмических переменных, и наблюдаемые у них, и маломассивных рентгеновских источников, скорости обмена веществом.

1. *Введение.* В последнее время в связи с быстрым накоплением наблюдательных данных значительно возрос интерес к исследованию эволюции тесных двойных систем, первичный компонент которых является компактным объектом — белым карликом (в катаклизмических переменных) или нейтральной звездой (в рентгеновских источниках), а вторичный — маломассивной нормальной звездой, заполняющей полость Роша. Было показано, что эволюция подобных короткопериодических систем (орбитальный период $P \lesssim 10^4$) определяется потерей орбитального момента из-за излучения гравитационных волн (ГВ) и/или магнитного звездного ветра (МЗВ). В предыдущей статье авторов [1] была исследована эволюция подобных систем с неоднородными вторичными компонентами. Удалось показать, что в этом случае обмен веществом и потеря момента приводят к формированию ультракороткопериодических систем с $P < 1^h$.

Настоящая статья является развитием работы [1]. Нами проведены расчеты эволюции вторичных компонентов с малым содержанием металлов ($z = 0.001$), исследовано влияние звездного ветра на значение минимального периода и проведено сравнение результатов расчетов с данными наблюдений катаклизмических переменных звезд и маломассивных рентгеновских источников (раздел 2). Получена теоретическая оценка численности катаклизмических переменных (раздел 3).

2. *Результаты расчетов.* Нами рассчитаны треки вторичных компонентов двойных систем с массами $0.85 M_{\odot}$ и $1.25 M_{\odot}$ в предположении, что потеря момента происходит за счет магнитного звездного ветра и излучения гравитационных волн. Выражения, описывающие потерю момента, приведены в [1]. Параметры треков указаны в табл. 1. В вариантах 3 и 4 предполагалось, в соответствии с гипотезой Спрюита и Риттера [2] и Тутукова [3], что МЗВ есть только у звезд, имеющих радиативные ядра. В вариантах 3' и 4' мы полагали, что МЗВ присутствует у всех рассчитанных моделей. Расчеты эволюции продолжались до достижения звездой массы порядка $0.01 M_{\odot}$, после чего эти звезды, вероятно, распадаются в

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭВОЛЮЦИОННЫХ ТРЕКОВ

№	$\frac{M_{1,0}}{M_{\odot}}$	$\frac{M_{2,0}}{M_{\odot}}$	$X_{c,0}$	Z	P_0 (час)	$\delta \lg P$	P_{\min} (час)	P_f (час)	$\frac{M_{2,f}}{M_{\odot}}$	$X_{c,f}$ $M_{He,f}/M_{\odot}$	$\frac{J_f}{J_0}$	$t, 10^5$ (лет)
1	1.00	1.25	$4 \cdot 10^{-5}$	0.001	12.9	—	0.22	0.66	0.016	0.0	0.010	4.95
2	1.00	1.25	0.03*	0.03	24.0	—	17.0	29.4	0.172	0.138*	0.306	5.90
3	0.75	0.85	0.70	0.001	6.3	0.05	1.11	1.13	0.043	0.70	0.059	1.61
3'	0.75	0.85	0.70	0.001	6.3	—	1.03	1.10	0.040	0.70	0.055	3.61
4	0.75	0.85	0.70	0.03	7.1	0.07	1.24	1.32	0.038	0.70	0.053	2.02
4'	0.75	0.85	0.70	0.03	7.1	—	1.13	1.60	0.024	0.70	0.036	6.34
5	0.75	0.85	0.70	0.03	7.1	0.30	—	—	—	—	—	—

Примечания к таблице. № — номер трека; $M_{1,0}$ и $M_{2,0}$ — начальные массы аккрецирующего и теряющего вещество компонентов соответственно; $X_{c,0}$ — начальное содержание водорода в центре заполняющего свою полость Роша компонента; M_{He} — начальная масса гелиевого ядра; Z — содержание тяжелых элементов; P_0 — начальный период; $\delta \lg P$ — ширина „пробела“ в периодах; P_{\min} и P_f — минимальные и конечные орбитальные периоды систем; $M_{2,f}$ — конечная масса компонента, теряющего вещество, и $X_{c,f}$ — содержание водорода в его центре; $M_{He,f}$ — конечная масса гелиевого ядра; J_f/J_0 — отношение конечного орбитального момента к начальному; t — продолжительность эволюции систем от момента заполнения вторичным компонентом полости Роша до последней рассчитанной модели.

динамической шкале времени [4, 5]. Один из треков (вариант 5) рассчитан в предположении, что скорость потери момента в 10 раз превышает ту, которую задает закон торможения звезд Скуманича (формула (2) в нашей работе [1]). Тем самым мы попытались имитировать возможное индуцирование звездного ветра в случае аккреции на нейтронную звезду и исследовать влияние интенсивности МЗВ на результаты.

На рис. 1 приведены треки моделей на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Если исходные модели были химически однородными, звезда эво-

люционирует вдоль начальной главной последовательности (НГП) для звезд соответствующего химсостава. Прекращение МЭВ и восстановление теплового равновесия практически не возмущают трек звезды. Лишь в варианте 5, рассчитанном с МЭВ, эффективность которого завышена в 10 раз, по сравнению с «обычным» вариантом 4, заметно отклонение трека от НГП. Трек звезды с малым исходным X_c радикально отличается от описанных. Вначале звезда смещается параллельно НГП. Когда в результате потери массы и проникновения конвекции обилие гелия в поверхностных слоях звезды начинает увеличиваться, сжатие звезды ускоряется, и она при почти постоянной светимости перемещается в область более высоких эффективных температур. Следующий поворот трека к меньшим T_e и падение светимости обусловлены быстрым падением энерговыделения в слоевом источнике, когда последний оказывается из-за потери массы вблизи поверхности звезды.

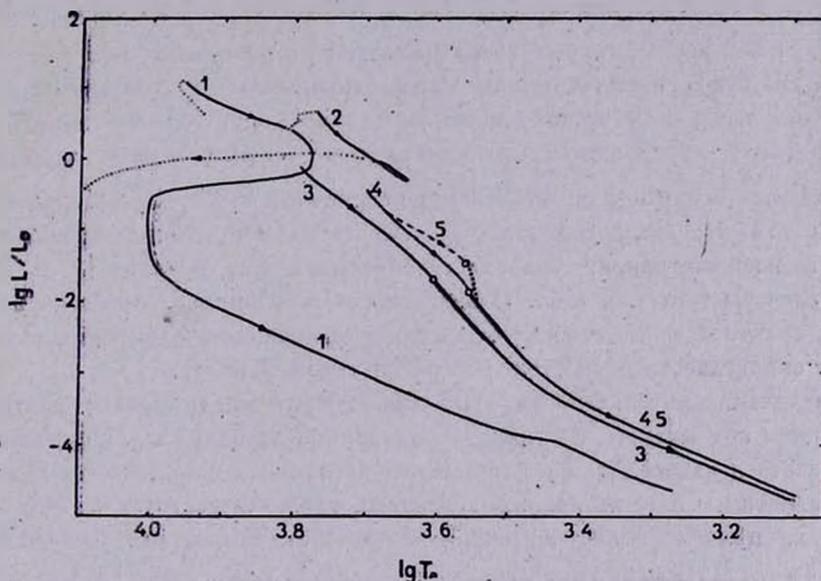


Рис. 1. Эволюционные треки звезд на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Нумерация треков соответствует табл. 1. Трек 2 — из работы [1]. Пунктир — участки треков до заполнения полости Роша. Жирный пунктёр на треке 5 соответствует стадии эволюции в «пробеле» в периодах. Кружками отмечено положение первых полностью конвективных моделей. Треки 3' и 4' практически не отличаются от треков 3 и 4, соответственно.

Полное перемешивание однородных звезд происходит при $M_1 \approx 0.29 M_\odot$ (при $Z = 0.001$) и $M_2 = 0.28 M_\odot$ ($Z = 0.03$). Светимости и абсолютные звездные величины равны при этом $0.022 L_\odot$ и $0.016 L_\odot$ и 10^m и 10^{m+4} , соответственно, а показатель цвета $B - V \approx 1.45$ (для

$Z = 0.03$, согласно [6]. Это значение $B - V$ близко к показателю цвета одиночных звезд главной последовательности ≈ 1.65 , при котором у них происходит резкое уменьшение хромосферной активности и рентгеновской светимости [7, 8], которые связываются с „выключением“ динамо-механизма. Следует, однако, отметить, что величина L_x/L_{bol} у карликов класса М остается постоянной при переходе к поздним подклассам; а это может служить аргументом против „выключения“ МЗВ [9]. Звезда с малым исходным X_c становится полностью конвективной, когда ее масса составляет всего лишь $\sim 0.02 M_{\odot}$, представляя в момент перемешивания чисто гелиевый карлик.

Для сравнения на рис. 1 нанесен трек звезды, которая в момент заполнения полости Роша имела гелиевое ядро $M_{\text{He}} \approx 0.03 M_{\odot}$ [1]. Обмен веществом в этом случае напоминает обычный случай В обмена массой, система эволюционирует к большим значениям периода, звезда превращается в гелиевый карлик $0.17 M_{\odot}$ с тонкой водородной оболочкой.

На рис. 2 эволюционные треки нанесены на диаграмму $\lg P - \lg M_2$. Если МЗВ существует постоянно, треки непрерывны. В этом случае распределение катаклизмических переменных по орбитальным периодам должно быть непрерывным, что противоречит существованию дефицита наблюдаемых систем с орбитальными периодами $\sim 2^h - 3^h$. Предположение о том, что звездный ветер отключается, когда звезда становится полностью конвективной, позволяет объяснить этот дефицит [2, 3, 11]. Наши расчеты (рис. 2 и табл. 1) показывают, что ширина «пробела» в периодах практически не зависит от содержания тяжелых элементов, а полностью определяется скоростью потери системой момента.

Увеличение интенсивности МЗВ может быть индуцировано жестким излучением компактного спутника — нейтронной звезды [12]. Эффект может оказаться важным для рентгеновских источников малой массы. В этой связи отметим, что у последних, возможно, также существует «пробел» в периодах, причем более широкий, чем у катаклизмических переменных. Среди 15 систем с известными орбитальными периодами $P < 10^h$ ни одна не попадает в интервал периодов $1.5^h - 4^h$, а семь систем имеют $P \approx 4^h - 5^h$.

Минимальные периоды систем с первоначально однородными вторичными компонентами с неотключенным МЗВ примерно на 10% больше, чем у систем с отключенным МЗВ, т. к. у первых больше степень отклонения от теплового равновесия. Вблизи минимальных периодов скорость потери момента за счет МЗВ составляет 50—75% скорости потери за счет ГВ. Таким образом, в отсутствие гравитационных волн звездный ветер также смог бы привести к ограничению периодов величиной, близкой

к наблюдаемому пределу $80^{\text{н}}$. Следовательно, только совместное рассмотрение причин дефицита катаклизмических переменных с $P \approx 2^h - 3^h$ и существования «минимального периода» дает свидетельство в пользу того, что «минимальный период» обусловлен излучением ГВ и что он может рассматриваться как аргумент в пользу действительного существования ГВ.

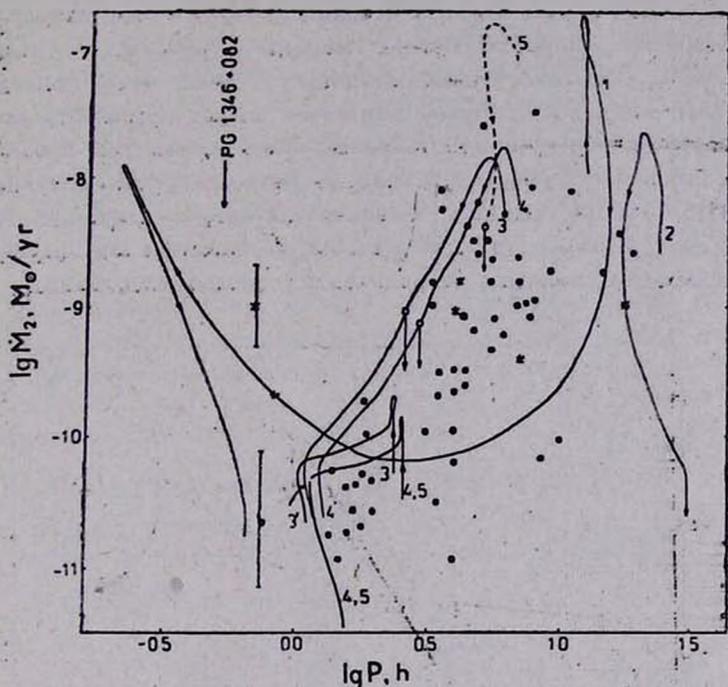


Рис. 2. Эволюционные треки вторичных компонентов в плоскости $\lg P - \lg M_2$. Нумерация соответствует табл. 1. Кружки — положение первых полностью конвективных моделей. Точки — наблюдаемые скорости обмена веществом в катаклизмических системах согласно [13], звездочки — скорости аккреции в рентгеновских системах согласно [1]. Для примера указана характерная погрешность оценок M . Стрелкой отмечено значение периода наиболее короткопериодической из известных катаклизмических переменных PG 1346+082.

На рис. 2 нанесены оценки скорости обмена веществом в катаклизмических переменных [13] и рентгеновских системах малой массы [1]. Оценки M для катаклизмических переменных основаны на предположении, что их наблюдаемая светимость обусловлена «горячим пятном» в месте соударения струи газа, истекающего из окрестностей точки Лагранжа L_1 , с аккреционным диском. Отметим, что оценки эти характеризуются значительной неопределенностью. Рис. 2 показывает, что учет потери момента

за счет МЭВ позволяет удовлетворительно объяснить наблюдаемые \dot{M} для систем с $P \geq 3^h$. Для систем с $80^m \approx P \approx 2^h$ наблюдаемые \dot{M} объясняются потерей момента за счет ГВ. Высокие скорости обмена веществом у ультракороткопериодических систем с $P \leq 1^h$ естественно объясняются как результат обогащения гелием оболочек моделей, у которых к моменту заполнения полости Роша имелись небольшие ($M_{He} \approx 0.01 M_{\odot}$) гелиевые ядра. Увеличение скорости потери момента приводит к увеличению скорости обмена. В очень плотных звездных системах, таких, как ядра шаровых скопления, скорость обмена веществом может превышать скорость, задаваемую только потерей орбитального момента, так как прохождения одиночных звезд могут уменьшать большие полуоси орбит, стимулируя обмен [5, 14]. Очевидно, что для галактических катаклизмических переменных звезд этот фактор роли не играет, но он может иметь значение для маломассивных рентгеновских источников в шаровых скоплениях.

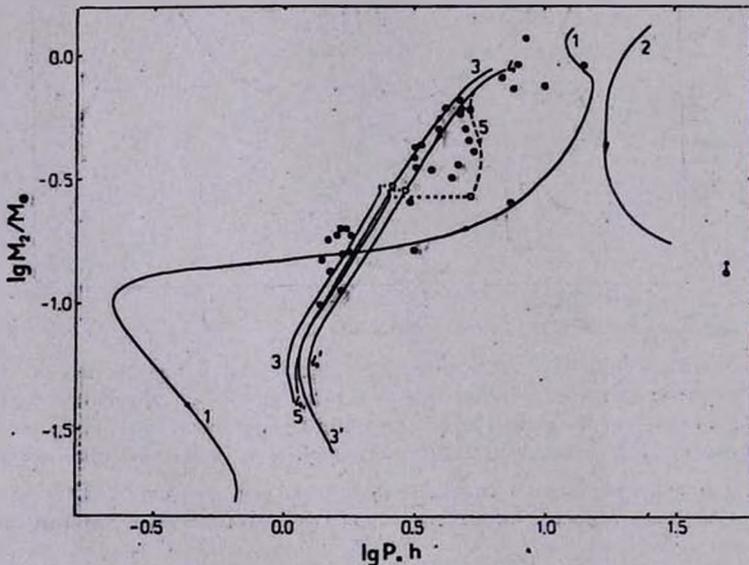


Рис. 3. Эволюционные треки вторичных компонентов в плоскости $\lg P - \lg M_2$. Обозначения как на рис. 1 и 2. Пунктирными линиями указаны участки треков с постоянной массой. Точки — массы вторичных компонентов наблюдаемых катаклизмических переменных согласно [15].

На рис. 3 приведены эволюционные треки вторичных компонентов на диаграмме $\lg P - \lg M_2$. На этот же рисунок нанесены оценки масс вторичных компонентов катаклизмических систем согласно [15]. Учитывая значительные неопределенности в оценках M_2 , согласие теории и наблю-

дений для систем с $M_2 > 0.3 M_\odot$ можно считать удовлетворительным. Рис. 3 показывает, что в ядрах вторичных компонентов некоторых систем часть водорода могла выгореть. Вместе с тем часть звезд в наиболее короткопериодических системах имеет массы, значительно превышающие теоретические оценки. Усиление интенсивности МЗВ расширяет полосу, в которой могут располагаться двойные системы с компонентами — звездами главной последовательности.

Рис. 3, так же, как и рис. 2, показывает, что левая граница теоретического «пробела» в периодах значительно отличается от наблюдаемой. Расхождение могло бы быть устранено за счет некоторого увеличения радиусов неравновесных моделей при одновременном уменьшении значения M_2 , при котором исчезает лучистое ядро. Как показывает расчет трека с усиленным МЗВ, эту проблему можно решить подбором скорости потери момента.

3. Оценка численности катаклизмических двойных систем. Оценим относительную численность катаклизмических переменных в различных интервалах орбитальных периодов. Примем, что их светимость полностью определяется светимостью «горячего пятна»: $L = \frac{GM_1 M_2}{R_d}$, где R_d — радиус диска. Системы обнаружимы в сферических объемах, радиусы которых пропорциональны $L^{0.5}$. В этом случае число звезд ярче некоторой звездной величины в единичном интервале логарифма орбитального периода равно

$$n(P) = \frac{dN}{d \lg P} = M^{3/2} P / \dot{P}. \quad (1)$$

Зависимость $n(P)$ от $\lg P$ для $M_2 = 0.85 M_\odot$, $X = 0.70$, $Z = 0.03$ (трек 4) приведена на рис. 4.

Оценим, далее, относительную частоту систем, эволюционирующих к ультракоротким периодам. Предположим, что системы, в которых наблюдается «катаклизмический синдром», распределены по периодам так же, как непроэволюционировавшие звезды: $dN \propto 0.2 d \lg a \approx 0.13 d \lg P$ [16]. Всем системам, которые могут стать катаклизмическими, соответствует $\Delta \lg P \approx 1$, а системам, которые становятся ультракороткопериодическими — $\Delta \lg P \approx 0.2-0.3$ (см. рис. 2, 3). Таким образом, отношение численностей двух групп звезд порядка 0.15. Кривая $n(P)$ для $M_2 = 1.25 M_\odot$, $X_c \approx 0$, $Z = 0.001$ (трек 1) с учетом этого последнего отношения также нанесена на рис. 4. Она показывает, что в «пробеле» орбитальных периодов действительно должно наблюдаться $\sim 1\%$ всех систем. Конечно, эта оценка очень ненадежна. Она зависит от принятого нами без на-

дежных оснований распределения систем по периодам, распределения вторичных компонентов по массам, влияния потери момента на размеры большой полуоси до наступления контакта, возможного изменения интенсивности МЗВ в ходе эволюции.

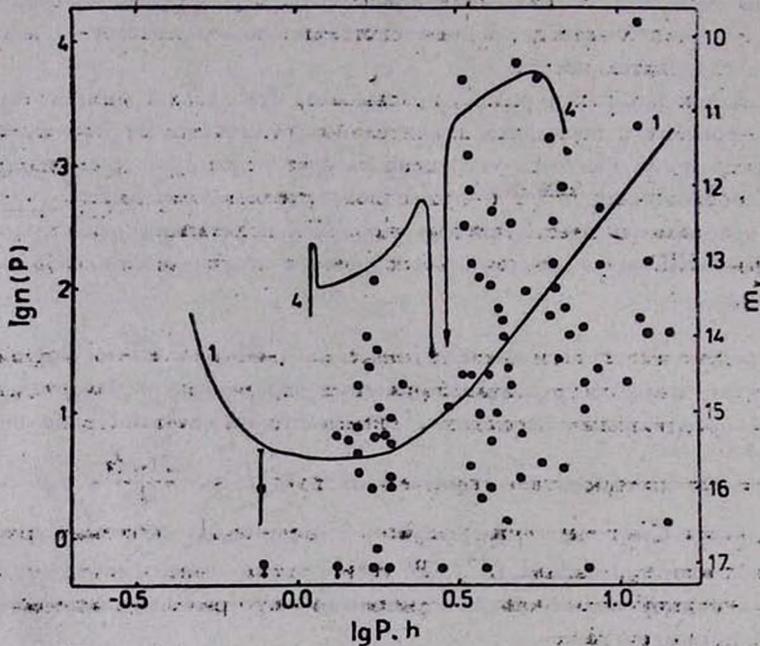


Рис. 4. Зависимость числа катаклизмических переменных на единицу логарифма орбитального периода от периода (левая шкала) и соотношение между периодом и видимой звездной величиной (правая шкала). Совмещены максимумы шкал и для связи масштабов использовано соотношение $d \lg n = 0.6 dm_v$. Точки — видимые величины катаклизмических переменных согласно [13].

К сожалению, наблюдаемые распределения катаклизмических переменных по периодам и звездным величинам отягощены различными эффектами селекции, не поддающимися численному учету. Это обстоятельство не позволяет непосредственно оценить относительную пространственную плотность наблюдаемых систем в долго- и короткопериодической группах ($P \geq 3^h$ и $80^m \lesssim P \lesssim 2^h$, соответственно). Однако можно использовать тот факт, что для двух групп звезд с одинаковыми светимостями, ограниченных одной и той же видимой звездной величиной,

$$d \lg n(P) / dm_v = 0,6, \quad (2)$$

где m_v — видимая звездная величина. Предельная видимая величина для обеих групп звезд $m_v \approx 17^m$. Соотношение (2) позволяет связать

теоретическую относительную численность звезд в единичном интервале $\lg P$ с разностью звездных величин наиболее ярких звезд двух групп Δm_v .

На рис. 4 мы нанесли видимые звездные величины катаклизмических переменных в минимуме блеска согласно [13], совместив максимум шкалы $n(P)$ с максимумом шкалы m_v и связав обе шкалы соотношением (2). Рис. 4 показывает, что $\Delta \lg n(P) \approx 1.2-1.5$ примерно соответствует наблюдаемой разности звездных величин ярчайших звезд $\Delta m_v \approx 3^m$.

В случае, когда эффективность потери момента за счет МЗВ увеличена в 10 раз, скорость обмена веществом для звезд долгопериодической группы существенно возрастает, что приводит к увеличению теоретической разности звездных величин объектов двух групп, т. е. позволяет улучшить согласие с наблюдениями.

Известные катаклизмические переменные имеют орбитальные периоды меньше 16 часов (за единственным исключением GK Per, $P \approx 2^d$). При больших периодах вторичные компоненты систем должны иметь вырожденные гелиевые ядра. До заполнения полости Роша подобные звезды обладают глубокими конвективными оболочками. Условие динамической устойчивости обмена веществом в системах, где контактный компонент имеет глубокую конвективную оболочку, $M_2/M_1 \lesssim 0.6$ [17]. Это условие накладывает очень жесткие ограничения на возможность образования широких катаклизмических систем. Например, при $M_1 \approx 1.4 M_\odot$ масса вторичного компонента $0.8 \lesssim M_2/M_\odot \lesssim 0.85$, а при меньших M_1 возникновение подобных систем практически невозможно. Кроме того при периодах, превышающих несколько дней, светимость вторичного компонента должна быть столь высока, что «синдром» катаклизмической переменной, вероятно, ненаблюдаем.

В случае систем с нейтронными звездами условие устойчивости обмена накладывает менее жесткие ограничения. Действительно, рентгеновские системы с $P \lesssim 10^d$ наблюдаются. При $P \gtrsim 100^d$ скорость обмена веществом должна превышать критическую эддингтоновскую, и рентгеновские источники не возникают из-за образования общих оболочек. Источники с $10^d \lesssim P \lesssim 100^d$ возможно неизвестны из-за отсутствия достаточно длительных рядов наблюдений.

4. *Заключение.* Рассмотрим зависимость результатов от некоторых неучтенных нами параметров. Мы принимали, что полная масса системы в ходе эволюции сохраняется. В действительности она может уменьшаться, например, из-за взрывов новых или индуцированного излучением нейтронной звезды звездного ветра.

Радиус компонента, заполняющего полость Роша, равен $R_R \approx 0.52a (M_2/M_t)^{0.44}$, где a — расстояние между компонентами, $M_t = M_1 + M_2$ [18]. В этом случае период системы $P \propto R_2^{1.5} M_t^{0.16} M_2^{0.66}$ и скорость потери момента за счет звездного ветра $d \ln J/dt \propto M_2^{1.76} M_1^{-1} M_t^{-0.09}$. Следовательно, в полуразделенной системе скорость потери момента, регулирующая скорость обмена веществом, и период слабо зависят от полной массы системы, если потеря момента происходит так, что торможение вращения описывается «законом» Скуманича $v \propto t^{-0.5}$. Однако индуцированный звездный ветер может существенно изменить картину. Действительно, энерговыделение при аккреции на ней-

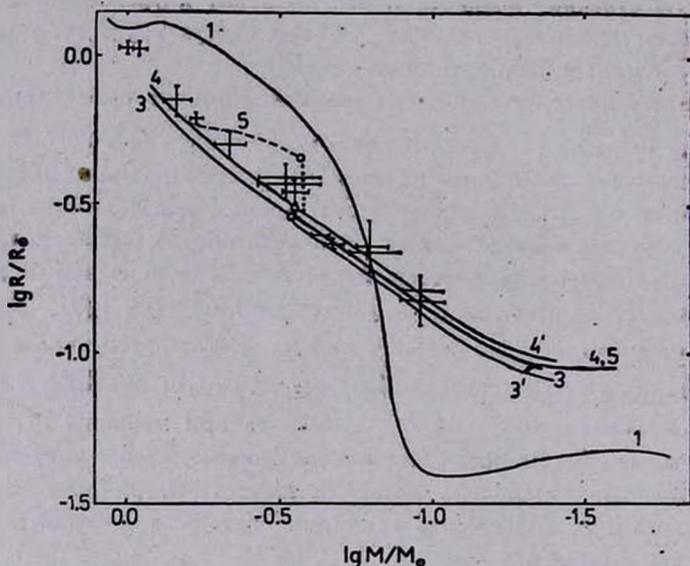


Рис. 5. Зависимость масса — радиус для звезд малых масс. Обозначения как на рис. 1—3. Кресты — положение наблюдаемых компонентов широких двойных звезд согласно [19].

тронную звезду $\epsilon \sim 10^{20}$ эрг/г. В типичной рентгеновской системе с масса-ми компонентов, например, 1.5 и 0.5 M_{\odot} несколько процентов ($\sim 10^{18}$ эрг/г) излученной при аккреции энергии перехватывается спутником. Это внешнее облучение приводит к нагреву вещества, образованию короны и усилению потери вещества. Если вся «перехваченная» энергия идет на усиление ветра, то 10^{18} эрг достаточно, чтобы удалить с поверхности спутника $\sim 10^3$ г вещества. Таким образом, при эффективности переработки излучения $\sim 10^{-3}$ индуцированный, звездный ветер может быть самопод-

держивающимся. Вызванная им потеря момента и ее влияние на эволюцию заслуживают специального исследования.

Для систем с короткими периодами ($P \lesssim 2^h$) доминирует потеря момента за счет излучения ГВ, скорость последней существенно зависит от радиуса вторичного компонента: в полуразделенной системе ($d \ln J/dt$) $\propto \propto R_2^{-4}$. По этой причине желательно оценить возможную погрешность при вычислении радиусов моделей. На рис. 5 наиболее надежные оценки радиусов звезд главной последовательности с $M \lesssim M_\odot$ из широких двойных систем из окрестностей Солнца [19] сопоставлены с радиусами наших моделей с химическим составом $X = 0.7$, $Z = 0.03$ (радиусы однородных моделей приведены в табл. 1 в Приложении). При $0.1 \lesssim M/M_\odot \lesssim 0.3$, когда модели являются практически термически равновесными, согласие с наблюдениями вполне удовлетворительное. При $M/M_\odot > 0.3$ согласие с наблюдениями хуже, но и здесь рассогласование порядка погрешности в оценках наблюдаемых радиусов. С другой стороны, Паттерсон [13] отметил, что наблюдаемые радиусы вторичных компонентов катаклизмических двойных звезд заметно превышают теоретические оценки радиусов звезд тех же масс. Увеличение радиуса может быть вызвано отклонением от теплового равновесия, обусловленным быстрой потерей вещества (см. трек 5 на рис. 5).

Астрономический совет
АН СССР

Приложение

Основные параметры однородных равновесных моделей звезд малых масс с химическим составом $X = 0.7$, $Z = 0.27$, ${}^3X = 3.8 \cdot 10^{-4}$, отношением длины пути перемешивания к высоте однородной атмосферы $l/H_p = 1.8$. Использовано табличное уравнение состояния [20]. 3X — содержание ${}^3\text{He}$.

M/M_\odot	$\lg (R/R_\odot)$	$\lg (L/L_\odot)$	$\lg T_e$
0.1	-0.889	-2.970	3.464
0.3	-0.523	-1.874	3.555
0.5	-0.346	-1.308	3.608
0.85	-0.087	-0.428	3.699
1.25	0.101	0.378	3.806

EVOLUTION OF LOW-MASS CLOSE BINARIES WITH ORBITAL
MOMENTUM LOSSES

A. V. TUTUKOV, A. V. FEDOROVA, E. V. ERGMA, L. R. YUNGELSON

The evolution of secondary components of close binaries with compact primaries has been computed, taking into account angular momentum losses due to gravitational radiation and magnetic stellar wind. Stars with chemical composition corresponding to disk and bulge populations have been considered. The influence of induced stellar wind on evolution has been investigated. The results of computations allow us to explain the distribution of cataclysmic binaries over periods and mass exchange rates, observed in cataclysmic binaries and low-mass X-ray systems.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эрма, Л. Р. Юнгельсон, Письма в Астрон. ж., 11, 123, 1985.
2. H. C. Spruit, H. Ritter, *Astron. and Astrophys.*, 124, 267, 1983.
3. A. V. Tutukov, Preprint Univ. Illinois, IAP 83—3, 1983.
4. M. Ruderman, J. Shaham, *Nature*, 304, 425, 1983.
5. B. Paczynski, P. Hut, *Astrophys. J.*, 284, 675, 1984.
6. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, М., Мир, 1977.
7. M. S. Giampapa, in "Solar and Stellar Magnetic Fields: Origins and Coronal Effects", ed. J. O. Stenflo, Reidel, Dordrecht, 1983, p. 187.
8. L. Golub, "Activity in red dwarf stars", eds. M. Rodono and P. B. Byrne, Reidel, Dordrecht, 1983, p. 83.
9. S. M. Rucinski, *Astron. and Astrophys.*, 132, L9, 1984.
10. E. L. Robinson, E. S. Barker, A. L. Cochran, W. D. Cochran, R. E. Nather, *Astrophys. J.*, 251, 611, 1981.
11. A. V. Fedorova, L. R. Yungelson, *Astrophys. and Space Sci.*, 103, 125, 1984.
12. M. M. Basko, S. Hatchett, R. McCray, R. A. Sunyaev, *Astrophys. J.*, 215, 276, 1977.
13. J. Patterson, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 443, 1984.
14. J. H. Krolik, A. Melis, P. C. Joss, *Astrophys. J.*, 282, 466, 1984.
15. H. Ritter, Preprint Max-Planck-Int. Physik und Astrophysik, MPA 106, 1984.
16. E. I. Popova, A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, *Astrophys. and Space Sci.*, 88, 155, 1982.
17. Э. Т. Крайчева, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, *Астрофизика*, 22, 105, 1985.
18. I. Iben, Jr., A. V. Tutukov, *Astrophys. J.*, 284, 719, 1984.
19. D. M. Popper, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 18, 115, 1980.
20. G. Fontaine, H. C. Graboske, H. M. Van Horn, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 35, 293, 1977.

УДК: 524.354:524.523

НОВЫЙ ЭФФЕКТ СЕЛЕКЦИИ ПРИ СТАТИСТИЧЕСКИХ
ИССЛЕДОВАНИЯХ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

А. О. АЛЛАХВЕРДИЕВ, О. Х. ГУСЕЙНОВ, Ф. К. КАСУМОВ

Поступила 8 апреля 1985

Принята к печати 15 сентября 1985

Исследовано влияние H II-областей на параметры остатков сверхновых звезд (ОС). Показано, что проецирование таких областей на ОС вызывает: а) локальные изменения морфологической структуры молодых оболочечных ОС и б) более заметные искажения интегральных параметров развитых ОС оболочечного типа ($cD > 10$ пк) и пларионов, вплоть до их полной неразличимости на фоне классических и гигантских H II-областей. Это обстоятельство, в связи с дополнительными ограничениями, накладываемыми реальной структурой межзвездной среды на статистические исследования ОС, практически приводит к появлению нового значительного эффекта селекции. Сделана оценка действия этого эффекта на статистическую полноту объектов.

1. *Введение.* Как известно, для получения правильных представлений о природе объектов и изучения их эволюции крайне важно выявление всевозможных эффектов селекции, оценка степени их влияния на среднестатистические параметры и на полноту статистического ансамбля в целом.

При исследовании остатков сверхновых звезд (ОС), представляющих собой расширяющиеся газовые туманности с синхротронным спектром радиоизлучения, их приходится выявлять среди других протяженных объектов. Таковыми, как известно, являются ионизованные области водорода, возбуждаемые горячими звездами, т. е. H II-области, а также кольцевые и планетарные туманности, возникающие в результате звездного ветра или иными обычно обсуждаемыми механизмами (см., например, [1]). Несмотря на то, что механизм излучения перечисленных объектов тепловой, при отсутствии надежных данных о спектре радиоизлучения выделение значительной части ОС среди таких объектов представляет сложную проблему. В некоторых случаях, когда подозревают наличие вклада синхротронного компонента излучения, прибегают к специальным методам исследований (например, определение отношения наблюдаемых интенсивностей линий $[S II]/H_\alpha$, $[O II]/H_\alpha$ и др. или оценки температуры ударного фронта по данным о рентгеновском спектре излучения). Но это возможно толь-

ко для ограниченного числа относительно близких объектов, что до сих пор предпринималось различными исследователями [2—4].

Если же спектральные данные все же получены и достаточно надежны, то опять остается вероятность потери части ОС, проецируемых на такие объекты, имеющие при сравнительных размерах поверхностные яркости выше, чем поверхностные яркости остатков. В этом случае необходим специальный тонкоструктурный радиоанализ распределения спектрального индекса внутри подозрительных объектов с целью выявления в них синхротронного компонента и определения контуров области, ответственной за последнее. Здесь также могут быть использованы отмеченные выше оптические и рентгеновские наблюдения, выявляющие характерные признаки ОС. То есть опять необходим индивидуальный подход к заранее выявленным подозрительным объектам. Примеры подобных специальных наблюдений отдельных ОС также имеются в литературе [5, 6].

Однако такой подход оставляет открытым вопрос о величине указанного выше эффекта селекции, действующего как на отдельные классы ОС, так и на ОС различного возраста, развивающиеся в разных областях межзвездной среды (МЗС). Таким образом, остается открытым и более общий и важный вопрос о статистической полноте наблюдаемых объектов даже при учете всех других инструментальных или фоновых эффектов селекции.

Ниже будет исследована степень влияния Н II-областей на параметры остатков сверхновых различных типов, диаметров и оценена величина эффекта селекции, вызванного покрытием оболочечных ОС классическими и гигантскими Н II-областями.

2. *Влияние Н II-областей на ОС и селекция, вызванная действием этого эффекта.* Как известно, Н II-области имеют довольно широкий спектр параметров (размеры, меры эмиссии ME и пропорциональная ей поверхностная яркость). Это связано как с параметрами (температура, размеры) и количеством возбуждающих их горячих звезд, так и с плотностью излучающего газа. Планетарные туманности с аналогичной природой излучения, наиболее компактные из ионизованных туманностей (размеры ~ 0.1 пк), обладают довольно большой поверхностной яркостью $\sim 3 \cdot 10^{-19}$ вт/м² Гц ср. Поскольку их эволюция определяется динамикой расширяющегося с малыми скоростями газа, выброшенного из центральных звезд, имеющих довольно близкие параметры, то для них, так же, как и для ОС, существует зависимость поверхностной яркости от диаметра [7]. Очевидно, что для Н II-областей остальных типов в целом такой зависимости не должно быть. Это связано с тем, что размеры и излучательная способность Н II-областей сильно зависят от числа и величин

ны ультрафиолетового излучения возбуждающих звезд и плотности среды, которые изменяются в довольно широких пределах.

По классификации [8] H II-области, в зависимости от параметров, подразделяются на шесть классов. Классические (IV класс) и гигантские (V класс) из них, с мерой эмиссии $ME > 10^4$ пк см⁻⁶ и размерами от десятков до сотен парсек, могут содержать от одного до десяти возбуждающих их O-звезд. Области H II ниже IV класса, как правило, малых размеров (≤ 10 пк) и с небольшой мерой эмиссии ($ME \leq 10^3$ пк см⁻⁶).

Среди таких H II-областей выделение ОС с малыми спектральными индексами ($\alpha \leq -0.3$), принадлежащих к известному типу плерионов, [9] представляет трудную задачу, на что ранее было указано в [10]. В то же время оболочечные ОС, составляющие подавляющее большинство наблюдаемых остатков, сравнительно просто выделить среди H II-областей, если имеются, пусть даже грубые, определения спектрального индекса. Дело в том, что спектральный индекс галактических ОС оболочечного типа в среднем ~ -0.5 и только для 6 из 70 объектов этого типа $\alpha = -0.3$. Среди остатков Большого Магелланового Облака (БМО) наименьшее значение $\alpha = -0.29$ имеет ОС 0543—689. Но, как отмечается в работе [11], надежность определения α для этого источника в связи с его близостью со сверхгигантским H II-комплексом 30 Dor, весьма незначительна. С учетом этого обстоятельства наименьшее значение спектрального индекса ОС в БМО будет $\alpha = -0.38$ (при среднем значении $\bar{\alpha} = -0.5$). Отмеченные выше галактические остатки с малыми α также могли быть подвержены действию этого эффекта. Поэтому понятно, что столь крутой синхротронный спектр ($\alpha \geq -0.5$) довольно легко отличить от теплового-тормозного.

Основные сложности для ОС этого типа, даже при надежных определениях спектрального индекса, возникают при их проецировании на H II-области. В работе [12] в свете последних статистических исследований ОС [11—14] был проанализирован вопрос о существовании зависимости поверхностной яркости ОС от его диаметра ($\Sigma(D)$ -зависимость). Было показано, что пессимистический взгляд на возможность использования этой зависимости при статистических исследованиях, выдвинутый в [14], был вызван некорректным использованием критериев выбора ОС-калибраторов. Как оказалось, кроме традиционно рассматриваемого критерия (точность определения расстояний) для получения правильных представлений об эволюции ОС в реальной межзвездной среде, необходимо учитывать еще один критерий, а именно, близость условий среды, в которой находятся ОС-калибраторы по расстоянию. С учетом этого фактора, а также того обстоятельства, что большинство ($\sim 80\%$) известных ОС действительно

находятся в примерно одинаковых условиях среды с повышенной плотностью (в рукавных областях Галактики), была восстановлена пошатнувшаяся вера в существование $\Sigma(D)$ -зависимости и в ее использование в статистических исследованиях. Однако, теперь уже в силу специфики восстановленной $\Sigma(D)$ -зависимости в облачной МЗС, усилилась роль эффекта проецирования ОС на Н II-области, которые, как известно, также концентрируются в рукавных областях Галактики и связаны с ОВ ассоциациями. С другой стороны, наиболее яркими частями оболочечных остатков оказываются области взаимодействия ударного фронта с плотными образованиями окружающей среды [15, 13]. Поверхностная яркость Н II-областей, в свою очередь, также пропорциональна плотности среды. Поэтому в случае проецирования их друг на друга при сравнимых параметрах (яркость и размеры) это может заметно уменьшить спектральный индекс остатка или вовсе воспрепятствовать обнаружению последних.

Влияние таких Н II-областей в других галактиках, наблюдаемых плашмя, должно быть незначительным, поскольку излучение от ОС быстро покидает плотные области вещества. Действительно, из 24 остатков оболочечного типа в БМО только 3 перекрываются с Н II-областями, приведенными в списке [8]. И, видимо, поэтому спектральные индексы 21 остатка оказались близкими. Наиболее близко друг от друга расположены ОС N 206 А и ассоциация № 69. Вероятно, на этот остаток проецируется Н II-область № 17 по списку [8] и поэтому он имеет малое значение спектрального индекса ($\alpha = -0.33$). Следующей такой парой являются ОС N 63 А и Н II № 21 по [8]. Спектральный индекс этого остатка после вычета излучения Н II-области равен $\alpha = -0.56$ [11]. Наконец, третий остаток N 157 В находится в пределах комплекса 30 Dog и имеет плоский спектр.

О небольшой доле проекций остатков на Н II-области в этой галактике свидетельствуют также результаты исследований, проведенных в [1]. Здесь было обнаружено, что только 5 остатков БМО надежно совпадают с Н II-областями. Причем полное число ассоциаций по данным [16] равно 96 и 50 из них совпадают с Н II-областями из списка [17]. Много данных об областях звездообразования и их характеристиках можно найти в [18].

Однако для галактических остатков сверхновых, в силу специфики нашего местоположения (на периферии Галактики), влияние указанного эффекта на параметры остатков должно быть значительным. Сравнение спектральных индексов излучения оболочечных ОС, расположенных в направлениях, богатых Н II-областями, с остальными частично выявляет это. Так, по данным [19] 29 ОС с широтой $|b| \geq 2^\circ$ имеют $\bar{\alpha} = -0.56$, в то время как 36 ОС с $|b| \leq 0^\circ.2$ показывают $\bar{\alpha} = -0.42$. С другой сто-

роны, 24 остатка рассматриваемого типа, расположенные в направлении, близком к галактическому центру ($320^\circ \leq l \leq 340^\circ$), имеют $\bar{z} = -0.49$, в то время как 22 ОС противоположного направления ($90^\circ \leq l \leq 270^\circ$) в среднем имеют $\bar{z} = -0.55$. Конечно, здесь необходимо помнить, что средние значения z для каждого остатка в целом известны с большими ошибками, что в принципе может привести к замыванию этого эффекта. С другой стороны, ОС, максимально подверженные действию этого эффекта, в большинстве случаев остаются невыявленными.

Чтобы наглядно представить влияние зон ионизации Н II на обнаружимость ОС, мы построили диаграмму $\Sigma-D$ для классических и гигантских Н II-областей в БМО на частоте, близкой к частоте, на которой исследуются остатки сверхновых в этой галактике ($\nu = 1.4$ ГГц). Эта диаграмма приведена на рис. 1. Прямая с наклоном $\beta = -3$ на этой диаграмме соответствует $\Sigma(D)$ — зависимости для оболочечных ОС [12]. Как видно из рис. 1, классические и гигантские Н II-области обладают большими поверхностными яркостями и препятствуют обнаружению ОС с диаметрами более 10 пк, если они оказываются на одном луче зрения. Конечно, область левее приведенных точек на диаграмме также будет заполнена Н II-областями низкого класса (с малыми ME и размерами). Чтобы продемонстрировать это, на диаграмму нанесены также Н II-области нашей Галактики, радиоданные которых взяты из работы [20]. На эту же диаграмму нанесены некоторые из крупных галактических Н II-областей по данным 3С-каталога и работы [21].

Если диаметр ОС меньше 10 пк, то он, как правило, имеет поверхностную яркость выше всех Н II-областей малых размеров. Как уже отмечалось, только планетарные туманности могут конкурировать по величине поверхностной яркости с такими остатками, но они имеют очень малые размеры. Для обнаружения и исследования таких остатков помеху могут представлять Н II-области с размерами 10 пк и с близкими значениями Σ , только в том случае, если они находятся перед остатком. Но даже в этом случае это препятствие может быть устранено, если получить профиль радиояркости и исследовать область с наибольшей яркостью. Н II-области более крупных размеров для выявления и определения параметров указанных ОС, очевидно, представляют меньшее препятствие. Отметим также, что планетарная туманность, оказавшаяся на луче зрения перед ОС, может также значительно исказить реальную картину отдельных частей остатка.

Как видно из рис. 1, проецирование Н II-областей больших размеров на ОС не только затрудняет исследование, но и препятствует их обнаружению. В таких случаях наблюдения даже на самых малых частотах не могут облегчить ситуацию. Оставляя в стороне безусловный факт искаже-

ния радиопараметров ОС, как в целом, так и в особенности их отдельных структурных особенностей при проецировании на них Н II-областей с

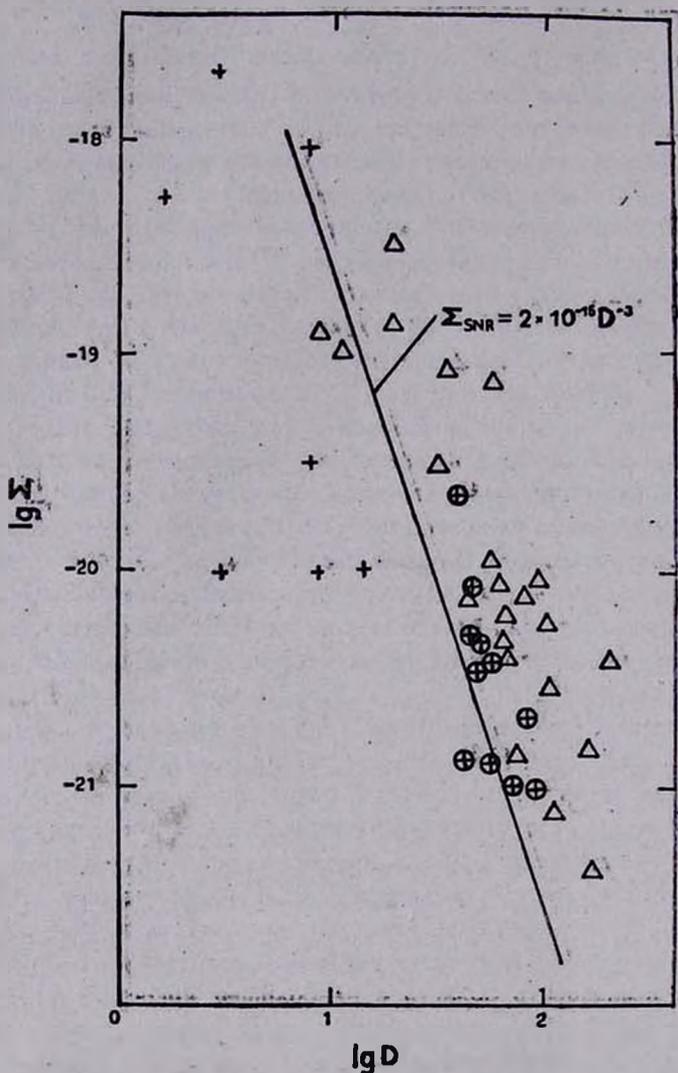


Рис. 1. Σ — D -диаграмма для классических и гигантских областей Н II (по классификации [8]): Δ —Н II-области в БМО, + — некоторые галактические Н II-области [20]. В кружки взяты объекты по данным 3С каталога и работы [21]. Прямая описывает усредненную $\Sigma(D)$ —зависимость для ОС [12].

большими и сравнимыми радиояркостями, попытаемся ответить на вопрос о возможности установления в этом случае самого наличия ОС. Положительный ответ можно получить, если будем иметь рентгеновские данные о

протяженных галактических радиоисточниках. Наличие высокой температуры ($\sim 10^6$ K), характерной для ударного фронта и, следовательно, самого ОС, может служить серьезным аргументом в пользу нетепловой природы источника. Этой цели могут служить и отмеченные во введении оптические методы наблюдений отдельных линий.

Однако все эти методы связаны с довольно трудоемкой работой по отбору и последующему исследованию значительного количества протяженных радиоисточников с отличными от нуля спектральными индексами. Наиболее эффективными при этом могут быть рентгеновские исследования с высокой чувствительностью, аналогично проведенным ранее на ИСЗ «Эйнштейн». Но, к сожалению, такой программы на этом спутнике не было. Среди галактических объектов на нем были исследованы, в частности, ~ 40 известных остатков сверхновых [22].

Более эффективной в этом аспекте оказалась программа этого спутника по исследованию внегалактических остатков и, в частности, рентгеновских источников в БМО. С помощью рентгеновских детекторов (IPC и HRI), установленных на этом спутнике, были обнаружены 97 источников, 50 из которых находятся в ближайшей окрестности известного сверхгигантского H II-комплекса 30 Dor.

Сечение этой области составляет $\sim 20\%$ сечения всей галактики. Из этих 97 источников, 25 не принадлежат БМО, а проецируются на него; 17 являются точечными объектами [4]. Ко времени этих наблюдений (1979—80 гг.) в этой галактике было известно 12 ОС, причем все они располагались вне указанной области. Еще два протяженных радиоисточника, находящихся в центральной части 30 Dor, ранее подозревались в принадлежности к остаткам и были причислены к ним после рентгеновских наблюдений [4]. К настоящему времени в БМО установлено наличие 24 оболочечных ОС и 3 плёрионов, причем 10 из них связаны с комплексом 30 Dor.

Таким образом, из 55 протяженных рентгеновских источников 27 уже причислены к ОС, а остальные 28 подозреваются в принадлежности к остаткам. Как видно, эффективность этого метода довольно велика, количество ОС в БМО, благодаря рентгеновским наблюдениям на ИСЗ «Эйнштейн», увеличилось в два раза (а возможно и в 5 раз, если будут подтверждены остальные подозрительные объекты). Тем не менее, даже при этих наблюдениях остается вероятность пропуска ряда ОС, поскольку рентгеновская светимость ОС изменяется в широком пределе ($\sim 2-3^1$ порядка величины). С другой стороны, мягкое рентгеновское излучение остатков сильно поглощается средой, что особенно важно для галактических ОС, расположенных за центром Галактики. Так что, даже при наличии аналогичной программы поиска галактических ОС на ИСЗ «Эйнштейн», значительная их часть оставалась бы не выявленной.

В центральной части комплекса 30 Dof, средняя поверхностная радиояркость которой $\sim 10^{-19}$ Вт/м² Гц ср, расположены 3 остатка [11] — это N 157 В, N 158 А и 0538—693, имеющие на частоте 1 ГГц поверхностные яркости соответственно $4 \cdot 10^{-19}$, $5 \cdot 10^{-19}$ и $5 \cdot 10^{-21}$ Вт/м² Гц ср. Первые два объекта были заподозрены в принадлежности к ОС еще в 1973 г. [23] и подтверждены, как остатки, после рентгеновских наблюдений [4]. Что касается третьего источника, то он был зачислен в разряд ОС в работе [11]. Этот источник не обнаружен при рентгеновском обзоре БМО [4]. Вызывает удивление обнаружение такого слабого радиисточника на фоне яркой H II-области и отсутствие регистрируемого рентгеновского потока от него. Правда нельзя исключить ситуацию, при которой этот ОС заслоняется веществом, заметно поглощающим его рентгеновское излучение. Одновременно хотелось бы отметить недоразумение, вызываемое большой крутизной радиоспектров у ряда H II-областей из списка [8]. Так, например, от H II-областей в БМО за №№ 6, 23, 33 и 41 не наблюдается рентгеновское излучение, что является признаком отсутствия остатков в их направлении. В таком случае остается неясной причина столь высокой ($z \gtrsim -0.5$) крутизны радиоспектров у этих H II-областей.

Итак, проведенное выше обсуждение заставляет нас акцентировать внимание исследователей на эффекте селекции, вызванном проецированием классических и гигантских H II-областей на развитые остатки оболочечного типа (с диаметрами > 10 пк, см. рис. 1). Как уже отмечалось, при выявлении ОС из списка подозрительных радиисточников обычно делаются попытки отличить их от протяженных источников теплового излучения, т. е. H II-областей (например, путем тщательного изучения спектрального индекса или оптическими наблюдениями отношения интенсивностей линий [S II]/H α , [O II]/H α и т. д.). Имеющиеся на этом пути сложности обсуждаются во многих работах и в основном они носят частный характер. Однако, поскольку для статистических исследований мы теперь можем пользоваться только ОС, расположенными в рукавных областях, то указанный эффект становится довольно важным, если не решающим.

Очевидно, что для галактических ОС он будет велик в направлении спиральных рукавов. Поэтому, чтобы сделать предварительную оценку влияния этого эффекта на число ОС, используемых при статистических исследованиях, рассмотрим отдельные галактические ассоциации в этих направлениях. Ясно, что если доля сечения ассоциации, на которую проецируются яркие H II-области, окажется значительной, то вероятность наблюдения остатка внутри последней будет существенно занижена. Среди известных ассоциаций из каталога [24] мы отобрали наиболее крупные по размерам и расположенные в областях наибольшей концентрации ОС: Cas OB 6, Cam OB 1, Ara OB 1, R 103, Ser OB 1 и Cyg OB 8.

Пользуясь каталогом Н II-областей [21], мы оценили степень покрытия указанных ассоциаций областями Н II, лежащими на луче зрения к этим объектам. Оказалось, что доля покрытия изменяется в широком пределе от 10% (Seg OB 1) до $\sim 70\%$ (Cas OB 6). В случае наибольшей степени покрытия (Cas OB 6) на ассоциацию проецируется 10 оптических Н II-областей, которые являются близкими объектами (< 2 кпк). Из всех рассмотренных нами ассоциаций эта является единственной, для которой установлена принадлежность к самой ассоциации трех Н II-областей, наблюдаемых также на радиочастотах; это W 3, W 4 и W 5 [25]. Эти три области и дают основную долю покрытия $\sim 70\%$, приведенную выше. Во всех остальных случаях имеющиеся оценки расстояний до ассоциаций и Н II-области показывают, что определенная доля последних может оказаться как внутри, так и вне ассоциации (причем на луче зрения по обе стороны от нее). Предельное расстояние использованных нами объектов, в силу специфики оптических наблюдений вблизи плоскости Галактики, < 4 кпк. Поэтому полученные оценки степени покрытий являются минимальными. Но даже в этом случае видно, что, как минимум, $\sim 1/3$ ОС, попавших в ассоциации, могут быть неразличимы на фоне таких Н II-областей. Следовательно, имея в виду, что примерно 80% всех остатков эволюционирует в плотных областях МЗС [12], можно считать, что доля используемого ансамбля остатков в статистических исследованиях в самом благоприятном случае не более $\sim 70\%$.

Это обстоятельство, конечно, должно быть учтено в последующих статистических исследованиях ОС как дополнительный к ранее известным новый эффект селекции. Отметим также, что более точная оценка влияния этого эффекта селекции на статистику, с более полным привлечением радиоданных о галактических Н II-областях, нами будет сделана в отдельной статье. Основная же цель данного сообщения в привлечении внимания исследователей к факту наличия этого давно известного эффекта, который в свете последних исследований ОС в облачной МЗС приобретает совершенно новый и очень важный аспект для правильного понимания генезиса этих объектов.

3. *Заключение.* Исследована степень влияния Н II-областей, проецирующихся на остатки сверхновых различных типов, диаметров (или возраста). Показано, что наиболее заметные искажения параметров этот эффект вызывает у остатков оболочечного типа с диаметрами более 10 пк. В то время, как у молодых оболочечных остатков действие его вызывает локальные изменения морфологической структуры, у более развитых ОС оболочечного типа ($cD > 10$ пк) и плерионов оно настолько значительно, что делает эти объекты неразличимыми на фоне классических и гигантских Н II-областей.

В свою очередь, ограничения, накладываемые реальной структурой межзвездной среды на статистические исследования ОС, усилили роль покрытия последних такими H II-областями. Показано, что это обстоятельство практически приводит к появлению нового эффекта селекции, действие которого вызывает дополнительную неполноту статистических ансамблей объектов на уровне не ниже $\sim 30\%$.

Институт физики
АН Азерб.ССР

NEW SELECTION EFFECT OF STATISTICAL INVESTIGATIONS OF SUPERNOVA REMNANTS

A. O. ALLAKHVERDIYEV, O. H. GUSEINOV, F. K. KASUMOV

The influence of HII regions on the parameters of Supernova remnants (SNR) is investigated. It has been shown that the projection of such regions on the SNRs leads to: a) local changes of morphological structure of young shell-type SNRs and b) considerable distortions of integral parameters of evolved shell-type SNRs (with $D > 10$ pc) and plerions, up to their complete undetectability on the background of classical and gigantic HII regions. A new selection effect, in fact, arises from these factors connected with additional limitations made by the real structure of the interstellar medium on the statistical investigations of SNRs. The influence of this effect on the statistical completeness of objects has been estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Braunsfurth, J. V. Feltzinger, *Astron. and Astrophys.*, 127, 113, 1984.
2. S. D'Odorico, M. A. Dopita, P. Benvenuti, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 40, 67, 1980.
3. M. Dennefeld, D. Kunth, *Astrophys. J.*, 86, 989, 1981.
4. K. S. Long, D. J. Helfand, D. A. Grabelsky, *Astrophys. J.*, 248, 925, 1981.
5. R. Gilmozzi, P. Murdin, D. H. Clark, *Astron. and Astrophys.*, 140, 390, 1984.
6. P. Shall, Jr., *Astrophys. J.*, 275, 592, 1983.
7. P. R. Amnuel, O. H. Guseinov, H. I. Novruzova, Yu. S. Rustamov, *Astrophys. and Space Sci.*, 107, 19, 1984.
8. F. P. Israel, *Astron. and Astrophys.*, 90, 246, 1980.
9. K. W. Weiler, *Observatory*, 103, 85, 1983.
10. K. W. Weiler, N. Panagia, *Astron. and Astrophys.*, 70, 419, 1978.
11. B. Y. Mills, A. J. Turtle, A. G. Little, J. M. Durdin, *Austral. J. Phys.*, 37, 321, 1984.
12. А. О. Аллахвердиев, О. Х. Гусейнов, Ф. К. Касумов, *Астрофизика*, 1986 (в печати).

13. *A. O. Allakhverdtyev, O. H. Guselnov, F. K. Kasumov, I. M. Yusifov*, *Astrophys. and Space Sci.*, 97, 287, 1983.
14. *D. A. Green*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 209, 449, 1984.
15. *R. D. Blandford, L. L. Cowie*, *Astrophys. J.*, 260, 625, 1982.
16. *P. B. Lucke*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 28, 73, 1974.
17. *R. D. Davies, K. H. Elliott, J. Meaburn*, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 81, 89, 1976.
18. *А. В. Мирзоян*, в сб. «Проблемы современной космогонии», ред. В. А. Амбарцумян, 1972, стр. 19.
19. *D. K. Milne*, *Austral. J. Phys.*, 32, 83, 1979.
20. *J. E. Wink, T. L. Wilson, J. H. Bigging*, *Astron. and Astrophys.*, 127, 211, 1983.
21. *L. Blitz, M. Fich, A. Stark*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 49, 183, 1982.
22. *F. D. Seward*, in "Supernova Remnants and their X-Ray Emission", eds. J. Danziger, P. Gorenstein, Dordrecht, Reidel, 1982, p. 519.
23. *D. S. Mathewson, J. N. Clarke*, *Astrophys. J.*, 180, 725, 1973.
24. *R. Humphreys*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 309, 1979.
25. *E. Braunsfurth*, *Astron. and Astrophys.*, 117, 197, 1983.

УДК: 524.333.7

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ В МОДЕЛЯХ
ЦЕФЕИД II ТИПА НАСЕЛЕНИЯ

А. Б. ФОКИН

Поступила 17 июня 1985

Принята к печати 20 сентября 1985

Исследованы фурье-спектры нелинейных колебаний моделей цефеид II. Обнаружено, что частотный резонанс между фундаментальной модой и каким-либо обертоном приводит к увеличению механической энергии этого обертона в 2—3 раза. Также показано, что на каждом цикле пульсаций во внешних слоях оболочки генерируется бегущая волна, распространяющаяся вглубь. Появление вторичных горбов на кривых скоростей и блеска совпадает с наступлением резонанса между фундаментальной модой и вторым обертоном. В то же время момент образования горба совпадает с приходом к поверхности страженной от ядра волны сжатия. Причину образования вторичных горбов следует искать, по-видимому, во взаимодействии этих двух механизмов.

1. Введение. Среди наблюдаемых особенностей цефеид населения II (или цефеид II) с периодами от 1 до 25 суток можно выделить два следующих феномена. Первый связан с присутствием на кривых блеска в интервале периодов от 1 до 3 суток вторичного горба, фаза которого явно связана с периодом [1]. Второй — с тем фактом, что кривые блеска приобретают в области периодов 15—20 суток характер чередующихся глубоких и мелких минимумов, свойственный переменным типа RV Тельца [2]. Объяснение механизмов, лежащих в основе этих явлений, представляется весьма перспективным. В первом случае, ввиду связи фазы горба с параметрами, влияющими в конечном счете на период (связанный со средней плотностью), появилась бы дополнительная возможность определения масс и радиусов этих звезд, представляющая интерес также для теории звездной эволюции. Во втором это дало бы ключ как к пониманию самой природы пульсаций, так и к целому ряду нерешенных проблем, связанных с переменными звездами типа RV Тельца.

Отметим, что отдельные гидродинамические расчеты моделей цефеид II с периодами 1—3 суток и 17 суток успешно смоделировали оба эти феномена, так что в смысле численного их воспроизведения особых проблем, по-видимому, нет [3—5]. Что же касается механизмов, лежащих в их основе, то на этот счет мнения исследователей разделились. Например

ряд авторов, следуя точке зрения Кристи [6], связывает образование и смещение вторичных горбов (последовательность Герцшпрунга) с генерацией и распространением в оболочке бегущей волны сжатия [3]. Согласно другой гипотезе, выдвинутой Саймоном и Шмидтом [7], природа горбов обусловлена резонансным возбуждением пульсаций во втором обертоне, поскольку линейная теория предсказывает наступление такого резонанса у цефеид II как раз при периодах 1—3 суток [4].

Переход к пульсациям, характерным для переменных типа RV Тельца, теоретически исследован еще меньше. Он тесно связан с природой пульсаций самих звезд типа RV Тельца, а последним к настоящему времени посвящено не так много теоретических работ. Все же можно отметить работу Такеути и Петерсена [8], в которой авторы, базируясь на выводах линейной теории, предложили для объяснения кривых блеска этих звезд гипотезу резонансного возбуждения первого обертона. Согласно теории, такой резонанс должен наступать вблизи периодов 15—20 суток, то есть как раз в области наблюдаемого перехода. Пока, однако, каких-либо убедительных подтверждений эта гипотеза не нашла.

Существование альтернативных гипотез, особенно по вопросу об образовании вторичных горбов, является следствием того, что интерпретация результатов гидродинамических расчетов представляет, как правило, самостоятельную сложную задачу. В данном случае это относится к выделению на фоне общих пульсаций бегущих волн и колебаний в обертонах. Для уверенного отождествления обеих форм колебаний необходимо привлекать количественные методы анализа.

В качестве одного из методов, позволяющего исследовать связь обертоновых резонансных колебаний и бегущих волн с описанными выше явлениями, в настоящей работе предлагается полный гармонический анализ радиальных скоростей моделей цефеид II во всей оболочке. Вследствие периодического характера пульсаций рассматриваемых моделей такой подход является наиболее естественным.

Раздел 4 посвящен обсуждению результатов и основным выводам.

2. *Описание метода и постановка задачи.* Суть излагаемого метода достаточно проста. Пусть из дискретной гидродинамической модели нам известен закон изменения радиальных скоростей пульсаций $U_j(t)$ в интервале времени $0 \leq t \leq \Pi_0$, где Π_0 — период фундаментальной моды, во всех лагранжевых узлах j . Выбор скоростей в качестве анализируемых величин в данной работе продиктован в основном соображениями удобства.

Задача состоит в отыскании коэффициентов A_j^n и B_j^n разложения функций $U_j(t)$ в ряд Фурье для всех $1 \leq j \leq N$, где N — число лагранжевых (массовых) узлов:

$$U_j(t) = \frac{A_j^0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(A_j^n \cos \frac{2\pi n t}{\Pi_0} + B_j^n \sin \frac{2\pi n t}{\Pi_0} \right). \quad (1)$$

Коэффициенты Фурье, минимизирующие среднеквадратичную погрешность аппроксимации рядом (1), как известно, определяются следующим образом:

$$A_j^n = \frac{2}{\Pi_0} \int_0^{\Pi_0} U_j(\tau) \cos \frac{2\pi n \tau}{\Pi_0} d\tau, \quad B_j^n = \frac{2}{\Pi_0} \int_0^{\Pi_0} U_j(\tau) \sin \frac{2\pi n \tau}{\Pi_0} d\tau, \quad (2)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

Поскольку исходное поле скоростей $U_j(t)$ задано в виде сеточной функции

$$U_j(t_i) = U_j^i, \quad 1 \leq j \leq N, \quad 1 \leq i \leq M,$$

то в выражении (2) интегралы необходимо заменить суммированием. В данной работе коэффициенты A_j^n и B_j^n рассчитывались по формулам:

$$A_j^n = \frac{2}{\Pi_0} \sum_{i=1}^{M-1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} (a_j^i \tau + b_j^i) \cos \frac{2\pi n \tau}{\Pi_0} d\tau, \quad (3)$$

$$B_j^n = \frac{2}{\Pi_0} \sum_{i=1}^{M-1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} (a_j^i \tau + b_j^i) \sin \frac{2\pi n \tau}{\Pi_0} d\tau,$$

в которых была использована кусочно-линейная интерполяция U_j^i внутри интервала (t_i, t_{i+1}) :

$$U_j(t) = a_j^i t + b_j^i, \quad t_i < t < t_{i+1}.$$

Для практического анализа иногда удобно в формуле (1) заменить выражение в скобках на

$$C_j^n \sin \left(\frac{2\pi n t}{\Pi_0} + \Phi_j^n \right), \quad (4)$$

где $C_j^n = \sqrt{(A_j^n)^2 + (B_j^n)^2}$ есть модуль амплитуды, а $\Phi_j^n = \arctg (A_j^n/B_j^n)$ — фаза n -й гармоники.

Если в анализируемой модели присутствует стоячая волна (обертон), то она, очевидно, будет описываться постоянной фазой $\Phi_j^n = \text{const}(n)$ соответствующего члена разложения (4) и некоторым распределением

амплитуд C_j^n , которое будет тем ближе к линейной собственной функции, чем меньше амплитуда пульсаций.

Области бегущих волн, однако, не всегда характеризуются прогрессивным изменением фазы в зависимости от номера узла j в (4), поскольку, вообще говоря, эти волны претерпевают отражения от поверхности и ядра звезды. Найдем, при каких условиях бегущие волны могут быть выделены, воспользовавшись следующей упрощенной моделью.

Пусть в ограниченной с двух сторон стенками (например, при $x = x_0$ и $x = 0$) однородной среде возле одной из границ (x_0) в момент $t = 0$ возникло небольшое возмущение, которое начало распространяться к противоположной границе в форме бегущей волны $f(x, t)$. Через интервал времени $t = x_0/c_{\text{зв}}$, где $c_{\text{зв}}$ — скорость звука в среде, эта волна дойдет до второй стенки $x = 0$ и отразится назад в виде волны $f'(x, t)$, а спустя еще время $x_0/c_{\text{зв}}$, в момент $T = 2x_0/c_{\text{зв}}$, она вернется в исходную точку. Пусть также нам известен фурье-спектр разложения начального возмущения в точке X_0 по времени:

$$f(t, x_0) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_0^n \cos \omega_n t + B_0^n \sin \omega_n t).$$

Вследствие однородности среды и малости начального возмущения профили $f(t, x)$ в различных точках x будут отличаться друг от друга только фазой, пропорциональной $\tau = (x - x_0)/c_{\text{зв}}$. Переходя от x к новой переменной τ , нетрудно получить зависимость фурье-спектра волны $f(t, \tau)$ от τ :

$$\begin{aligned} A^n(\tau) &= C_0^n \operatorname{Re} \left\{ e^{i(\omega_n \tau + \Phi_0^n)} \right\}, \\ B^n(\tau) &= C_0^n \operatorname{Im} \left\{ e^{i(\omega_n \tau + \Phi_0^n)} \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $C_0^n = \sqrt{(A_0^n)^2 + (B_0^n)^2}$, $\operatorname{tg} \Phi_0^n = B_0^n/A_0^n$, $n = 1, 2, \dots$

Отраженную волну $f'(t, \tau)$ можно описать как

$$f'(t, \tau) = \alpha f(t, T - \tau) = \alpha f(t, -\tau),$$

где α — коэффициент отражения. Разлагая с помощью (5) функцию $F(t, \tau) = f(t, \tau) + f'(t, \tau)$ в ряд Фурье и учитывая, что $e^{i\omega_n T} = 1$, находим члены разложения $F(t, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} F_n(t, \tau)$

$$F_n(t, \tau) = C_0^n [2x \cos(\omega_n t - \Phi_0^*) \cos \omega_n \tau - (x - 1) \cos[\omega_n(t - \tau) - \Phi_0^*]] \equiv \\ \equiv C_0^n \{ (1 + x) \cos(\omega_n(t - \tau) - \Phi_0^*) - 2x \sin(\omega_n t - \Phi_0^*) \sin \omega_n \tau \}. \quad (6)$$

Из (6), в частности, следует, что в случае полного отражения ($|x| = 1$) все члены разложения будут иметь характер стоячих волн, фаза которых Φ_0^* определяется только начальным возмущением. Если же в процессе распространения происходит затухание или усиление одной из волн, то в разложение суммарной волны обязательно войдет бегущий компонент

$$\delta = \delta_0 \exp \{ i(\omega_n [t - \tau] - \Phi_0^*) \}.$$

Если область затухания или усиления волны содержит узлы соответствующей собственной функции, то δ_0 можно оценить из анализа колебаний в этих узлах.

Все эти выводы, как показали специальные расчеты, остаются в силе и в случае не слишком больших амплитуд колебаний неоднородных сферически-симметричных оболочек. В частности, на внешней границе модели политропы с $n = 3$ и $\gamma = 5/3$, представленной 20 лагранжевыми зонами, в состоянии гидростатического равновесия была искусственно генерирована волна разрежения с амплитудой ~ 10 км/с. Отражение этой волны от ядра было практически полным, и, как следствие этого, все гармоники разложения во внутренних областях представляли собой стоячие волны. Вблизи внешней границы вследствие частичной диссипации энергии отраженной волны, обусловленной использованием в расчетах искусственной вязкости фон Неймана, в разложении появился бегущий компонент с фазой, зависящей от номера лагранжевого узла. Направление распространения этой добавочной волны находилось в качественном согласии с (6) при условии, что $\alpha < 1$, то есть при затухании отраженной волны. Поскольку структура оболочек цефеид II качественно, а до определенной степени и количественно, может быть аппроксимирована политропой с $n = 3-4$, то результаты этих тестовых расчетов дают основания применять предложенный метод к анализу цефеид II.

В настоящей работе вышеизложенная процедура анализа была использована для исследования 6 гидродинамических моделей цефеид II с периодами от 1.3 до 6.7 суток, описанных в [9]. Некоторые их характеристики представлены в табл. 1. Первичные модели содержали по 80 лагранжевых узлов. Фурье-разложение скоростей проводилось по первым 6 гармоникам для 36 лагранжевых узлов, выбранных по закону

$$j = 2k, \quad k = 5, 6, \dots, 40.$$

В среднем по каждой модели анализ охватывал 70—80% радиуса.

Для иллюстрации точности расчетов на рис. 1 приведены две диаграммы скоростей модели 1. Первая изображает изменение со временем исходных скоростей, умноженных на $\sqrt{m_j}$, где m_j — масса j -го слоя, во всех выбранных узлах. На второй в том же масштабе представлена разность

$$U_j - \left(A_j^0/2 + \sum_{n=1}^6 \left| A_j^n \cos \frac{2\pi n t}{\Pi_0} + E_j^n \sin \frac{2\pi n t}{\Pi_0} \right| \right),$$

характеризующая точность аппроксимации. Небольшой «бегущий» остаток на второй диаграмме обусловлен в основном пакетом высших гармоник с $n > 6$, не рассматриваемых в данной работе.

3. *Результаты расчетов.* В табл. 1 приведены логарифмы полученных из анализа относительных осцилляторных моментов инерции второй гармоники J_{21} . В последнем столбце таблицы приведено число узлов второй гармоники, M , равное номеру обертона. Первая гармоника у всех моделей соответствует фундаментальной моде.

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДОВАННЫХ МОДЕЛЕЙ

№	$\lg M/R$	$\Delta R/R_0$	Π_0 (сут.)	Π_1/Π_0	Π_2/Π_0	$\ln J_{21}$	$2t_{21}/\Pi_0$	M
1	-1.135	0.19	1.27	0.71	0.521	-2.18	1.76	2
2	-1.187	0.20	1.628	0.89	0.498	-1.50	1.62	2
3	-1.267	0.29	2.09	0.664	0.472	-1.74	1.66	2
4	-1.401	0.32	3.90	0.598	0.41	-2.08	1.37	1
5	-1.458	0.30	5.16	0.56	0.38	-1.14	1.24	1
6	-1.53	0.37	6.75	0.52	0.35	-1.61	1.18	1

Относительный осцилляторный момент k -й гармоники J_{k1} определяется для нелинейных колебаний как $J_{k1} = J_k/J_1$, где

$$J_k = \frac{1}{2} \int_0^M (\Delta U_k)^2 dm,$$

ΔU_k — амплитуда скорости k -й гармоники, m — масса звезды; интеграл берется по всей массе звезды. Таким образом, J_{k1} равен доле суммарной механической энергии k -й гармоники по отношению к энергии первой гармоники. Из таблицы видно, что среди моделей 1, 2 и 3, у которых вторая гармоника соответствует второму обертону ($M = 2$), величина J_{21} имеет максимум у модели 2 с $\Pi_2/\Pi_0 = 0.498$, достигая 0.22. Максимум J_{21} обусловлен возрастанием эффективности нелинейной перекачки части энергии из

фундаментальной моды во второй обертоном вблизи центра резонанса $\Pi_2/\Pi_0 = 0.5$.

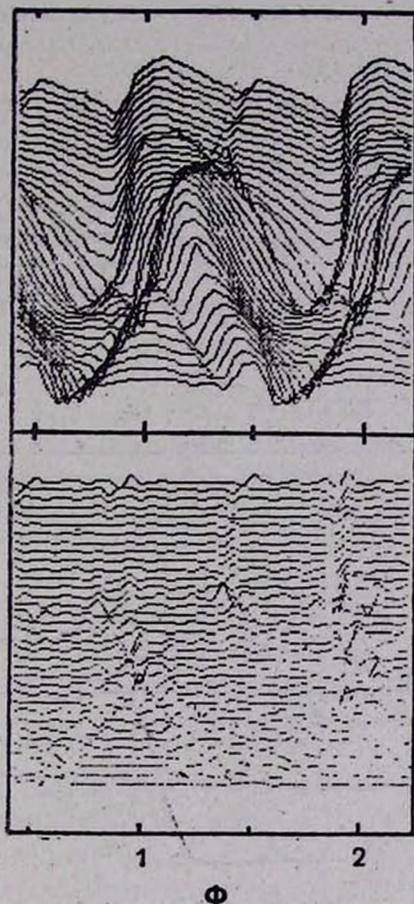


Рис. 1. а) Исходные скорости модели 1 в зависимости от фазы пульсаций. б) Остаточные скорости после вычета из а) суммы шести гармоник разложения Фурье. Отдельные кривые соответствуют различным номерам лагранжевых узлов, масштабные коэффициенты пропорциональны $\sqrt{m_j}$. Нижние кривые соответствуют $j = 10$, $R = 0.32 R_0$, верхние — $j = 80$, $R = R_0$. Нуль-пункты кривых выбраны произвольно.

На рис. 2 представлено распределение по лагранжевой координате фурье-амплитуд, помноженных на $\sqrt{m_j}$, и фаз первой и второй гармоник для моделей 1 и 2. Отмеченные характерные точки линейных собственных функций, соответствующих второму обертоном, достаточно точно совпадают с узлами и пучностями амплитуд, полученных из разложения. Это объясняется как близостью к центру резонанса, так и небольшими ампли-

тудами этих моделей — $\Delta R/R = 0.19$ и 0.20 , соответственно. Кроме того, вследствие малой степени концентрации вещества к центру, пропорциональной R/M , амплитуда пульсации у этих моделей быстро уменьшается вглубь оболочки, так что там линейное приближение оказывается справедливым.

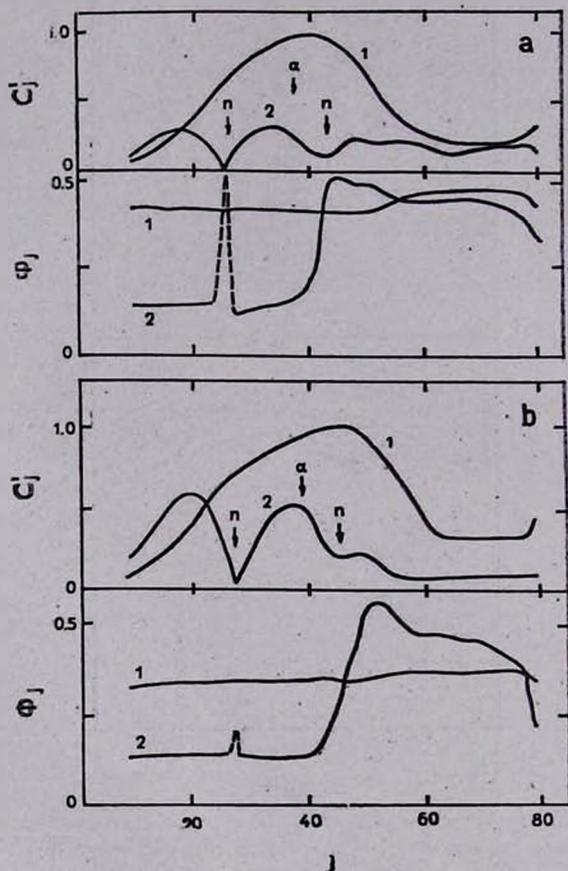


Рис. 2. Амплитуды $C_j = C_j / \sqrt{m_j}$ и фазы Φ_j первых двух гармоник разложения в зависимости от номера лагранжева узла j для моделей 1 (а) и 2 (б). Цифры около кривых обозначены номера гармоник. Стрелки указывают положения узлов (n) и пучностей (α) соответствующих собственных функций. Пунктиром отмечены скачкообразные изменения фазы в узлах.

На графиках зависимости фазы фундаментальной моды Φ_0 от номера лагранжева узла (рис. 2) заметен небольшой сдвиг, порядка 0.05 — 0.09 Φ , приходящийся на область максимального погружения уровня фотосферы в оболочку. Этот сдвиг является общим для всех рассмотренных моделей

и связан со смещением по массе уровня фотосферы (т. е. зоны частичной ионизации водорода) в процессе пульсаций. При расширении оболочки внешние слои охлаждаются и в них возникает волна рекомбинации водорода, распространяющаяся вглубь. Это приводит к уменьшению давления за фронтом рекомбинации $\Delta P/P \approx -0.5$ и к более быстрому сжатию рекомбинировавшего вещества. При дальнейшем сжатии внешние области вновь разогреваются, и возникает волна ионизации водорода, что приводит к увеличению градиента давления и обуславливает более быстрое расширение внешних слоев звезды. Этот процесс, в частности, приводит к сдвигу фазы Φ_0 фундаментальной собственной функции в области фотосферы [10].

У звезд с $\lg M/R \approx -1.56$ линейные расчеты предсказывают наступление резонанса $\Pi_1/\Pi_0 = 0.5$ между первым обертоном и фундаментальной модой. Фурье-анализ моделей 5 и 6, близких к этому резонансу, а также нерезонансной модели 4, показал, что колебания во второй гармонике разложения действительно соответствуют первому обертону. Однако в данном случае координаты узлов и пучностей уже не совпадают с предсказаниями линейной теорией. Это обусловлено как большими амплитудами этих моделей, $\Delta R/R_0 \approx 0.37$, так и достаточно высокой степенью концентрации вещества к центру.

Из табл. 1 видно, что у моделей 5 и 6 осцилляторные моменты J_{21} также выше, чем у нерезонансной модели 4. Это явление, так же, как и у модели 2, по-видимому, обусловлено резонансным возбуждением первого обертона, связанным с перекачкой механической энергии колебаний фундаментальной моды.

Таким образом, выполнение условия частотного резонанса $1/2$ приводит к тому, что соответствующий обертоном имеет в резонансном случае в 2—3 раза большую относительную амплитуду, чем в нерезонансном.

На рис. 3 для модели 2 представлена диаграмма изменения со временем величины $e_j = \text{sgn}(U_j) m_j U_j^2$ для всех j , где U_j — скорость j -го узла, m_j — масса j -го интервала, равной механической энергии пульсаций j -го массового интервала. Из рисунка хорошо видно, что в глубоких слоях модели, охватывающих примерно 30 массовых интервалов исходной модели, движения среды имеют преимущественно характер волны или импульса, распространяющегося по оболочке практически с постоянной энергией. Аналогичный характер имеют движения во внутренних областях других моделей. Эти волновые движения были исследованы с помощью фазовых диаграмм в координатах A_j^n , B_j^n (см. (3)).

На рис. 4 представлены фазовые диаграммы модели 2 для второй и третьей гармоник разложения. Из анализа диаграмм можно заключить, что колебания самых глубоких слоев с $R/R_0 \leq 0.73$, где R_0 — радиус фото-

сферы, то есть в области сосуществования падающей и отраженной от внутренней границы волны, описываются набором стоячих гармоник. Этот

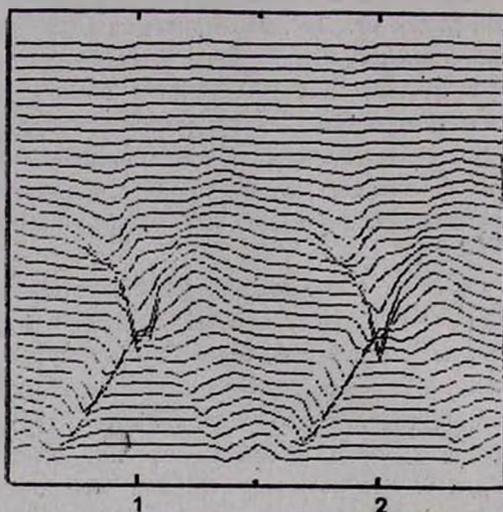


Рис. 3. Кинетическая энергия различных лагранжевых слоев модели 2, взятая со знаком мгновенной скорости U_j в зависимости от фазы пульсаций. Нижняя кривая соответствует $j = 10$, $R = 0.31 R_0$, верхняя — $j = 80$, $R = R_0$.

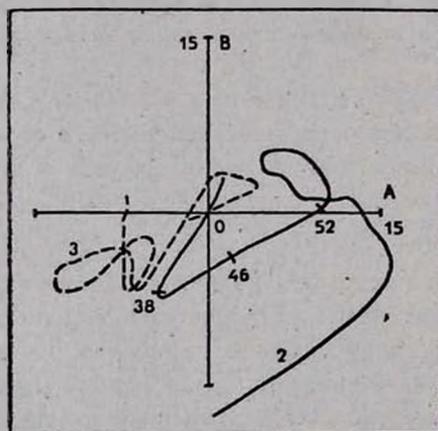


Рис. 4. Фазовые диаграммы модели 2 для второй и третьей (пунктир) гармоник разложения. Полная шкала равна 30 км/с. Штрихами и цифрами около них отмечены некоторые лагранжевы узлы.

вывод относится ко всем рассмотренным моделям и свидетельствует о том, что волны, падающие на внутреннюю границу, полностью от нее отражаются.

Наряду с самыми глубокими областями таких «скомпенсированных» волн, как следует из рис. 4, в оболочках моделей существуют сравнительно небольшие участки, где преобладают бегущие волны. В моделях 5 и 6, близких к резонансу $\Pi_1/\Pi_0 = 0.5$, эти волны присутствуют во 2, 3 и 4 гармониках разложения, охватывая около 25 массовых зон (исходных). У моделей 1 и 2, близких к резонансу $\Pi_2/\Pi_0 = 0.5$, области бегущих волн охватывают 10—15 массовых зон выше пучности второго обертона. Вблизи внешнего узла линейной собственной функции второго обертона отношение амплитуды волны во второй гармонике к амплитуде фундаментальной моды в той же точке составляет ~ 0.2 . Бегущие волны, видимые во второй, а также более высоких гармониках разложения, распространяются от поверхности внутрь (рис. 5). Как следует из анализа фазовых соотношений, их генерация происходит вблизи областей частичной ионизации водорода и гелия незадолго до фазы максимального сжатия. В этот момент зоны ионизации этих элементов максимально сближены, поэтому трудно определить, в какой из них происходит основная генерация.

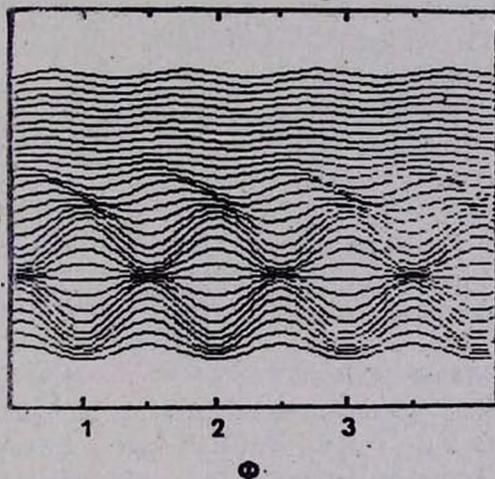


Рис. 5. Скорости второй гармоники разложения модели 2, взятые с коэффициентами $\sqrt{m_j}$, в зависимости от фазы пульсаций. Область бегущих волн приходится на интервал $42 < j < 54$.

По-видимому, одновременно с этой волной из той же области наверх начинает распространяться еще одна волна, чему свидетельствует анализ давления искусственной вязкости. Однако, вследствие малого акустического времени атмосферы $\tau_{at} \lesssim 0.1 \Pi_0$, уверенно обнаружить эту волну из анализа Фурье не удалось. Часть энергии нисходящей волны диссипирует из второй гармоники в районе пучности, поскольку в разложении для более глубокой области бегущие волны отсутствуют.

Анализ амплитуд колебаний моделей 1 и 2 показывает, что внешние узлы 2, 3 и 4 гармоник разложения имеют примерно одинаковую лагранжеву координату. Это говорит о том, что в данном узле должны пересекаться фронты падающей и отраженной волн. Такое пересечение возможно, поскольку удвоенное время пробега волны от поверхности к центру $2t_{\text{н}}$ для моделей 1 и 2 существенно больше периода генерации волны Π_0 (см. табл. 1).

Перечисленные выше результаты свидетельствуют о том, что в оболочках исследованных моделей происходят генерация и распространение бегущих волн. Еще одним указанием на волновые движения в оболочках может служить характер изменений остаточных скоростей, получающихся после вычета из исходного поля скоростей суммы (1) для каждого лагранжева узла (рис. 1b). Как видно из рисунка, остаточные скорости имеют выраженный характер высокочастотного пакета, распространяющегося к центру звезды и обратно.

Траектория бегущей от центральных областей вверх волны, как показывает акустический анализ, совпадает с характеристикой, начинающейся на внутренней границе модели в момент отражения. Фаза ее прихода к поверхности совпадает с фазой возникновения вторичного горба в моделях цефеид II с горбами (рис. 1a).

Таким образом, результаты проведенного анализа дают основания полагать, что бегущие волны, генерируемые в оболочке, играют значительную роль в образовании вторичных горбов на кривых блеска цефеид II.

4. Обсуждение. Основные выводы, полученные из гармонического анализа скоростей пульсирующих моделей цефеид II, сводятся к следующему:

1) При приближении моделей к одному из резонансов $\Pi_2/\Pi_0 = 0.5$ или $\Pi_1/\Pi_0 = 0.5$ доля механической энергии, заключенная в резонансном обертоном, возрастает в 2—3 раза. Это согласуется с гипотезами Саймона и Шмидта [7] и Такеути и Петерсена [8] о том, что указанные резонансы должны проявляться при нелинейных пульсациях.

Появление вторичных горбов на кривых скоростей и блеска совпадает с наступлением резонанса между фундаментальной модой и вторым обертоном. Резонанс $\Pi_2/\Pi_0 = 0.5$, по-видимому, не является непосредственной причиной возникновения вторичных горбов, однако его воздействие может проявляться косвенным образом. Этот вопрос предстоит исследовать в дальнейшем.

Колебания внутренних слоев ($R/R_0 \leq 0.73$) моделей с горбами достаточно хорошо описываются в рамках линейной теории. С увеличением R/M звезды область справедливости линейного приближения сокращается, и при

достижении периода ~ 6 суток составляет около 20—25 внутренних лагранжевых зон ($R/R_0 < 0.4-0.5$).

2. В оболочках исследованных моделей на каждом цикле колебаний в области, связанной с ионизацией водорода и гелия, генерируется импульс, распространяющийся к центру. Этот импульс испытывает отражение от внутренней границы и возвращается к поверхности. У моделей с горбами этот импульс распространяется в глубоких слоях с постоянной энергией. Его след после отражения совпадает с характеристикой, начинающейся на внутренней границе в момент отражения, а момент его прихода к фотосфере совпадает с моментом появления вторичного горба.

Из полученных результатов можно заключить, что механизм, приводящий к возникновению горба, является, по-видимому, комплексным и включает в себя как резонансное возбуждение второго обертона, так и генерацию бегущей волны (импульса). Идею о взаимодействии резонанса и бегущей волны, приводящем к появлению горбов у цефеид, впервые высказал Уитни [11]. Слабым местом этой гипотезы до сих пор остается неясный механизм взаимодействия бегущей волны и резонанса. Возможно, здесь играет важную роль обмен энергией между низкочастотным компонентом спектра бегущей волны и колебаниями во втором обертоне, создающий преимущественные условия для распространения волны в резонансном случае. Последовательность Герцшпрунга тогда можно объяснить изменением времени пробега волны от поверхности до центра по отношению к периоду Π_0 с изменением Π_0 . Эти величины можно рассчитать для любой конкретной модели, задаваясь начальными ее параметрами, и тем самым предсказать фазу вторичного горба. Подобный расчет был выполнен для гидродинамических моделей 1, 2 и 3 в работе [12]. Согласие величин фаз, полученных из нелинейных расчетов и из расчетов акустических характеристик равновесных моделей, было хорошим, но для окончательных выводов трех моделей, по-видимому, недостаточно.

У долгопериодических моделей с $\Pi_0 \geq 6$ суток, находящихся недалеко от резонанса $\Pi_1/\Pi_0 = 0.5$, доля механической энергии, приходящаяся на первый обертон, также больше, чем у нерезонансных моделей. К сожалению, вследствие ограниченного ряда моделей ($\Pi_0 \leq 6.7$ суток) в данной работе не было возможности проверить гипотезу Такеути и Петерсена в части объяснения перехода к пульсациям типа RV Тельца. В будущем планируется провести гармонический анализ моделей цефеид II с периодами от 7 до 20 суток, что, мы надеемся, позволит лучше понять природу этого явления.

A STUDY OF RESONANCES IN CEPHEID II MODELS

A. B. FOKIN

The Fourier spectra of nonlinear pulsations of Cepheids II models are investigated. It has been found that the resonance between the fundamental mode and some overtone leads to the mechanical energy of this overtone to be increased by factor of 2-3. It has been shown that a pulse is generated on each cycle in the outermost part of the envelope. A secondary bump on the velocity and light curves exists until the fundamental mode and the second overtone are in resonance. Yet, the bump rise coincides with the return of the pulse reflected from the core to the surface. The origin of the bump seems to be related with both these mechanisms.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. S. Stobie, *Observatory*, 83, 111, 1973.
2. H. C. Arp, *Astrophys. J.*, 60, 1, 1955.
3. T. R. Carson, R. Stothers, S. K. Vemury, *Astrophys. J.*, 244, 230, 1981.
4. D. S. King, A. N. Cox, S. W. Hodson, *Astrophys. J.*, 244, 242, 1981.
5. R. F. Christy, *Astrophys. J.*, 145, 337, 1966.
6. R. F. Christy, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, 9, 13, 1968.
7. N. R. Simon, E. G. Schmidt, *Astrophys. J.*, 205, 162, 1976.
8. M. Takeuti, J. O. Petersen, *Astron. and Astrophys.*, 117, 352, 1983.
9. Ju. A. Fadeev, A. B. Fokin, *Astrophys. and Space Sci.*, 111, 355, 1985.
10. J. I. Castor, *Astrophys. J.*, 166, 109, 1971.
11. C. A. Whitney, *Astrophys. J.*, 274, 830, 1983.
12. Ю. А. Фадеев, А. Б. Фокин, *Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР*, 1985 (в печати).

УДК: 524.68:524.52

О СВОЙСТВАХ ГАЗА В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ГАЛО

А. А. СУЧКОВ, Ю. А. ЩЕКИНОВ

Поступила 21 декабря 1984

Принята к печати 20 августа 1985

Рассмотрены возможные механизмы образования ионов C IV и Si IV, линии поглощения которых наблюдаются в спектрах звезд в галактическом гало на $z \sim 1 \div 3$ кпк. Показано, что наблюдаемые количества этих ионов можно объяснить в модели поглощающей области в гало с температурой газа $T = 10^4$ К, плотностью числа частиц $n \leq 0.01$ см $^{-3}$ и при доминирующей роли фонового ультрафиолетового излучения в ионизации.

1. Одна из задач, выполнявшихся с помощью ультрафиолетового спектрометра на спутнике IUE, состояла в исследовании межзвездного газа на высоких галактических широтах. Были изучены спектры 24-х высокоширотных OB-звезд, принадлежащих гало Галактики. В 15-и из них были обнаружены линии поглощения, соответствующие межзвездным ионам C IV и Si IV, и в двух случаях — линии NV [1].

Основные наблюдательные данные состоят в следующем: а) типичное значение плотности ионов C IV на луче зрения $N(\text{C IV}) \sim 10^{13.5} \div 10^{14}$ см $^{-2}$; б) отношение концентраций ионов C IV и Si IV, $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV}) \sim 3$; при нормальном* (солнечном) содержании C и Si этому соответствует $\frac{x(\text{C IV})}{x(\text{Si IV})} = \frac{N(\text{C IV})/N(\text{C})}{N(\text{Si IV})/N(\text{Si})} \sim 0.3$; в) протяженность по-

глощающей области в направлении, перпендикулярном диску Галактики $L \sim 1 \div 3$ кпк — эта оценка получена из наблюдаемой зависимости величины $N(\sin b)$ от z (N — плотность числа ионов на луче зрения, b — галактическая широта, z — расстояние от плоскости Галактики до наблюдаемой звезды); г) в тех случаях, когда наблюдались линии поглощения NV, количество этих ионов не превышало десяти процентов от количества C IV (при нормальном обилии $\frac{x(\text{NV})}{x(\text{C IV})} =$

* C: Si: N: H = $3 \cdot 10^{-4}$: $3 \cdot 10^{-5}$: $9 \cdot 10^{-5}$: 1.

$= \frac{N(N\text{ V})/N(N)}{N(\text{C IV})/N(\text{C})} < 0.3$) [1]. Ниже мы приводим оценки параметров газа в гало, которые можно сделать на основе этих данных.

2. Очевидно, что этот газ не может быть связан с зонами H II, возбуждаемыми массивными звездами, поскольку при солнечном обилии элементов в горячей фазе для них следует ожидать $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV}) < 0.3$, если возбуждающая звезда имеет эффективную температуру $T_{\text{eff}} < 45\,000\text{ K}$ [2, 3]. Наблюдаемые на IUE звезды удовлетворяют этому условию.

Отношение $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV})$ в зонах H II может быть повышено, если содержание углерода и кремния там уменьшено по сравнению со средним космическим за счет вымерзания на частицах пыли. В самом деле, известно, что эффект истощения для кремния всегда сильнее, чем для углерода [4], поэтому, если этот эффект проявляется в газе гало, то за счет него отношение $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV})$ будет увеличиваться. Однако для того, чтобы происхождение ионов C IV и Si IV в гало можно было связывать с зонами H II, необходимо предположить, что содержание кремния в газовой фазе уменьшено по сравнению с содержанием углерода более чем на порядок. В то же время существующие данные по дефициту тяжелых элементов в межзвездной среде показывают, что максимальная степень обеднения кремния по сравнению с углеродом характеризуется фактором ~ 10 только для достаточно плотных областей в плоскости Галактики [4]. В разреженном газе гало эффекты истощения должны быть слабее.

Если предположить, что производство ионов C IV и Si IV в газовом гало Галактики обеспечивается тепловыми электронами и известным фоновым излучением в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, то в этом случае в условиях ионизационного равновесия наблюдаемому отношению $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV}) \simeq 3$ соответствует температура $T \simeq 10^{4.7}\text{ K}$, причем $x(\text{C IV}) = n(\text{C IV})/n(\text{C}) \simeq 3 \cdot 10^{-3}$ [5]*. Отсюда следует, что наблюдаемому значению $N(\text{C IV}) \simeq 10^{13.5} \div 10^{14}\text{ см}^{-2}$ соответствует $N(\text{C}) \sim (1 \div 3) \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$. При нормальном обилии углерода это дает $N(\text{H}) \sim (0.3 \div 1) \cdot 10^{20}\text{ см}^{-2}$. Таким образом, если это предположение верно, то средняя концентрация газа в высокоширотных областях C IV — Si IV должна составлять $n \sim 10^{-2}\text{ см}^{-3}$.

Однако при температуре $T \simeq 10^{4.7}\text{ K}$ межзвездный газ характеризуется значительными потерями: $\Lambda \sim 10^{-22}\text{ эрг см}^3\text{ с}^{-1}$. Это требует

* В работе [5] приводятся результаты расчетов ионизационного равновесия межзвездного газа, пронизываемого ультрафиолетовым и рентгеновским излучением с потоком, равным наблюдаемому в направлении на галактический полюс.

для поддержания стационарного состояния очень мощных источников нагрева: $\Gamma = \Lambda l \sim 10^{-24}$ эрг с⁻¹. Для сравнения укажем, что если бы нагрев осуществлялся субкосмическими лучами, то соответствующее значение скорости первичной ионизации должно было бы превысить величину $\dot{\zeta} \sim 10^{-13}$ с⁻¹. Недавно Хартквистом [6] предложена модель, в которой тепловой баланс в газе гало на уровне $T \simeq 10^{4.7}$ К обеспечивается диссипацией магнитогидродинамических волн. Эта модель предсказывает увеличение плотности газа с удалением от плоскости Галактики.

3. Альтернативная модель газового гало, удовлетворяющая совокупности данных о распространенности многозарядных ионов на высоких галактических широтах, может быть построена, если принять во внимание, что характеристики ионизирующего излучения на расстояниях $z \sim 3$ кпк от плоскости Галактики отличаются от тех, которые регистрируются на Земле. В спектре этого излучения должны присутствовать кванты с длинами волн $\lambda = 100 \div 912$ А, обеспечивающие поддержание вокруг Галактики зоны Н II [7, 8]. На основе данных о распределении нейтрального водорода во внешних частях Галактики Бочкарев и Сюняев [8] получили для потока энергии фонового межгалактического излучения в интервале длин волн $\lambda = 100 \div 912$ А оценку сверху: $I_{\nu} \lesssim (0.5 \div 5) \cdot 10^{-23}$ эрг/(см² с ср Гц). По оценкам Йорка [9] на высоте $z = 10$ кпк суммарный поток энергии от всех квазаров на длине волны $\lambda = 500$ А составляет $2 \cdot 10^{-23}$ эрг/(см² с ср Гц). Заметим, что если спектр коротковолнового электромагнитного излучения ($\lambda = 100$ А), наблюдаемого в направлении на галактический полюс, $F(E) = 11/E^{0.4}$ кэВ/(см² с ср кэВ), распространить в область более длинных волн (т. е. $\lambda > 100$ А), то $F(E)$ при $\lambda = 500$ А будет соответствовать $I_{\nu} = 3 \cdot 10^{-25}$ эрг/(см² с ср Гц), т. е. на два порядка меньше верхней оценки.

На рис. 1 мы приводим результаты расчета ионного состава газа, находящегося в поле излучения со спектром*.

$$\left. \begin{aligned} F(E) &= A \cdot f/E^2 \text{ кэВ}/(\text{см}^2 \text{ с ср кэВ}), \quad E \geq E_0 \\ &= 0, \quad E < E_0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Сплошные линии на рис. 1 соответствуют $A = 1000$, $\alpha = 0.4$ и $E_0 = 13.6$ эВ. Множителем $f \leq 1$ учитываются ограничения на поток ионизирующего излучения, приведенные в [8, 9]. Для температуры газа мы приняли значение, типичное для зон Н II: $T = 10^4$ К — близкое к этому

* В направлении на галактический полюс спектр излучения характеризуется константами $A = 11, f = 1, \alpha = 0.4$ и $E_0 = 100$ эВ.

значение устанавливается в газе гало под действием фонового излучения (1) при концентрациях $n \sim 10^{-4} + 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях относительные концентрации нейтрального водорода и гелия $n(\text{H I})/n(\text{H}) \gtrsim 10^{-3}$ и $n(\text{He I})/n(\text{He}) \gtrsim 0.03$ оказываются достаточными для того, чтобы основным механизмом, обеспечивающим уменьшение концентраций многозарядных ионов, оказывались реакции перезарядок. Производство многозарядных ионов при $T = 10^4 \text{ К}$ связано с ионизацией атомов и ионов тяжелых элементов ультрафиолетовым и рентгеновским излучением (эффект Оже также учтен в наших расчетах). С уменьшением плотности газа частота рекомбинаций водорода и гелия падает, их степень ионизации увеличивается, в результате чего уменьшается эффективность процессов перезарядок и ионизационное равновесие смещается в сторону увеличения концентраций многозарядных ионов. Уравнения баланса ионизации содержат скорость ионизации ξ и концентрацию газа n только в виде отношения ξ/n (см. [5]) — ионный состав остается неизменным, если увеличение частоты ионизаций компенсируется увеличением частоты рекомбинаций.

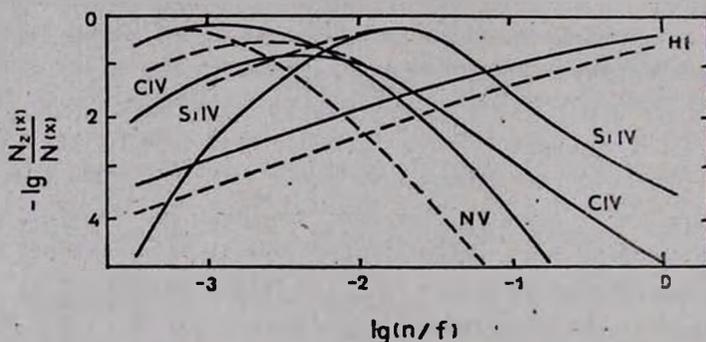


Рис. 1. Зависимость относительных концентраций ионов от физических условий в газе.

При нормальном содержании углерода и кремния отношение концентраций ионов CIV и Si IV будет равняться наблюдаемому при $n = 10^{-2} \cdot f \text{ см}^{-3}$, при этом $x(\text{C IV}) = 0.1$. Однако в этом случае $N(\text{NV})/N(\text{C IV}) \approx 0.3$. Ионы NV производятся за счет ионизаций ионов N IV (потенциал ионизации 78 эВ) и ионизаций К-оболочек ионов N III с последующим Оже-переходом с выбросом еще одного электрона (потенциал ионизации К-оболочки 430 эВ). Поэтому понизить концентрации ионов NV можно, используя более круто спадающий в области $\lambda < 160 \text{ А}$ спектр ионизирующего излучения. На рис. 1 пунктирные линии соответствуют спектру с $A = 10$, $a = 1.65$, $E_0 = 13.6 \text{ эВ}$. При $= 1$ поток энергии на $\lambda = 500 \text{ А}$ находится в рамках оценок, приве-

денных в [8, 9], а количество квантов с энергией 1 кэВ равно наблюдаемому в окрестности Земли на высоких галактических широтах. В этом случае, при $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV}) = 3$, $N(\text{N V}) < 0.1 \cdot N(\text{C IV})$ (см. рис. 1, пунктир), в согласии с наблюдениями [1] (при этом $n/f \approx \approx 10^{-2} \text{ см}^{-3}$).

Поверхностная плотность ионов C IV для поглощающего слоя толщиной $L \approx 3$ кпк оказывается близкой к наблюдаемому значению $N(\text{C IV}) \approx 10^{21} \text{ см}^{-2}$ при $n \approx 10^{-4} \text{ см}^{-3}$. С другой стороны, из ограничений на поток ионизирующего излучения $f \leq 1$ имеем оценку сверху для плотности газа в поглощающей области: $n \leq 0.01 \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 1). В принятой нами модели наибольший вклад в наблюдаемые поверхностные плотности ионов C IV и Si IV вносят верхние слои газа гало. Действительно, с приближением к плоскости Галактики следует ожидать существенного увеличения параметра n/f . В самом деле, средняя концентрация частиц вблизи диска ($n \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$) по крайней мере на порядок превышает концентрацию в гало. В этом случае $x(\text{C IV})$ и $x(\text{Si IV})$ быстро уменьшаются и, кроме того, уменьшается отношение $x(\text{C IV})/x(\text{Si IV})$.

4. Отношение концентраций ионов $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV})$ пропорционально отношению распространенностей этих элементов в газовой фазе. Таким образом, выводы о физическом состоянии газа в гало зависят от предположения о химическом составе его вещества.

В масштабах $L \sim 1 \div 3$ кпк перемешивание газа макроскопическими хаотическими движениями со скоростями $v \sim 10$ км/с осуществляется за время $t \sim (1 \div 3) \cdot 10^8$ лет, поэтому следует ожидать, что газ в гало имеет химический состав, мало отличающийся от химического состава в диске Галактики. Вариации содержания различных элементов в плоскости Галактики и гало могут быть связаны, по-видимому, только с возможным оседанием их на частицах межзвездной пыли. При этом, поскольку температура конденсации кремния на пыли почти на порядок превышает температуру конденсации углерода, обеднение газа кремнием должно быть более сильным, чем обеднение углеродом. Для газа в плоскости Галактики это подтверждено наблюдениями на спутнике «Коперник» [4]. Отсюда следует, что если бы за счет эффекта оседания на пылинках обилия углерода и кремния в газе гало отличались от среднего космического обилия, т. е. $N(\text{C})/N(\text{Si}) > 10$, то наблюдаемое соотношение $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV}) \sim \sim 3$ достигалось бы при больших значениях концентрации n : $n > 10^{-2} f$. Но так как согласно нашим расчетам $x(\text{C IV}) \propto n^{-2}$ (см. рис. 1), то количество ионов C IV на луче зрения при фиксированном значении размера поглощающей области уменьшается с увеличением плотности:

$N(\text{C IV}) \propto n^{-1}$. Поэтому уменьшение содержания Si по отношению к содержанию C в газовой фазе должно сопровождаться в рассматриваемой модели увеличением более чем в 3 раза потока ионизирующего излучения f . Действительно, если $n(\text{Si})/n(\text{C}) \sim 0.03$, то выполнение соотношения $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV}) \sim 3$ возможно только при $n/f > 2 \cdot 10^{-1} \text{ см}^{-3}$. Если $n(\text{Si})/n(\text{C}) < 0.03$, то всегда $N(\text{C IV})/N(\text{Si IV}) > 3$ (см. рис. 1).

5. Остановимся кратко на нестационарной модели газового гало. Газ галактического гало может находиться в динамическом равновесии, если его температура будет порядка $10^{5.5} \div 10^6 \text{ К}$ — это значение определяется гравитационным потенциалом звездной составляющей диска галактики. Если источники нагрева, способные обеспечить поддержание температуры на таком уровне, отсутствуют, то газ будет охлаждаться и падать на плоскость Галактики. Будет ли ионный состав такого охлаждающегося газа соответствовать данным, полученным на спутнике IUE?

Процесс релаксации ионного состава охлаждающегося рекомбинирующего газа характеризуется двумя этапами [10]: первый — это сравнительно медленная эволюция со временем $\Delta t_1 \sim 3 \cdot 10^{13}/n(\text{H II}) \text{ с}$, обусловленная фото- и диэлектронными рекомбинациями; второй — быстрая релаксация со временем $\Delta t_2 \sim 3 \cdot 10^{10}/n(\text{H I}) \text{ с}$, связанная с перезарядками ионов с атомами H и He. На всем интервале времени Δt_1 относительные концентрации ионов NV и C IV соотносятся как $x(\text{NV}) = (3 \div 10) \cdot x(\text{C IV})$, в то время как по данным спутника IUE $x(\text{NV}) < 0.3 \cdot x(\text{C IV})$ при нормальном содержании элементов N и C. Если считать, что распространенность азота на высоких широтах не меньше, чем в галактической плоскости*, то отсюда следует, что такой газ не может давать заметного вклада в поверхностные плотности ионов, наблюдавшихся на спутнике IUE.

На втором этапе, спустя время $\sim (2 \div 3) \cdot \Delta t_2$, $x(\text{NV})$ уменьшается от величины $\sim 3 \cdot x(\text{C IV})$ до $\sim 10^{-4} \cdot x(\text{C IV})$ и поэтому, в среднем, $x(\text{NV}) < x(\text{C IV})$. Однако длительность этого этапа слишком мала, так что его вклад в поверхностные плотности ионов C IV и Si IV ничтожен. В самом деле, если принять, как это следует из наблюдений, что скорость макроскопических движений в гало не превышает $\sim 30 \text{ км/с}$, то промежутку времени $\sim 3 \cdot \Delta t_2$ будет соответствовать область протяженностью $\Delta L \sim 3 \cdot 10^{17}/n(\text{H I}) \text{ см}$. На этой стадии в рекомбинирующем газе $n(\text{H I}) \geq 0.3 \cdot n(\text{H})$, а $x(\text{C IV}) < 10^{-2}$ [10], поэтому поверхностная плотность ионов C IV для этого слоя оценивается ве-

* Температуры конденсации азота и углерода на пылинках примерно одинаковы, поэтому нет оснований считать, что за счет вымерзания газ в гало будет обеднен азотом сильнее, чем углеродом.

личной $N(\text{CIV}) = n(\text{CIV}) \cdot \Delta L \lesssim 10^{12.5} \text{ см}^{-2}$, по крайней мере на порядок меньше наблюдаемого значения.

6. Таким образом, наблюдательные данные о распространенностях ионов C IV, Si IV и NV на высоких галактических широтах могут быть объяснены только в рамках предположения об установившемся ионном составе, соответствующем равновесию между процессами ионизации и рекомбинации в межзвездном газе. Это означает, что характерный временной масштаб нестационарности в газе гало должен превышать время релаксации ионного состава газа $\sim 3 \cdot 10^{12} / n(\text{H II}) \text{ с}$ ($\sim 10^7 + 10^8$ лет).

Производство многозарядных ионов в газовом гало может обеспечиваться столкновениями с тепловыми электронами при температуре $T \simeq 10^{4.7} \text{ К}$, однако для поддержания такой температуры требуются мощные источники энергии. Вместе с тем, учет вклада в ионизацию фонового внегалактического ультрафиолетового и рентгеновского излучений с потоком $F(E)$, не выходящим за пределы существующих ограничений, позволяет построить удовлетворительную модель формирования ионного состава газа гало с температурой $T \simeq 10^4 \text{ К}$. При этом не возникает необходимости в привлечении дополнительных источников энергии, поскольку фоновое излучение с принятым нами потоком в состоянии обеспечить нагрев газа до $T = 10^4 \text{ К}$. Остается открытым вопрос о динамическом равновесии газового гало, поскольку температура газа как в модели с тепловой ионизацией ($T \simeq 10^{4.7} \text{ К}$), так и в модели с ионизацией излучением ($T = 10^4 \text{ К}$) слишком мала, чтобы обеспечить такое равновесие. Возможно, что оно поддерживается макроскопическими хаотическими движениями, хотя разброс лучевых скоростей C IV, составляющий по данным IUE величину $\sim 20 \div 25 \text{ км/с}$ [1], достаточен лишь для того, чтобы полутолщина равновесного слоя газа достигала $\sim 0.3 \text{ кпк}$.

Ростовский государственный
университет

Волгоградский государственный
университет

ON THE PROPERTIES OF THE GALACTIC HALO GAS

AL. A. SUCHKOV, YU. A. SHCHEKINOV

The possible mechanisms of creating ions C IV and Si IV, absorption lines of which are seen in the spectra of stars in the galactic halo at $z \sim 1 \div 3 \text{ kpc}$, have been considered. It has been shown that observed quantities of these ions can be explained in the model of the absorbing

region in halo with gas temperature $T = 10^4$ K, number density $n \gtrsim 0.01 \text{ cm}^{-3}$, and ionization of elements by ultraviolet background radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. A. West, M. Pettini, in "Proc. 3-rd European IUE Conference", Madrid, 1982, p. 435.
2. J. H. Black, A. K. Dupres, L. W. Hartman, J. C. Raymond, *Astrophys. J.*, 239, 502, 1980.
3. L. L. Cowie, W. Taylor, D. York, *Astrophys. J.*, 248, 528, 1981.
4. L. Spitzer, E. Jenkins, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 13, 133, 1975.
5. Ал. А. Сучков, Ю. А. Цекинов, *Астрон. ж.*, 60, 883, 1983.
6. T. W. Hartquist, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 117, 1983.
7. Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.*, 46, 929, 1969.
8. Н. Г. Бочкарев, Р. А. Сюняев, *Астрон. ж.*, 54, 957, 1977.
9. D. York, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 20, 221, 1982.
10. Ал. А. Сучков, Ю. А. Цекинов, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 35, 1984.

УДК: 524.31.02—44

ПОТЕРЯ МАССЫ ЗВЕЗДАМИ НА СТАДИИ
АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ВЕТВИ ГИГАНТОВ

Ю. А. ФРАНЦМАН

Поступила 3 мая 1985

Принята к печати 15 октября 1985

Для заданной начальной функции масс звезд, функции звездообразования, начального химического состава путем вычисления приближенной эволюции большого количества звезд строились распределения звезд асимптотической ветви гигантов по светимостям и белых карликов по массам. Вычислялись варианты с различными предположениями о потере массы на асимптотической ветви. Теорию можно согласовать с наблюдениями лишь в том случае, если предположить, что на этой стадии кроме звездного ветра и сброса оболочки планетарной туманности существует дополнительно еще большая потеря массы. Таким образом удастся объяснить отсутствие в Магеллановых Облаках углеродных звезд с $M_{\text{bol}} < -6^m$, узкое распределение белых карликов по массам и малое количество белых карликов с $M > 1.0 M_{\odot}$. Вырожденные углеродно-кислородные ядра звезд, эволюционирующих вдоль асимптотической ветви гигантов, не могут достичь предела Чандрасекара из-за большой потери массы звездами. Светимость звезд асимптотической ветви гигантов шаровых скоплений Магеллановых Облаков является хорошим индикатором возраста скоплений.

1. *Введение.* На асимптотической ветви гигантов (АВГ) находятся звезды, в которых после «выгорания» гелия в центральных областях образуется вырожденное углеродно-кислородное ядро. Звезды на этой стадии эволюционируют при почти постоянной эффективной температуре и с большим ростом светимости. К стадии АВГ звезды малых и средних масс приходят разными путями. В звездах малых масс (верхняя граница — около $2 M_{\odot}$) после стадии главной последовательности образуется вырожденное гелиевое ядро. Вырождение снимается в результате гелиевой вспышки в ядре (что соответствует верхнему концу ветви гигантов), после чего гелиевые реакции в ядре происходят в невырожденных условиях. В звездах средних масс вырожденное гелиевое ядро не образуется, гелиевые реакции происходят «спокойно», звезда на диаграмме Герцшпрунга—Рессе-ла эволюционирует со значительными изменениями эффективной температуры и небольшими изменениями светимости, пересекая полосу неустойчивости цефеид. Как в звездах малых, так и средних масс после «выгора-

ния» гелия в центральных областях образуется вырожденное углеродно-кислородное ядро, и далее эволюция этих звезд происходит вдоль АВГ. Верхняя граница масс этих звезд (на начальной главной последовательности) примерно $8-9 M_{\odot}$.

Стадия АВГ является конечной стадией ядерной эволюции для примерно 90% всех звезд. На этой стадии, в результате ядерных реакций в гелиевом слоевом источнике, масса ядра растет, а масса оболочки, состоящей, в основном, из водорода, уменьшается в результате как продвижения слоевых источников (гелиевого и водородного) в направлении к поверхности, так и из-за потери массы с поверхности звезды. Если звезда теряет оболочку до того, как вырожденное ядро достигнет предела Чандрасекара ($\sim 1.4 M_{\odot}$), она покидает АВГ и эволюционирует в голубой области диаграммы Герцшпрунга—Рессела к белым карликам. Если ядро достигает массы $1.4 M_{\odot}$, звезда должна взорваться как сверхновая. Таким образом, темп потери массы на стадии АВГ является решающим фактором, который определяет окончательную судьбу звезды — становится ли она белым карликом или сверхновой. Подробно с эволюцией звезд на стадии АВГ можно познакомиться в обзорах [1—2].

В настоящей статье рассмотрен вопрос о влиянии различных предположений о потере массы на стадии АВГ на окончательную судьбу звезд. Для решения вопроса о количестве теряемой массы и темпе потери используются следующие данные наблюдений: распределение белых карликов в окрестностях Солнца по массам, распределение звезд АВГ Магеллановых Облаков по светимостям, определение возрастов шаровых скоплений Магеллановых Облаков на основании фотометрических данных и на основании светимости звезд на АВГ скоплений. Для получения теоретических распределений проводилось вычисление эволюции больших совокупностей звезд с заданным распределением масс, историей звездообразования и с различными предположениями о потере массы.

2. *Краткое описание методики.* Для данного начального распределения звезд по массам и данного закона звездообразования вычислялась эволюция некоторой совокупности звезд до настоящего момента времени. При построении распределений различных параметров, которые можно сравнить с наблюдениями, учитывались только те звезды, которые в настоящее время находятся на интересующей нас стадии эволюции, остальные звезды отбрасывались. В некоторых прежних работах соответствующие распределения параметров звезд получались квазианалитически (см., например, работу [3], в которой получены распределения углеродных звезд по светимостям; работы [4, 5], посвященные распределению белых карликов по массам). Однако применяемая нами методика позволяет есте-

ственным образом учесть влияние на результаты большого числа параметров. Такой подход был использован также в работах [6—7].

Начальная функция масс принималась стандартной Сольпитера [8], распределение звезд по массам строилось по методике, предложенной А. В. Тутуковым в работе [9]. Рассматриваемый диапазон масс — от $1 M_{\odot}$ до $8 M_{\odot}$. Звездообразование принималось постоянным в течение $12 \cdot 10^9$ лет, возраст звезды получался как случайная величина между 0 и $12 \cdot 10^9$ лет при помощи программы поиска случайных величин [10]. Эволюция каждой звезды вычислялась по аналитическим формулам, полученным на основании результатов точных вычислений эволюции звезд. Запоминались параметры только тех звезд, которые в настоящее время находятся на интересующей нас стадии эволюции, остальные отбрасывались.

Учет эволюции звезд до стадии АВГ проводился очень приближенно. Время эволюции t на стадиях главной последовательности, субгигантов, красных гигантов вычислялось по аналитической формуле как функция начальной массы M :

$$\log t = A_0 + A_1 \log M + A_2 (\log M)^2. \quad (1)$$

Константы A_0 , A_1 , A_2 приведены в работе [11] для разных стадий эволюции. Если возраст звезды (полученный при помощи генератора случайных величин) меньше, чем сумма времен эволюции на различных стадиях, вычисленных согласно выражению (1), дальнейшие вычисления не проводились, т. к. это значит, что рассматриваемая звезда еще не достигла стадии АВГ, которая нас интересует. В этом случае проводится вычисление эволюции следующей звезды. Если время рождения звезды таково, что она успела достичь стадии АВГ, проводятся дальнейшие вычисления эволюции на стадии АВГ более подробно. Определяется начальный химический состав звезды (подробнее об этом см. дальше), вычисляется потеря массы звездами на стадиях до АВГ при помощи аналитических формул, приведенных в [12, 13]. Для звезд с начальной массой больше $2 M_{\odot}$ эта потеря массы столь незначительна, что ее можно не учитывать.

В процессе эволюции в звезде, в результате перемешивания вещества, происходит изменение химического состава. В первый раз изменение состава на поверхности происходит, когда звезда на диаграмме Герцшпрунга—Рессела попадает в область красных гигантов после исчерпания водорода в центральной области. Это приводит к значительному увеличению на поверхности количества азота, несколько уменьшается содержание углерода, немного растет содержание гелия. С исчерпанием в центральных областях гелия и образованием вырожденного углеродно-кислородного ядра звезда начинает эволюцию вдоль АВГ. Эволюция на этой стадии разделяется на две части. На ранней стадии АВГ, которая подробно описана в работе [15], водородный слоевой источник практически неактивен, боль-

шая часть энергии в звезде генерируется в гелиевом источнике. В звезде снова появляется конвективная оболочка, однако не для всех значений масс звезд конвекция проникает столь глубоко, что захватывает области с изменившимся в результате ядерных реакций химическим составом. Для каждого начального состава существует граничное значение массы звезды, в звездах более массивных изменение состава на поверхности происходит, в менее массивных — нет. В веществе, которое выносится из недр в оболочку в этом случае, отсутствует водород, превратившийся в гелий, а также углерод и кислород, которые превратились в азот. Изменение состава на поверхности в результате описанных двух эпизодов проникновения конвективной оболочки внутрь звезды учитывалось с помощью аналитических выражений, приведенных в работе [14].

Большую часть времени на ранней стадии АВГ светимость звезды L и эффективная температура T_e являются монотонными функциями времени [15]. Величины L , T_e , а также продолжительность ранней стадии АВГ вычислялись согласно аналитическим выражениям, приведенным в работах [1, 2]. К сожалению, приходилось пользоваться данными для начального содержания тяжелых элементов $Z = 0.001$, т. к. для других химических составов результаты не опубликованы. В нашей программе сначала определялась общая продолжительность ранней стадии эволюции АВГ (Δt), после чего вычислялось изменение величин L и T_e на этой стадии с некоторым шагом по времени в интервале от 0 до Δt . Учитывалась также потеря массы на этой стадии эволюции.

В конце ранней стадии АВГ температура в области, где происходит скачок химического состава между оболочкой, богатой водородом, и гелиевой областью, повышается настолько, что начинаются водородные ядерные реакции. Эта стадия характеризуется тем, что гелий в слоевом источнике «горит» не стационарно, а в виде вспышек. 90% времени основным источником энергии является водородный слоевой источник. Так как масса гелиевой области в это время растет за счет «сгоревшего» водорода, растут плотность и температура гелиевого слоя и скорость выделения энергии в результате 3α -процесса. Часть энергии идет на еще большее увеличение температуры, другая часть — на расширение вещества в окрестностях слоевого источника, в том числе и водородного слоевого источника, скорость выделения энергии в котором падает. Это продолжается примерно 10% времени, после чего «горение» гелия снова уменьшается, и становится активным водородный источник.

Во время максимума выделения энергии в гелиевом слое область между гелиевым слоевым источником и скачком химического состава становится конвективной. В результате, после вспышки в этой области содержание углерода, образовавшегося во время «горения» гелия, очень высокое и мо-

жет достигать по массе 20%. Тогда же, непосредственно перед восстановлением активности водородного источника, нижняя граница конвективной оболочки движется внутрь, достигает области, обогащенной углеродом, и выносит его на поверхность. Это повторяющееся после каждой вспышки проникновение конвективной оболочки в бывший перед этим конвективным слой (со значительно изменившимся химическим составом) играет очень большую роль в объяснении наблюдений химического состава звезд на стадии АВГ (существование углеродных звезд, наличие в звездах изотопов *S*-процесса).

В нашей программе вычисление эволюции звезд на стадии вспышек в гелиевом слое начиналось с вычисления начальной массы вырожденного углеродно-кислородного ядра, которая является функцией начальной массы звезды. Далее, для каждой вспышки производится вычисление параметров звезды, изменения химического состава, процессов перемешивания, потери массы. Параметры звезды на этой стадии зависят прежде всего от массы ядра. Соответствующие аналитические выражения приведены в работах [14, 16]. Из-за потери массы с поверхности и ядерных реакций на границе вырожденного ядра, масса оболочки непрерывно уменьшается. Общее количество вспышек в гелиевом слое на всей стадии АВГ зависит от массы звезды и темпа потери массы. Для умеренной потери массы, если коэффициент в формуле Реймерса $\alpha = 1/3$ и нет «сверхветра» (см. далее, раздел 3), количество вспышек менялось от нескольких десятков для звезд $1-2 M_{\odot}$ до нескольких тысяч для $4-8 M_{\odot}$.

3. Учет потери массы. Согласно наблюдениям, с поверхности красных гигантов и сверхгигантов в результате звездного ветра теряется масса, от $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ до $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ (см. обзор Реймерса [17]). Обычно наилучшим приближением для учета звездного ветра считается формула Реймерса [18]:

$$\frac{dM}{dt} = -4 \cdot 10^{-13} \alpha \frac{LR}{M} (M_{\odot}/\text{год}), \quad (2)$$

где L — светимость звезды, R — радиус, M — масса (все в солнечных единицах). Коэффициент α неопределенный, однако не сильно отличающийся от единицы. Есть косвенные свидетельства тому, что α несколько меньше единицы [1, 19].

Однако наблюдения свидетельствуют о том, что кроме звездного ветра на АВГ появляется дополнительный механизм потери массы, который приводит к значительному увеличению темпа потери. К таким данным относятся наблюдения планетарных туманностей, для образования которых необходимы темпы потери массы, по крайней мере на порядок превышаю-

щие тот, который дает формула Реймерса (2). Кроме того, без включения очень большой потери массы при высоких светимостях трудно объяснить как распределение углеродных звезд по светимостям, так и распределение белых карликов по массам (подробнее об этом см. в следующих разделах). Единого мнения о природе такой быстрой потери массы нет, поэтому было предложено [20], что существует некоторый механизм очень эффективной потери массы, который, в отличие от звездного ветра, был назван «сверхветром». Квазиэмпирическое выражение для зависимости массы сбрасываемой оболочки M_{PN} от массы вырожденного углеродно-кислородного ядра M_C , которое построено на основании наблюдений распределения периодов мирид, приведено в работе [14]:

$$M_{PN} = B(1.687 - 8.092 M_C + 11.687 M_C^2 - 4.343 M_C^3), \quad (3)$$

где константа $B = 1$, если «сверхветер» учитывается, и $B = 0$, если не учитывается. Таким образом, в расчетах эволюции звезд на стадии АВГ обычно учитывается звездный ветер и, при достижении некоторой светимости, сброс оставшейся оболочки, который происходит в шкале времени, короткой по сравнению со временем эволюции на АВГ.

Однако, как будет показано далее, учет потери массы согласно выражениям (2) и (3) все же не может согласовать теорию с наблюдениями. На рис. 1 показано, при каких дополнительных предположениях о потере массы мы проводили вычисления (изменялся коэффициент α в формуле (2) в зависимости от массы углеродно-кислородного ядра). Когда звезда с начальной массой $1 M_{\odot}$ попадает на АВГ, ее вырожденное углеродно-кислородное ядро имеет массу $0.5 M_{\odot}$. В дальнейшем ядро растет, и у звезд больших масс при умеренной потере массы может достигать предел Чандрасекара ($\sim 1.4 M_{\odot}$). Кривая 1 — экспоненциальная зависимость, $\alpha = 1/3$ при $M_C = 0.5 M_{\odot}$ и $\alpha = 10$ при $M_C = 1.0 M_{\odot}$; 2 — линейная зависимость, $\alpha = 1/3$ при $M_C = 0.5 M_{\odot}$ и $\alpha = 5$ при $M_C = 1.0 M_{\odot}$; 3 — скачок от $\alpha = 1$ к $\alpha = 10$ при $M_C = 0.85 M_{\odot}$, что соответствует $M_{\text{bol}} = -6^m0$; 4 и 5 — такой же скачок α при $M_C = 0.7 M_{\odot}$ и $0.60 M_{\odot}$ ($M_{\text{bol}} = -5^m5$ и -5^m00).

4. Распределение углеродных звезд в Магеллановых Облаках по светимостям. На стадии АВГ во время тепловых вспышек часть вещества, подвергнувшегося гелиевым ядерным реакциям, выносится на поверхность. Так как выносимое вещество содержит большое количество углерода, появляются условия для образования углеродных звезд, в которых количество углерода на поверхности превосходит количество кислорода. Углеродные звезды наблюдаются как в нашей Галактике, так и в соседних. Однако в нашей Галактике светимости известны для очень малого количества угле-

родных звезд из-за сложной проблемы определения расстояний. За последние годы открыто большое количество углеродных звезд в Магеллановых Облаках, а так как расстояния до звезд в каждом из Облаков практически можно считать одинаковыми и эти расстояния сравнительно хорошо известны, появилась возможность определения абсолютной светимости наблюдаемых там углеродных звезд. Функции светимости этих звезд оказались значительно отличающимися от теоретических [3, 7, 21—24].

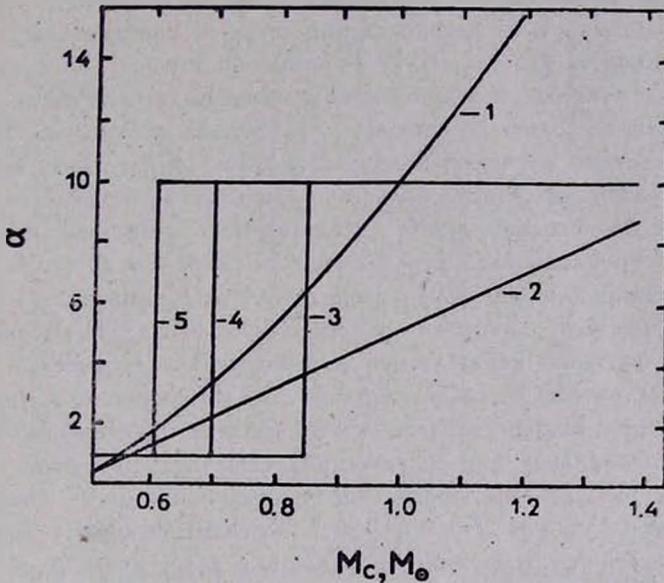


Рис. 1. Различные предположения об изменении коэффициента α в формуле (1) в зависимости от массы вырожденного углеродно-кислородного ядра звезды M_C .

1 — $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 e^{M_C}$, $\alpha_0 = -14.58$ и $\alpha_1 = 9.04$; 2 — $\alpha = \alpha_0 M_C + \alpha_1$, $\alpha_0 = 9.34$ и $\alpha_1 = -4.34$; 3 — $\alpha = 1$ при $M_C < 0.85 M_\odot$, $\alpha = 10$ при $M_C > 0.85 M_\odot$; 4 — $\alpha = 1$ при $M_C < 0.7 M_\odot$, $\alpha = 10$ при $M_C > 0.7 M_\odot$; 5 — $\alpha = 1$ при $M_C < 0.6 M_\odot$, $\alpha = 10$ при $M_C > 0.6 M_\odot$.

Наблюдаемая функция светимости показывает максимум распределения у $M_{bol} \approx -5^m$; имеется очень мало звезд со светимостью меньше, чем $M_{bol} = -4^m$ и больше, чем $M_{bol} = -6^m$. Максимум теоретических функций — около $M_{bol} = -6^m$, и имеются звезды со светимостью до $-7^m.3$ (что соответствует массе вырожденного углеродно-кислородного ядра $M_C = 1.4 M_\odot$). Несоответствие „слабого конца“ теоретической и наблюдаемой функций светимости удастся преодолеть, если предположить, что процесс выноса из недр вещества, обогащенного углеродом, происходит при меньших значениях массы ядра M_C , чем

это дают непосредственные вычисления моделей звезд на АВГ. В недавних работах [25—27], в которых учитывалось поглощение излучения в веществе, богатом углеродом, показано, что вынос вещества возможен и при меньших значениях M_c . Таким образом, удалось устранить эту часть несоответствия теории и наблюдений. Однако несогласие в области высоких светимостей оставалось.

Сравнение наблюдаемых функций светимости звезд на АВГ с теоретическими, при различных предположениях о потере массы, о «горении» углерода на дне конвективной оболочки и некоторых других, проводилось и раньше. В работах [1, 3] распределения звезд по светимостям строились квазианалитически, в работах [6, 7] — примерно так же, как в настоящей работе. Но несоответствие теоретических и наблюдаемых распределений, особенно для звезд большой светимости, разрешить не удалось. На рис. 2 показаны результаты расчетов, полученные нами. По методике, описанной выше, вычислялась эволюция больших совокупностей звезд, и для тех звезд, которые в настоящее время находятся на стадии АВГ и являются углеродными, строились распределения по светимостям. С целью получения распределений для 100—200 углеродных звезд приходилось рассматривать совокупность от одного до трех миллионов звезд. На рисунке штриховой линией показано наблюдаемое распределение светимостей углеродных звезд в Малом Магеллановом Облаке (ММО) согласно данным [28]. Распределение для Большого Магелланова Облака практически такое же. Вычисления проводились для содержания тяжелых элементов по массе $Z = 0.002$. На рис. 2а — распределение в предположении о коэффициентах в формулах (2) и (3) $\alpha = 1$ и $B = 1$. Хотя максимумы теоретического и наблюдаемого распределений совпадают, в теоретическом распределении имеется значительное количество звезд с $M_{bol} < -6^m$, в то время как звезды такой светимости не наблюдаются. На рис. 5b показано распределение в предположении о значительно большем темпе потери массы на всей стадии вспышек в гелиевом слое ($\alpha = 3$). Согласие с наблюдениями лучше, но все же теоретические расчеты дают слишком большое количество звезд с $M_{bol} < -5^m.5$. На рис. 5с — распределение в предположении об экспоненциальном законе роста коэффициента α при эволюции звезды вдоль АВГ (см. кривую 1 на рис. 1). Максимум теоретического распределения несколько смещен к низким светимостям (по сравнению с наблюдениями), кроме того, примерно 7% звезд имеют $M_{bol} < -6^m$. Лучшее согласие с наблюдениями может быть получено, если предположить внезапный скачок темпа потери массы звездой при достижении некоторой светимости (рис. 2d: $\alpha = 1$ при $M_{bol} > -5^m.5$ и $\alpha = 10$ при $M_{bol} < -5^m.5$; рис. 2e: $\alpha = 1$ при $M_{bol} > -5^m.0$ и $\alpha = 10$ при $M_{bol} < -5^m.0$).

5. *Распределение белых карликов в окрестностях Солнца по массам.* Как уже было сказано выше, звезды АВГ кончают эволюцию или как белые карлики, или взрывом сверхновых. Уже в течение ряда лет во многих работах указывалось, что распределения по массам белых карликов и ядер планетарных туманностей (см., например, работы [5, 29, 30]) имеют хорошо выраженный максимум около $0.6-0.7 M_{\odot}$ и очень малый разброс около максимума. Правда, в работе О. Х. Гусейнова и др. [31] с учетом

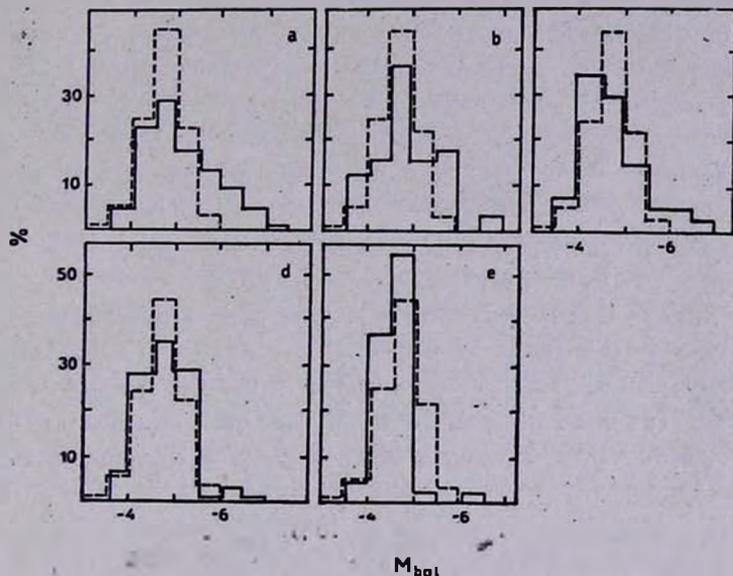


Рис. 2. Функции светимости углеродных звезд. Штриховая линия — наблюдения углеродных звезд в Малом Магеллановом Облаке [28]. Сплошная линия — результаты вычислений для $z=0.002$: а) $z=1$, $B=1$; б) $z=3$, $B=1$; в) $z=z_0+z_1 e^{M_{\odot}}$; д) $z=1$, если $M_{bol} > -5^m5$ и $z=10$, если $M_{bol} < -5^m5$; е) $z=1$, если $M_{bol} > -5^m0$ и $z=10$, если $M_{bol} < -5^m0$.

эффектов селекции получены распределения, отличные от предыдущих (большая средняя масса, больший разброс вокруг среднего значения), но в работе [32] эти результаты подвергнуты критике, а в [33] приведены результаты определения масс 70 белых карликов с использованием новых однородных фотометрических данных в оптимально выбранной области эффективных температур и снова сделано заключение о том, что максимум распределения белых карликов по массам находится у $0.6 M_{\odot}$, а само распределение очень узкое. Результаты теоретических вычислений распределений белых карликов по массам приведены в [4] на основании различных предположений о зависимости между начальной (во время образова-

ния) и конечной (на стадии белых карликов) массами звезд. В настоящей работе распределения белых карликов по массам получены по описанной выше методике в различных предположениях о потере массы на стадии АВГ. В искомое распределение включались звезды, к настоящему времени закончившие ядерную эволюцию и находящиеся на стадии белых карликов, масса которых не превышает $1.4 M_{\odot}$, и время, прошедшее с момента образования белого карлика, не превышает времени остывания (которое принималось равным $8 \cdot 10^9$ лет, согласно [34]). Для получения теоретического распределения по массам около 500 белых карликов необходимо было рассматривать эволюцию 10^3 звезд. На рис. 3а показано наблюдаемое распределение белых карликов по массам из работы [33], с которым сравнивались теоретические результаты. Учитывались только белые карлики с массой, превышающей $0.5 M_{\odot}$, так как белые карлики меньшей массы являются, по-видимому, результатом эволюции тесных двойных звезд.

На рис. 3б представлены результаты вычислений распределения белых карликов по массам в предположении $\alpha = 1$, $B = 0$ (штриховая линия) и $\alpha = 1$, $B = 1$ (сплошная линия). Оба распределения очень похожи и значительно отличаются от наблюдаемого, особенно в области больших масс. В первом случае получено 11.4% белых карликов с массой M больше $1.0 M_{\odot}$ (из них 2.6% с $M > 1.4 M_{\odot}$), в то время как в наблюдаемом распределении таких белых карликов нет. Если предположить сброс оболочки согласно формуле (2), т. е. $B = 1$, то количество белых карликов с $M > 1.0 M_{\odot}$ уменьшается только до 10%. Это значит, что такое используемое во многих работах предположение о сбросе оболочки на поздней стадии АВГ не помогает согласовать наблюдаемое и теоретическое распределения белых карликов по массам. Распределения, полученные в предположении об экспоненциальном и линейном законах изменения коэффициента α (см. рис. 3с), в значительной мере устраняют несогласие. Очень похожи наблюдаемое и теоретические распределения, если предположить, что $\alpha = 3$ (см. рис. 3д). Далее, на рисунках 3е, 3і, 3г и 3н показаны теоретические распределения в предположении о внезапном увеличении коэффициента α в 10 раз при достижении звездой различных значений светимости. Характерная особенность первых трех распределений — наличие двух максимумов. В первых двух случаях (рис. 3е и 3і) такая особенность должна была бы быть замечена в наблюдаемом распределении, по крайней мере в виде большей дисперсии величин вокруг среднего. Результаты, показанные на рис. 3г (увеличение α в 10 раз при достижении звездой $M_{bol} = -5^m$) и 3н ($\alpha = 10$ начиная с $M_{bol} = -5^m$), нельзя исключать как нереальные, хотя максимум несколько смещен по сравнению с наблюдаемым.

6. *Определение возраста шаровых скоплений в Магеллановых Облаках.* Система звездных скоплений в Магеллановых Облаках значительно отличается от таковой в Галактике. В Магеллановых Облаках есть большое количество скоплений, морфологически похожих на шаровые скопления в Галактике, но диаграмма цвет—светимость которых свидетельствует об их относительной молодости (10^8 — 10^9 лет). В последнее время проведены обширные исследования звезд АВГ в этих скоплениях, открыто большое количество как углеродных, так и поздних *M*-звезд, находящихся на этой стадии. Наиболее обширные списки таких скоплений и звезд АВГ в них, с определенными на основании инфракрасной фотометрии болометрическими величинами и эффективными температурами, содержатся в работах [35, 36]. Там же приведены результаты определений возрастов скоплений на основании светимости звезд верхней части АВГ. Однако сравнение этих значений возрастов с полученными традиционными методами на основании диаграмм цвет—светимость [37] показывает, что первые возрасты значительно больше, в особенности для молодых скоплений. Часто разница достигает целого порядка. Однако следует отметить, что авторы работ [35, 36] при рассмотрении эволюции звезд на АВГ учитывали потерю массы традиционным образом по закону Реймерса, предполагая $\alpha = 0.45$.

Нами были построены диаграммы Герцшпрунга—Рессела АВГ скоплений разного возраста и с различными предположениями о потере массы. Количество звезд в скоплениях принималось равным 10^5 . Считалось, что звезды в скоплении образуются одновременно. Предположение о продолжающемся в течение 10^7 лет звездообразовании на результаты практически не влияло. Возраст скоплений изменялся от $3 \cdot 10^7$ до 10^{10} лет, количество звезд на стадии тепловых вспышек для таких скоплений получалось от 100 до всего нескольких. На рис. 4 на диаграмме Герцшпрунга—Рессела показаны результаты расчетов одного из вариантов для экспоненциального закона изменения α (кривая 1 на рис. 1). Представлено положение звезд, находящихся на стадии вспышек в гелиевом источнике, для четырех теоретических скоплений разного возраста. Чтобы не загромождать рисунок, показано положение только одной четверти звезд. Видно, что существует зависимость светимости звезд от возраста, которая использовалась для определения возрастов скоплений. На рис. 5а проведено сравнение возрастов скоплений, определенных в работе [36] и в нашей работе, в предположении об экспоненциальном законе изменения коэффициента α . Возраст молодых скоплений, полученный в [36], значительно превышает (иногда на порядок) наши значения. На рис. 5б показано сравнение наших результатов с результатами определения возрастов скоплений из работы [37] по фотометрическим данным. К сожалению, в этой работе определены возрасты на основании диаграмм цвет—светимость, в основ-

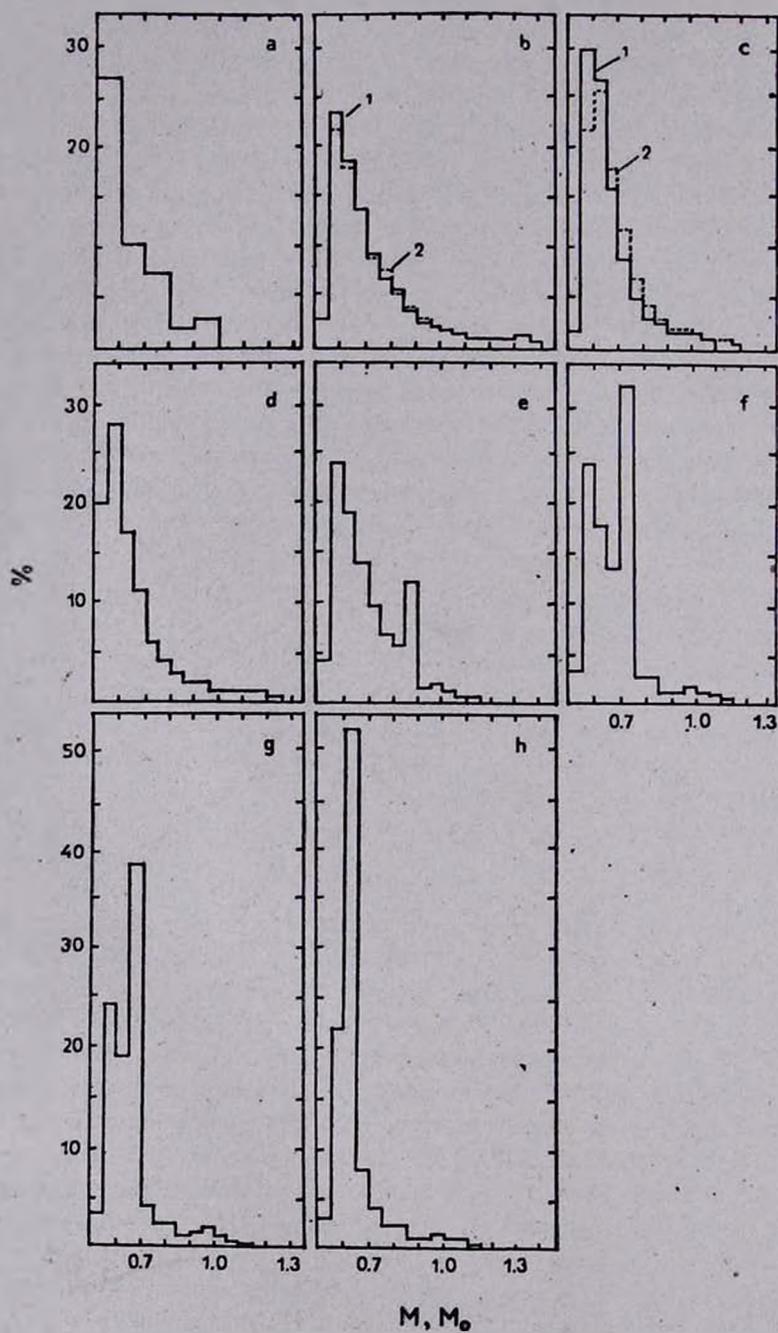


Рис. 3.

ном, для самых молодых скоплений, т. к. для более старых скоплений трудно получить хорошие фотометрические данные. Все же для скоплений,

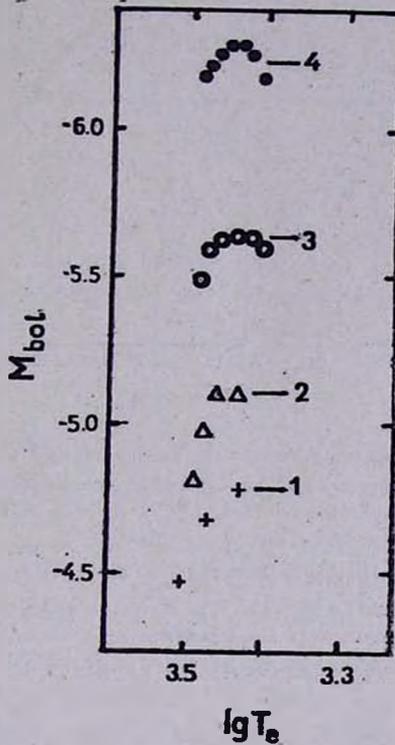


Рис. 4. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела на стадии тепловых вспышек в гелиевом слое в источнике, полученная на основании вычисления эволюции скоплений равного возраста, содержащих 10^6 звезд (приводится только одна четверть звезд). Потеря массы — экспоненциальный закон для изменения константы α (кривая 1 на рис. 1). Возраст скоплений следующий: 1 — $2 \cdot 10^9$ лет; 2 — $0.8 \cdot 10^9$ лет; 3 — $0.2 \cdot 10^9$ лет; 4 — $0.05 \cdot 10^9$ лет.

Рис. 3. Распределение белых карликов по массам: а) наблюдаемое распределение согласно [33] для $M > 0.5 M_{\odot}$. Далее — вычисленные распределения при различных предположениях о потере массы звездами на стадии АВГ (см. рис. 1): б) 1 — $\alpha=1, B=1$; 2 — $\alpha=1, B=0$; в) 1 — $\alpha=\alpha_0 + \alpha_1 e^{M_C}$, 2 — $\alpha=\alpha_0 M_C + \alpha_1$; д) $\alpha=3, B=1$; е) $\alpha=1$ при $M_C < 0.85 M_{\odot}$ и $\alpha=10$ при $M_C > 0.85 M_{\odot}$ ($M_C=0.85 M_{\odot}$ соответствует $M_{bol} \approx -6^m0$); ф) $\alpha=1$ при $M_C < 0.7 M_{\odot}$ и $\alpha=10$ при $M_C > 0.7 M_{\odot}$ ($M_C=0.7 M_{\odot}$ соответствует $M_{bol} \approx -5^m5$); г) $\alpha=1$ при $M_C < 0.65 M_{\odot}$ и $\alpha=10$ при $M_C > 0.65 M_{\odot}$ ($M_C=0.65 M_{\odot}$ соответствует $M_{bol} \approx -5^m25$); з) $\alpha=1$ при $M_C < 0.60 M_{\odot}$ и $\alpha=10$ при $M_C > 0.60 M_{\odot}$ ($M_C=0.60 M_{\odot}$ соответствует $M_{bol} \approx -5^m0$).

возраст которых определялся в [37] и в нашей работе, согласно можно считать хорошим, за исключением скопления NGC 416. Для этого скопления в работе [37] приведено значение возраста $0.6 \cdot 10^9$ лет, а согласно нашим данным возраст равен $8.2 \cdot 10^9$ лет. Однако в более новой работе [38] значение возраста этого скопления увеличено до $(2.5 \pm 0.7) \cdot 10^9$ лет.

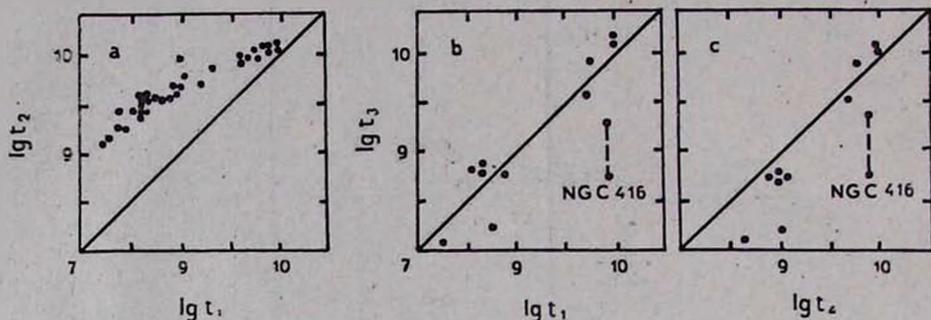


Рис. 5. Сравнение возрастов скоплений в Магеллановых Облаках, полученных разными методами. t_1 — возрасты скоплений, полученные в настоящей работе на основании сравнения наблюдаемых светимостей звезд АВГ скоплений со светимостями, полученными теоретически в предположении об экспоненциальном законе изменения коэффициента α в законе потери массы Реймерса; t_2 — возрасты скоплений, полученные в работе [36] в предположении $\alpha = 0.45$; t_3 — возрасты скоплений, полученные в работе [37] на основании диаграммы цвет — светимость; t_4 — возрасты скоплений, полученные в настоящей работе, но в предположении $\alpha = 1$ и $B = 1$.

Для выяснения вопроса о том, как повлияло на определение возраста предполагаемая большая потеря массы звездами на стадии АВГ, на рис. 5с показано сравнение фотометрических данных из той же работы [37] с нашими определениями возраста, без предположения о большой потере массы, при $\alpha = 1$ и $B = 1$. Согласно для более молодых скоплений значительно хуже: возрасты молодых скоплений значительно меньше, чем определенные фотометрическим методом. По-видимому, из-за очень небольшого количества скоплений, для которых можно провести сравнение, к определенным выводам о характере потери массы придти нельзя. Однако с уверенностью можно заключить, что наши определения возрастов скоплений можно согласовать с фотометрическими, только предположив, что на стадии вспышек в гелиевом источнике происходит очень интенсивная потеря массы.

7. Выводы. Потеря массы звездами на поздних стадиях эволюции играет очень большую роль как в эволюции звезд, так и в обогащении межзвездной среды различными продуктами ядерных реакций. Однако в теории потери массы звездами еще очень много неясного. Поэтому имеет зна-

чение выяснение темпа потери массы на различных стадиях эволюции без уточнения самих механизмов этого процесса, путем сравнения расчетов эволюции с наблюдениями. Настоящая работа и посвящена такому уточнению на стадии АВГ, когда в звездах малых и средних масс происходит наибольшая потеря массы. Основной вывод работы заключается в том, что на стадии АВГ закон Реймерса [18] неприменим; необходимо учитывать дополнительную очень значительную потерю массы, только тогда удастся согласовать теорию с наблюдениями. Проблема не решается только путем введения «сверхветра» и предположения о сбросе оболочки в виде планетарной туманности на конечной стадии АВГ (см. раздел 3). Наши результаты не исключают возможность сброса оболочки в конце эволюции на АВГ, но показывают, что интенсивная потеря массы должна происходить и на более ранних стадиях АВГ.

Введение большой дополнительной потери массы помогает объяснить следующие наблюдения.

1. Отсутствие звезд АВГ с $M_{bol} < -6^m$ в Магеллановых Облаках, хотя теория до сих пор предсказывала наличие большого количества таких звезд.

2. Узкий пик в распределении белых карликов по массам и малое количество белых карликов с $M > 1.0 M_{\odot}$.

3. Определения возрастов скоплений в Магеллановых Облаках по светимостям звезд на АВГ можно согласовать с определениями возрастов другими методами только в том случае, если предположить большую потерю массы звездами на этой стадии.

Пока нельзя сказать ничего определенного о характере предполагаемой потери массы (постепенный или внезапный рост темпа потери). Наблюдения распределения углеродных звезд говорят скорее в пользу внезапного повышения темпа потери массы при достижении звездой некоторой светимости. Распределения масс белых карликов сравнительно мало зависят от того, на какой стадии начинается интенсивная потеря, важно, чтобы она была. То же можно сказать и о сравнении результатов определения возрастов скоплений в Магеллановых Облаках. Следует сказать еще, что имеет значение сама возможность определения возрастов скоплений предложенным в настоящей работе методом, и именно в том диапазоне возрастов, где определений мало.

В заключение приношу глубокую благодарность руководству Астрономического совета АН СССР, где выполнена эта работа во время моей стажировки.

MASS LOSS BY STARS ON THE ASYMPTOTIC GIANT BRANCH

JU. L. FRANTSMAN

The theoretical populations of white dwarfs and carbon stars were generated for Salpeter initial mass function and constant stellar birth rate history. The effect of very strong mass loss on the mass distribution of white dwarfs and luminosity distribution of carbon stars is discussed and the results are compared with observations. This comparison suggests that a significant mass loss by stars on the AGB occurs besides stellar wind and planetary nebulae ejection. Thus it is possible to explain the absence of carbon stars with $M_{\text{bol}} < -6^m$ in the Magellanic Clouds, very narrow mass distribution of white dwarfs and very small number of white dwarfs with $M > 1.0 M_{\odot}$. The luminosity of asymptotic giant branch stars in the globular clusters of the Magellanic Clouds appears to be a very good indicator of the age.

ЛИТЕРАТУРА

1. *I. Iben Jr., A. Renzini*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 21, 271, 1983.
2. *I. Iben Jr., A. Renzini*, Illinois Astron., 33, 1983.
3. *I. Iben Jr.*, Astrophys. J., 246, 278, 1981.
4. *D. Koester, V. Weidemann*, Astron. and Astrophys., 81, 145, 1980.
5. *V. Weidemann, D. Koester*, Astron. and Astrophys., 121, 77, 1983.
6. *J. M. Scalo, G. E. Miller*, Astrophys. J., 246, 251, 1981.
7. *G. E. Miller, J. M. Scalo*, Astrophys. J., 263, 259, 1982.
8. *E. E. Salpeter*, Astrophys. J., 121, 161, 1955.
9. *A. V. Tutukov*, Astron. and Astrophys., 70, 57, 1978.
10. *М. И. Агеев, В. П. Алик, Ю. И. Марков*, Библиотека алгоритмов 1016—1506, Библиотека технической кибернетики, Изд. «Советское радио», М., 53, 1978.
11. *J. M. Scalo, G. E. Miller*, Astrophys. J., 233, 596, 1979.
12. *F. Fusi-Pecchi, A. Renzini*, Astron. and Astrophys., 39, 413, 1975.
13. *F. Fusi-Pecchi, A. Renzini*, Astron. and Astrophys., 46, 447, 1976.
14. *A. Renzini, M. Vigi*, Astron. and Astrophys., 94, 175, 1981.
15. *S. A. Becker, I. Iben Jr.*, Astrophys. J., 232, 831, 1979.
16. *I. Iben Jr., J. W. Truran*, Astrophys. J., 220, 980, 1978.
17. *D. Reimers*, Physical Processes in Red Giants, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 269.
18. *D. Reimers*, Memoires de la Soc. Royale des Sciences de Liege, 1975, Coll. 8°, 8, p. 369.
19. *A. Renzini*, in "Stellar Nucleosynthesis Proc. 3-rd Workshop Adv. Sch. Astron. Ettore Majorana Centr. Sci. Cult., Erice, May 11—21, 1983". Dordrecht e. a., 1984, p. 99.
20. *A. Renzini*, Physical Processes in Red Giants, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 431.

21. *J. G. Chen, J. A. Frogel, S. E. Persson, J. Elias*, *Astrophys. J.*, 249, 481, 1981.
22. *H. B. Richter*, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. Iben, A. Rencini, D. Reidel Publ. Comp. 1981, p. 153.
23. *J. A. Frogel, J. G. Cohen, S. E. Persson, J. H. Elias*, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 159.
24. *I. Iben Jr.*, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 3.
25. *I. Iben Jr., A. Renzini*, *Astrophys. J., Lett.*, 259, L79, 1982.
26. *I. Iben Jr., A. Renzini*, *Astrophys. J., Lett.*, 263, L23, 1982.
27. *I. Iben Jr.*, *Astrophys. J., Lett.*, 275, L65, 1983.
28. *V. M. Blanco, M. F. McCarthy, B. M. Blanco*, *Astrophys. J.*, 242, 938, 1980.
29. *D. Koester, H. Schulz, V. Weidemann*, *Astron. and Astrophys.*, 76, 262, 1979.
30. *D. Schönberner, V. Weidemann*, *Physical Processes in Red Giants*, eds. I. Iben, A. Renzini, D. Reidel Publ. Comp., 1981, p. 463.
31. *O. H. Guseinov, H. J. Nouruzova, Y. S. Rustamov*, *Astrophys. and Space Sci.*, 96, 1, 1983.
32. *D. Koester*, *Astrophys. and Space Sci.*, 100, 471, 1984.
33. *V. Weidemann, D. Koester*, *Astron. and Astrophys.*, 132, 195, 1984.
34. *M. A. Sweeny*, *Astron. and Astrophys.*, 49, 375, 1976.
35. *M. Aaronson, J. Mould*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 48, 161, 1982.
36. *J. Mould, M. Aaronson*, *Astrophys. J.*, 263, 629, 1982.
37. *P. W. Hodge*, *Astrophys. J.*, 264, 470, 1983.
38. *D. Durand, E. Hardy*, *Astrophys. J.*, 263, 552, 1984.

УДК: 52:53

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА ИНВАРИАНТНОСТИ
III. СРЕДНЕЕ ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ФОТОНА
В РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ

А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 29 апреля 1985

Принята к печати 15 сентября 1985

Предложенный в предыдущих статьях этой серии подход, основанный на принципе инвариантности и использовании производящих и характеристических функций, применяется для определения среднего времени пребывания фотона в трехмерной полубесконечной среде. При достаточно общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния получены уравнения и формулы, позволяющие вычислить указанную среднюю величину в зависимости от характеристик исходного фотона. Показано, что среднее время пребывания в среде фотонов, покидающих ее в ходе диффузии, может быть найдено формальным дифференцированием по β соответствующего уравнения или формулы для вероятности выхода (или контура линии). Получено соотношение, которое устанавливает связь между средним числом рассеяний и средним временем пребывания в среде, рассчитанными для всех фотонов, независимо от того, поглощаются ли они впоследствии в среде, или покидают ее. Ход рассуждений, приведенный в работе, применим при определении любой непрерывно распределенной случайной величины, описывающей процесс многократного рассеяния.

1. *Введение.* В предыдущих двух статьях настоящей серии [1, 2] на примере задачи о нахождении среднего числа рассеяний иллюстрировался новый подход к определению статистических средних величин, характеризующих процесс диффузии в среде. Предложенный подход основывается на применении принципа инвариантности и широком использовании метода производящих функций. В данной работе показывается, что таким же способом можно определить статистические средние непрерывно распределенных случайных величин, но при этом следует пользоваться соответствующими характеристическими функциями. В качестве иллюстрации рассматривается представляющий большой интерес для практических применений вопрос о нахождении среднего времени пребывания фотона в рассеивающей среде. В общем случае, когда фотоны гибнут не только при рассеяниях, но и в полете, данная величина позволяет судить об относительной

роли диссипации энергии в среде и оттока энергии через границу. Другое важное применение указанной величины связано с часто встречающимися в астрофизических приложениях задачами о свечении среды, находящейся под воздействием нестационарных источников излучения. В этих задачах знание среднего времени пребывания фотона в среде позволяет выяснить, успевает ли установиться в среде лучистое равновесие. Указанная величина для монохроматического рассеяния в одномерной среде вычислялась В. В. Соболевым [3]. Для монохроматического рассеяния в трехмерной среде В. Ирвин [4, 5] и др. исследовали распределение траекторий фотонов по длинам, что дает возможность определить среднее время пребывания фотона в среде. Как мы убедимся ниже, задача о нахождении среднего времени пребывания фотона в среде в этом простейшем случае эквивалентна задаче о вычислении среднего числа рассеяний. В. В. Ивановым [6] исследовался вопрос об определении среднего пути, проходимого в среде фотоном резонансной линии, рассеивающимся с полным перераспределением по частотам. Этот вопрос не отличается от обсуждаемой здесь задачи, если допустить, что фотон затрачивает время только на путь между рассеяниями. В то же время важно отметить, что в указанной работе рассматривалось лишь интегральное значение среднего пути, взвешенное по мощности первичных источников энергии и получающееся в результате интегрирования по всем частотам, направлениям и глубинам, причем оно относится ко всем фотонам, независимо от того, погибают ли последние в среде, или покидают ее. Эта же величина при общем законе перераспределения по частотам определялась в работе [7]. Между тем, в астрофизических задачах часто возникает необходимость получить по возможности более полную информацию о фотонах, выходящих из среды. С другой стороны, представляет немаловажный интерес выявление зависимости различных средних величин от исходных характеристик фотона (частоты, направления движения и т. д.). Этот последний вопрос, насколько нам известно, до сих пор не ставился. Применяемый нами подход позволяет получить достаточно полное описание процесса диффузии фотонов и пригоден при весьма широких предположениях относительно элементарного акта рассеяния и при любом распределении первичных источников энергии.

В настоящей работе нас будет интересовать среднее время пребывания фотона в полубесконечной среде. При этом будем рассматривать достаточно общую задачу, в которой среда принимается трехмерной, а рассеяние — сопровождающимся перераспределением по частотам и направлениям. Однако получаемые результаты часто выписываются и для рассеяния с полным перераспределением по частотам. Как и в предыдущих статьях данной серии, величины, описывающие процесс рассеяния фотонов, покинувших среду, и фотонов, погибших в среде, будут отмечаться соответственно звездочкой и ноликом. Для других величин, введенных в указан-

ных работах, используются принятые в них обозначения. Номера нужных нам формул из этих работ спереди отмечаются римскими цифрами I и II.

2. *Среда, освещаемая извне.* Приступая непосредственно к рассмотрению нашей задачи, отметим, что в математическом отношении представляет интерес лишь случай, когда фотон затрачивает время только на прохождение пути между рассеяниями. Поэтому в дальнейшем ограничимся обсуждением именно этого случая. Что же касается среднего времени, затрачиваемого фотоном в ходе диффузии на пребывание рассеивающих атомов в возбужденном состоянии, то оно при необходимости может быть учтено простым перемножением среднего числа рассеяний и среднего времени, затрачиваемого каждым из атомов на процесс переизлучения. Это можно сделать ввиду независимости последних двух случайных величин, что является следствием отсутствия корреляции между частотой поглощенного фотона и временем пребывания атома в возбужденном состоянии.

Для удобства временные промежутки всюду ниже будут измеряться в единицах $t_2 = 1/nck_0$, где n — число рассеивающих частиц в 1 см^3 и k_0 — коэффициент рассеяния в центральной частоте линии, рассчитанный на один атом. Величина t_2 представляет собой среднюю длину пробега между двумя последовательными рассеяниями для фотона в центре линии, если поглощение в непрерывном спектре отсутствует. Безразмерное время будет обозначаться через ω .

При рассмотрении среды, освещаемой снаружи, сначала нас будет интересовать та часть фотонов, которые в ходе диффузии покидают среду. Итак, пусть на полубесконечную плоскопараллельную среду под углом $\arcsos \eta$ к внутренней нормали падает фотон безразмерной частоты x . По аналогии с функцией отражения ρ введем в рассмотрение функцию $\bar{\rho}$, обладающую следующим смыслом: величина $\gamma'_i \bar{\rho} dx' d\eta' d\omega$ представляет собой вероятность того, что в результате многократных рассеяний из среды в направлении γ'_i (отсчитываемого от внешней нормали к поверхности среды) внутри телесного угла $2\pi d\eta'_i$ за промежуток времени $\omega, \omega + d\omega$ после освещения выйдет фотон с частотой, принадлежащей интервалу $(x', x' + dx')$.

Применение принципа инвариантности приводит к следующему уравнению для функции:

$$\begin{aligned}
 (\eta + \eta') \bar{\rho} / \partial \omega + [v(x) \eta' + v(x') \eta] \bar{\rho}(x', \eta'; x, \eta; \omega) = \\
 = \frac{1}{2} r(x', -\eta'; x, \eta) \delta(\omega) +
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'') \bar{\rho}(x'', \eta''; x, \eta; \omega) dx'' + \\
& + \frac{\lambda}{2} \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\rho}(x', \eta'; x'', \eta''; \omega) r(x'', \eta''; x, \eta) dx'' + \\
& + \frac{\lambda}{2} \eta \eta' \int_0^{\infty} d\omega' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\rho}(x', \eta'; x'', \eta''; \omega') \times \\
& \times dx'' \int_0^1 d\eta''' \int_{-\infty}^{\infty} r(x''', -\eta'''; x'', \eta'') \tilde{\rho}(x''', \eta'''; x, \eta; \omega - \omega') dx''', \quad (1)
\end{aligned}$$

где $\delta(\omega)$ — дельта-функция Дирака, $v(x) = \alpha(x) + \beta$, а под $r(x', \eta'; x, \eta)$, как и ранее, понимаем усредненную по азимуту функцию перераспределения по частотам и направлениям. В качестве начального условия имеем $\tilde{\rho}(x', \eta'; x, \eta; 0) \equiv 0$.

При рассмотрении неотрицательной действительной случайной величины характеристическую функцию удобно заменить преобразованием Лапласа функции распределения, поэтому введем функцию

$$\Psi(x', \eta'; x, \eta; s) = \int_0^{\infty} \bar{\rho}(x', \eta'; x, \eta; \omega) e^{-s\omega} d\omega, \quad (2)$$

для которой на основе (1) будем иметь

$$\begin{aligned}
[v(x) \eta' + v(x') \eta + s(\eta + \eta')] \Psi(x', \eta'; x, \eta; s) & = \frac{\lambda}{2} r(x', -\eta'; x, \eta) + \\
& + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'') \Psi(x'', \eta''; x, \eta; s) dx'' + \\
& + \frac{\lambda}{2} \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x', \eta'; x'', \eta''; s) r(x'', \eta''; x, \eta) dx'' +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\lambda}{2} \eta \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x', \eta'; x'', \eta''; s) \times \\
 & \times dx''' \int_0^1 d\eta''' \int_{-\infty}^{\infty} r(x''', -\eta'''; x'', \eta'') \Psi(x''', \eta'''; x, \eta; s) dx'''. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Поскольку $\Psi(x', \eta'; x, \eta; 0) \equiv \rho(x', \eta'; x, \eta)$, то полагая в (3) $s = 0$, приходим к уравнению для функции отражения (ср. с I.2). Нужные нам средние величины выражаются через функцию

$$T(x', \eta'; x, \eta) = -\partial \Psi(x', \eta'; x, s) / \partial s |_{s=0}, \quad (4)$$

для которой на основе (3) получаем уравнение

$$\begin{aligned}
 & [v(x) \eta' + v(x') \eta] T(x', \eta'; x, \eta) = (\eta + \eta') \rho(x', \eta'; x, \eta) + \\
 & + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', \eta'') T(x'', \eta''; x, \eta) dx'' + \\
 & + \frac{\lambda}{2} \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} T(x', \eta'; x'', \eta'') r(x'', \eta''; x, \eta) dx'' + \\
 & + \frac{\lambda}{2} \eta \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} T(x', \eta'; x'', \eta'') dx'' \times \\
 & \times \int_0^1 d\eta''' \int_{-\infty}^{\infty} r(x''', -\eta'''; x'', \eta'') \rho(x''', \eta'''; x, \eta) dx''' + \\
 & + \frac{\lambda}{2} \eta \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x'', \eta'') dx'' \times \\
 & \times \int_0^1 d\eta''' \int_{-\infty}^{\infty} r(x''', -\eta'''; x'', \eta'') T(x''', \eta'''; x, \eta) dx'''. \quad (5)
 \end{aligned}$$

Если воспользоваться следующим соотношением для вероятности выхода с глубины τ

$$\frac{2}{\lambda} \alpha(x') \rho(0, x', \eta'; x, \eta) = r(x', \eta'; x, \eta) + \\ + \eta \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', \eta'; x'', -\eta'') \rho(x'', \eta''; x, \eta) dx'', \quad (6)$$

то уравнение (5) можно переписать в краткой форме

$$[v(x) \eta' + v(x') \eta] T(x', \eta'; x, \eta) = (\eta + \eta') \rho(x', \eta'; x, \eta) + \\ + \eta \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x'') \rho(0, x'', \eta''; x', \eta') T(x'', \eta''; x, \eta) dx'' + \\ + \eta' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x'') \rho(0, x'', \eta''; x, \eta) T(x'', \eta''; x', \eta') dx''. \quad (7)$$

Уравнение (7) лишь свободным членом отличается от полученного в [1] уравнения (I.16) для функции $v(x', \eta'; x, \eta)$.

Пусть на среду под углом $\arccos \eta$ к нормали падает фотон частоты x . Тогда очевидно, что отношение T/ρ представляет собой среднее время, по истечении которого под углом $\arccos \eta'$ внутри телесного угла $2\pi d\eta'$ выйдет фотон с частотой, заключенной в интервале $(x', x' + dx')$. Отношение T/ρ , как нетрудно понять, является симметричной функцией относительно пар аргументов x, η и x', η' , что вытекает из принципа обратимости оптических явлений. При близком знакомстве с уравнением (5) легко заметить, что последнее может быть получено непосредственно из уравнения (I.2) для функции отражения $\rho(x', \eta'; x, \eta)$ почленным дифференцированием по параметру β и заменой знака на противоположный (то обстоятельство, что зависимость функций ρ, T, ρ и v от β не отмечается явным образом, не должно привести к недоразумениям). Поэтому для рассмотренного выше отношения T/ρ можно написать

$$T(x', \eta'; x, \eta)/\rho(x', \eta'; x, \eta) = -\partial \ln \rho(x', \eta'; x, \eta)/\partial \beta. \quad (8)$$

Таким образом, в случае, когда речь идет о фотонах, диффузно отраженных от среды, процедуры, связанные с дифференцированием уравнения (3) по s и уравнения для функции отражения (I.2) по β , в одинаковой мере позволяют определить величину T/ρ , характеризующую среднее время пребывания фотона в среде. Более того, оказывается, что сказанное имеет место каждый раз, когда имеем дело с движущимися (но не с гибнущими)

фотонами. Это один из основных результатов настоящей работы. Как легко увидеть, положение вещей здесь аналогично тому, что мы имели при нахождении среднего числа рассеяний указанных фотонов. Тогда приводила к цели процедура, связанная с дифференцированием соответствующих формул и уравнений по λ . Поэтому многое из того, что говорилось в [1] при определении среднего числа рассеяний для движущихся фотонов, остается в силе и при нахождении среднего времени пребывания фотонов в среде. Так, если мы располагаем явным выражением для интенсивности выходящего излучения, то формальным дифференцированием по β можно получить формулу для определения среднего времени пребывания в среде отраженных фотонов. Однако, вообще говоря, для нахождения указанной величины нет необходимости в предварительном определении интенсивности выходящего излучения, поскольку та же процедура дифференцирования по β дает возможность получить для среднего времени отдельное уравнение. Такой путь является особенно важным в тех случаях, когда замкнутого выражения для интенсивности отраженного излучения получить нельзя.

Поскольку уравнения (7) и (I.16) отличаются друг от друга лишь свободными членами, то все, что говорилось в [1] относительно решения уравнения (I.16) в общем случае некогерентного рассеяния, в одинаковой мере относится и к уравнению (7). В частности, и здесь, если воспользоваться билинейным разложением функции перераспределения, то задача может быть сведена к решению некоторой линейной системы функциональных уравнений (аналогичной I.18) относительно функций $\bar{\psi}_{ik}(x, \eta) = -\partial \varphi_{ik}(x, \eta) / \partial \beta$. Эту систему уравнений, как и (I.18), с вычислительной точки зрения, удобнее решать параллельно с системой функциональных уравнений (I.7) для функций $\varphi_{ik}(x, \eta)$.

Обращаясь к приближению полного перераспределения по частотам и замечая, что в этом частном случае

$$\rho(x', \eta'; x, \eta) = (\lambda/2) \varphi_0(x', \eta') \varphi_0(x, \eta) / [v(x) \eta' + v(x') \eta], \quad (9)$$

вместо (8) будем иметь

$$T(x', \eta'; x, \eta) / \rho(x', \eta'; x, \eta) = (\eta + \eta') / [v(x) \eta' + v(x') \eta] + g(x, \eta) + g(x', \eta'), \quad (10)$$

где

$$g(x, \eta) = -\partial \ln \varphi_0(x, \eta) / \partial \beta, \quad (11)$$

а функция $\varphi_0(x, \eta)$ является решением уравнения (I.9).

Соотношение (10) показывает, что для получения полной информации относительно среднего времени пребывания в среде фотонов, отра-

жающихся в результате многократных рассеяний от среды, достаточно определить функцию $g(x, \eta)$. На основе (10) для функции $g(x, \eta)$ можно получить линейное уравнение, легко разрешимое численным путем:

$$a(x)g(x, \eta) = C(x, \eta) + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} a(x') \rho(x', \eta'; x, \eta) g(x', \eta') dx', \quad (12)$$

где

$$C(x, \eta) = \frac{\lambda}{2} \eta \varphi_0(x, \eta) \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\eta + \eta') \varphi_0(x', \eta')}{[v(x) \eta' + v(x') \eta]^2} a(x') dx'. \quad (13)$$

Как мы помним, такому же уравнению, но с другим свободным членом, удовлетворяет функция $f(x, \eta)$ (ср. с I.20). Так же, как функция $f(x, \eta)$ при определении среднего числа рассеяний, так и функция $g(x, \eta)$ в вопросе вычисления среднего времени пребывания фотона в среде играет важную роль. Таблицы значений функции $g(x, \eta)$ будут приведены в следующей статье этой серии. Исходя из явного выражения функции $H(z) = \varphi_0(x, \eta)/a_0(x)$, можно написать явное выражение и для $g(x, \eta)$. Наконец, нетрудно получить для этой функции сингулярное уравнение, однако на этих вопросах мы здесь не останавливаемся.

На практике часто может оказаться достаточным знание величины

$$\begin{aligned} \Omega_*(x, \eta) &= -\partial \ln R_*(x, \eta) / \partial \beta = \\ &= \int_0^1 \eta' d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} T(x', \eta'; x, \eta) dx' \Big/ \int_0^1 \eta' d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta) dx', \quad (14) \end{aligned}$$

представляющей собой среднее время пребывания в среде тех из отраженных фотонов, которые падали на среду под углом $\arccos \eta$ к нормали и имели при этом частоту x . В предположении о полном перераспределении по частотам подстановка (10) в (14) дает

$$\begin{aligned} \Omega_*(x, \eta) &= g(x, \eta) + \int_0^1 \eta' d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_0(x', \eta')}{v(x) \eta' + v(x') \eta} \left[g(x', \eta') + \right. \\ &\left. + \frac{\eta + \eta'}{v(x) \eta' + v(x') \eta} \right] dx' \Big/ \int_0^1 \eta' d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_0(x', \eta')}{v(x) \eta' + v(x') \eta} dx'. \quad (15) \end{aligned}$$

При когерентном и изотропном рассеянии, пользуясь хорошо известной формулой

$$R_*(x, \eta) = 1 - \varphi(x, \eta) \sqrt{1 - \lambda(x)}$$

($\lambda(x) = \lambda(x)/v(x)$) и первым из равенств (14), получаем

$$\Omega_*(x, \eta) = \left[\frac{\lambda(x)}{2v(x)\sqrt{1-\lambda(x)}} - g(x, \eta) \sqrt{1-\lambda(x)} \right] \times \\ \times \varphi(x, \eta) / (1 - \varphi(x, \eta) \sqrt{1-\lambda(x)}). \quad (16)$$

Следует отметить, что в рассматриваемом случае функция $\varphi(x, \eta)$, а следовательно и $R_*(x, \eta)$, зависят от β через посредство комбинации $\lambda(x)$. Отсюда вытекает, что

$$-\partial/\partial\beta = [\lambda/v(x)] d/\partial\lambda, \quad (17)$$

то есть действие оператора $-\partial/\partial\beta$ лишь множителем $1/v(x)$ отличается от действия оператора $\lambda d/\partial\lambda$. Поэтому при когерентном рассеянии (предположение об изотропности элементарного акта рассеяния не является существенным для нашего утверждения) имеет место

$$v(x) \Omega_*(x, \eta) = N_*(x, \eta). \quad (18)$$

Аналогичная связь существует между функциями $g(x, \eta)$ и $f(x, \eta)$: $v(x)g(x, \eta) = f(x, \eta)$, поэтому, располагая таблицей значений функции $f(x, \eta)$, нетрудно табулировать и функцию $g(x, \eta)$ для когерентного рассеяния. Функция $f(x, \eta)$ хорошо изучена: известно ее явное выражение, асимптотика для $\lambda = 1$ (см. [8]) и т. д. Заметим, что приведенная выше формула (18) допускает простое физическое истолкование. В самом деле, нетрудно увидеть, что величина $1/v(x)$ представляет собой не что иное, как среднее время пробега между двумя последовательными актами рассеяния для фотона частоты x :

$$\int_0^{\infty} \frac{\tau}{\eta} e^{-\frac{v(x)\tau}{\eta}} v(x) \frac{d\tau}{\eta} / \int_0^{\infty} e^{-\frac{v(x)\tau}{\eta}} v(x) \frac{d\tau}{\eta} = \frac{1}{v(x)}.$$

Повтому соотношение (18) выражает собой факт статистической независимости двух случайных величин: числа рассеяний в среде и времени пробега между двумя последовательными актами рассеяния. Связь, аналогичную (18), можно написать и для гибнущих фотонов. Если для бесконечной среды такой результат нетрудно понять, то в случае полубесконечной среды он является не совсем очевидным и имеет место лишь при когерентном рассеянии.

Возвращаясь вновь к общему случаю перераспределения по частотам и направлениям, укажем, что на основе (7) для величин

$$T_*(x, \eta) = \int_0^1 \eta' d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} T(x', \eta'; x, \eta) dx' \quad (19)$$

может быть получено соотношение, которым мы воспользуемся ниже:

$$v(x) T_*(x, \eta) = \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} a(x') p(0, x', \eta'; x, \eta) T_*(x', \eta') dx' + \bar{l}_*(x, \eta), \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{l}_*(x, \eta) = & R_*(x, \eta) + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta) dx' - \\ & - \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(1 - \frac{\lambda}{2}\right) \alpha(x) + \beta \right] T(x', \eta'; x, \eta) dx' + \\ & + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} T(x, \eta; x', \eta') dx' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', -\eta'; x'', \eta'') R_*(x'', \eta'') dx''. \end{aligned}$$

Перейдем к рассмотрению среднего времени пребывания в среде фотонов, погибающих в ходе диффузии. По аналогии с функцией $\bar{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta')$ (см. [1]) введем функцию $\tilde{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta'; \omega)$, которой припишем следующий вероятностный смысл. Допустим, как и ранее, что на среду под углом азгсоз η к нормали падает фотон частоты x . Тогда под $\tilde{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta'; \omega) d\eta' dx' d\omega$ будем понимать вероятность того, что в результате многократных рассеяний за время ω , $\omega + d\omega$ фотон пересечет плоскость, находящуюся на глубине τ , в направлении η' внутри телесного угла $2\pi d\eta'$ в виде фотона, обладающего частотой, принадлежащей интервалу $(x', x' + dx')$.

Применение принципа инвариантности приводит к следующему уравнению для функции $\tilde{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta'; \omega)$:

$$\begin{aligned} \eta \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial \tau} + \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial \omega} = & -v(x) \tilde{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta'; \omega) + \\ & + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x'', \eta'') \tilde{Y}(\tau, x'', \eta''; x', \eta'; \omega) dx'' + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\lambda}{2} \eta \int_{\tau}^{\omega} d\omega' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\rho}(x, \eta; x'', \eta''; \omega - \omega') \times \\
 & \times dx'' \int_0^1 d\eta''' \int_{-\infty}^{\infty} r(x'', -\eta''; x''', \eta''') \bar{Y}(\tau, x''', \eta'''; x', \eta'; \omega) dx''', \quad (21)
 \end{aligned}$$

с условием $\bar{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta'; \tau) = 2\pi \exp\left(-\frac{v(x)\tau}{\eta}\right) \delta(x - x') \delta(\eta - \eta')$.

Вероятность гибели рассматриваемого фотона где-либо в среде за время ω , $\omega + d\omega$ задается, очевидно, величиной

$$Z(x, \eta; \omega) = \int_{-1}^1 \frac{d\eta'}{|\eta'|} \int_{-\infty}^{\infty} dx' u(x') \bar{Y}(\tau, x, \eta; x', \eta'; \omega) dx', \quad (22)$$

где $u(x) = (1 - \lambda)\alpha(x) + \beta$.

Из уравнения (21) для преобразования Лапласа функции $Z(x, \eta; \omega)$ находим

$$\begin{aligned}
 [v(x) + s] \widehat{Z}(x, \eta; s) &= u(x) - \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} u(x') \Psi(x, \eta; x', \eta'; s) dx' + \\
 & + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x'', \eta'') \widehat{Z}(x'', \eta''; s) dx'' + \\
 & + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x, \eta; x', \eta'; s) dx' \times \\
 & \times \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', -\eta''; x'', \eta'') \widehat{Z}(x'', \eta''; s) dx''. \quad (23)
 \end{aligned}$$

Теперь, если ввести обозначение $T_0(x, \eta) = -\partial \widehat{Z}(x, \eta; s) / \partial s|_{s=0}$, то нетрудно убедиться, что величина $\Omega_0 = T_0/R_0$ представляет собой среднее время пребывания в среде фотонов, гибнущих в ходе диффузии. Очевидно также, что $R_0(x, \eta) \equiv \widehat{Z}(x, \eta; 0)$.

Используя уравнение (23), для функции $T_0(x, \eta)$ легко получить

$$v(x) T_0(x, \eta) = \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} a(x') p(0, x', \eta'; x, \eta) T_0(x', \eta') dx' + \bar{l}_0(x, \eta), \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{l}_0(x, \eta) = & R_0(x, \eta) + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} u(x') T(x, \eta; x', \eta') dx' + \\ & + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} T(x, \eta; x', \eta') dx' \int_0^1 d\eta'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x', -\eta'; x'', \eta'') R_0(x'', \eta'') dx''. \end{aligned}$$

Заметим, что уравнение (1.29) для функции $R_0(x, \eta)$ вытекает также из (23), если в последнем положить $s = 0$.

Поскольку входящие в $\bar{l}_0(x, \eta)$ величины известны, то соотношение (24) может рассматриваться как уравнение относительно $T_0(x, \eta)$, которое можно решить, если воспользоваться представлением функции перераспределения в виде билинейного разложения. Однако проще вычислить $T_0(x, \eta)$, а вместе с нею и величину $\Omega_0(x, \eta)$, после определения величины

$$\begin{aligned} \langle \Omega(x, \eta) \rangle = & T_*(x, \eta) + T_0(x, \eta) = \\ = & R_*(x, \eta) \Omega_*(x, \eta) + R_0(x, \eta) \Omega_0(x, \eta), \end{aligned} \quad (25)$$

которая, как нетрудно понять, представляет собой время пребывания в среде для фотона частоты x , падающего под углом $\arcs \cos \eta$, независимо от того, поглотится ли он впоследствии в среде, или покинет ее. Сложив почленно уравнения (20) и (24), приходим к следующему уравнению относительно функции:

$$\begin{aligned} v(x) \langle \Omega(x, \eta) \rangle = & \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} a(x') p(0, x', \eta'; x, \eta) \langle \Omega(x', \eta') \rangle dx' + \\ & + 1 + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta) dx'. \end{aligned} \quad (26)$$

Уравнения (1.29), (1.32) и (26), которым удовлетворяют величины $R_0(x, \eta)$, $\langle N(x, \eta) \rangle$ и $\langle \Omega(x, \eta) \rangle$, имеют одно и то же ядро

$\alpha(x') \rho(O, x', \eta'; x, \eta)$ и отличаются друг от друга лишь свободным членом.

Комбинируя указанные уравнения и принимая во внимание тождество $u(x) = (1 - \lambda) \alpha(x) + \beta = (1 - \lambda) v(x) + \lambda \beta$, получаем важное соотношение, связывающее между собой среднее число рассеяний и среднее время пребывания фотона в среде:

$$(1 - \lambda) \langle N(x, \eta) \rangle + \lambda \beta \langle \Omega(x, \eta) \rangle = R_0(x, \eta). \quad (27)$$

Соотношение, аналогичное (27), для интегральных средних величин в приближении полностью некогерентного рассеяния было получено в [6]. Однако в отличие от этого последнего соотношения равенство (27) имеет более общую природу и не может быть получено из уравнения переноса.

Нетрудно видеть, что для нахождения $\langle \Omega(x, \eta) \rangle$ нет необходимости решать уравнение (26). После определения среднего числа рассеяний $\langle N(x, \eta) \rangle$ соотношение (27) позволяет вычислить величину $\langle \Omega(x, \eta) \rangle$. Знание же последней дает возможность в случае необходимости из (25) определить и $\Omega_0(x, \eta)$. Так, в частном случае, когда рассеяние сопровождается полным перераспределением по частотам, пользуясь явным выражением для $\langle N(x, \eta) \rangle$ из (1.38), в силу (27) получаем

$$\beta \langle \Omega(x, \eta) \rangle = R_0(x, \eta) - (1 - \lambda) H(z) \alpha(x) / v(x) \sqrt{1 - \tilde{\lambda}}, \quad (28)$$

или

$$\langle \Omega(x, \eta) \rangle = \frac{1}{v(x)} + \frac{\lambda}{2} \frac{\alpha(x)}{v(x)} H(z) \left[\frac{2\delta(\beta)}{\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}} - \gamma_{00}(\lambda, \beta) + \omega(z, \lambda, \beta) \right], \quad (29)$$

где

$$\gamma_{00}(\lambda, \beta) = \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1 - \beta z}\right) H(z) dz,$$

$$\delta(\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(x)}{v(x)} dx = \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1 - \beta z}\right) dz,$$

$$\omega(z, \lambda, \beta) = z \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1 - \beta z}\right) \frac{H(z')}{z + z'} dz', \quad G_0(z) = 2A \int_{x(z)}^{\infty} \alpha(x) dx.$$

Обращает на себя внимание тот факт, что при $\beta \rightarrow 0$ величина $\langle \Omega(x, \eta) \rangle \rightarrow \infty$, поскольку расходится интеграл $\delta(\beta)$. Действительно,

принимая во внимание, что при изменении z от 0 до $1/\beta$, функция $H(z)$ меняется в пределах от 1 до $1/\sqrt{1-\tilde{\lambda}}$, имеем

$$\frac{2\delta(\beta)}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} - \gamma_{00}(\lambda, \beta) + \omega(z, \lambda, \beta) =$$

$$= \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right) \left| \frac{2}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}} - \frac{z'}{z+z'} H(z') \right| dz' \geq \frac{\delta(\beta)}{\sqrt{1-\tilde{\lambda}}}.$$

Отсюда непосредственно вытекает, что при любом конечном x и малых значениях β поведение величины $\langle \Omega(x, \eta) \rangle$ определяется поведением функции $\delta(\beta)$. Асимптотики $\delta(\beta)$ при $\beta \ll 1$ для различных профилей коэффициента поглощения приводятся в [8]. Так, например, для часто встречающегося доплеровского профиля при малых по сравнению с единицей значениях β имеет место $\delta(\beta) \sim \sqrt{-1\pi\beta}$. Очевидно, что $\lim_{\beta \rightarrow 0} \beta\delta(\beta) = 0$, поэтому при $\beta \rightarrow 0$ соотношение (27) переходит в полученную в [1] формулу (1.34). Приведенные здесь соображения сохраняют свою силу и при других важнейших профилях коэффициента поглощения (например, фойгтовском и лоренцовском). Качественная картина зависимости $\langle \Omega(x, \eta) \rangle$ от β остается справедливой и для чисто доплеровского закона перераспределения по частотам.

Обратимся теперь к случаю когерентного рассеяния. При указанном механизме решение уравнения (1.32) имеет вид

$$\langle N(x, \eta) \rangle = R_0(x, \eta)/(1 - \lambda(x)) = \phi(x, \eta)/\sqrt{1 - \tilde{\lambda}(x)}. \quad (30)$$

Отсюда в силу (27) имеем

$$\langle \Omega(x, \eta) \rangle = R_0(x, \eta)/u(x) = \langle N(x, \eta) \rangle / v(x) = \phi(x, \eta)/v(x)\sqrt{1 - \tilde{\lambda}(x)}. \quad (31)$$

Второе из равенств (31) можно было написать сразу на основе рассуждений, приведенных в начале данного раздела. Формулы (31) показывают, что при $\beta \rightarrow 0$ среднее время пребывания фотона в среде становится бесконечно большим лишь в далеких крыльях спектральной линии.

3. Среднее время блужданий фотона, излучающегося внутри среды. Изложенный в предыдущем разделе подход применим и в случае, когда исходный фотон движется внутри среды. Ход рассуждений здесь такой же, как и в [2] при нахождении среднего числа рассеяний в среде, содержащей источник энергии. Вместо рассмотренных выше функций

$\Omega_*(x, \eta)$ и $\Omega_0(x, \eta)$ введем величины $\Omega_*(\tau, x, \eta)$ и $\Omega_0(\tau, x, \eta)$, обладающие аналогичным физическим смыслом, но относящиеся к фотону, движущемуся на оптической глубине τ . Для удобства угловые переменные теперь отсчитываются от направления внешней нормали к поверхности среды. Очевидно, что $\Omega_*(0, x, -\eta) = \Omega_*(x, \eta)$ и т. д.

При определении $\Omega_*(\tau, x, \eta)$, то есть когда речь идет о движущемся фотоне, в согласии с выводами предыдущего раздела, будем иметь $\Omega_*(\tau, x, \eta) = -\partial \ln R_*(\tau, x, \eta) / \partial \beta$. Уравнение для функции R_* легко получить на основе (II.3). Оно имеет вид

$$\begin{aligned} & \eta \frac{\partial R_*(\tau, x, \eta)}{\partial \tau} + v(x) R_*(\tau, x, \eta) = \\ & = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x', \eta') R_*(\tau, x', \eta') dx', \end{aligned} \quad (32)$$

с условием $R_*(0, x, \eta) = 1$ при $\eta > 0$.

Формальное дифференцирование (32) по β приводит к следующему уравнению для определения функции $T_* = -\partial R_*/\partial \beta$:

$$\begin{aligned} & \eta \frac{\partial T_*(\tau, x, \eta)}{\partial \tau} + v(x) T_*(\tau, x, \eta) = \\ & = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x', \eta') T_*(\tau, x', \eta') dx' + R_*(\tau, x, \eta), \end{aligned} \quad (33)$$

причем $T_*(0, x, \eta) = 0$ ($\eta > 0$). Более строгий вывод уравнения (33) основывается на рассуждениях, приведенных в предыдущем разделе. Эти рассуждения позволяют также написать уравнение для функции $T_0 = R_0 \Omega_0$. Оно отличается от уравнения (33) лишь свободным членом, который в данном случае равен $R_0(\tau, x, \eta)$. Тогда для функции

$$\langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle = T_*(\tau, x, \eta) + T_0(\tau, x, \eta)$$

будем иметь

$$\begin{aligned} & \eta \frac{\partial \langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle}{\partial \tau} + v(x) \langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle = \\ & = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} r(x, \eta; x', \eta') \langle \Omega(\tau, x', \eta') \rangle dx' + 1, \end{aligned} \quad (34)$$

с условием $\langle \Omega(0, x, \eta) \rangle = 0$ при $\eta > 0$.

Комбинируя уравнения (32), (34) и (II.10), приходим к соотношению

$$(1 - \lambda) \langle N(\tau, x, \eta) \rangle + \lambda \beta \langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle = R_0(\tau, x, \eta), \quad (35)$$

являющемуся непосредственным обобщением (27) на случай, когда исходный фотон испускается внутри среды.

Таким образом, величина $R_0(\tau, x, \eta)$, характеризующая вероятность гибели фотона где-либо в среде, представима в виде суммы двух слагаемых, причем наличие первого из них обусловлено возможностью гибели фотона при рассеянии, а второе — возможностью гибели в полете. При $\beta = 0$ соотношение (35) переходит в полученную в [2] формулу (II.11). В консервативном случае имеем $\langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle = R_0(\tau, x, \eta)/\beta$. Легко также видеть, что для нахождения $\langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle$ нет необходимости в решении задачи (34): после определения поля излучения внутри изотермической атмосферы и среднего числа рассеяний величина $\langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle$ находится из (35). В частности, в предположении о полном перераспределении по частотам на основе (35), (II.16) и (II.17) можно написать явное выражение для $\langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle$.

В далеких крыльях линии, где $R_0 \approx 1$, имеем $\langle N(\tau, x, \eta) \rangle \approx 1$ и $\langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle \approx 1/\beta$. Вообще говоря, значения величин $\langle N \rangle$ и $\langle \Omega \rangle$ заключены соответственно в интервалах $(1, 1/(1 - \lambda))$ и $(0, 1/\beta)$. Порядковые оценки для центральной остаточной интенсивности $R_0(0, x, -\eta)$ позволяют оценить величины $\langle N(0, x, -\eta) \rangle$ и $\langle \Omega(0, x, -\eta) \rangle$ для фотонов в центральных частотах линии. При $1 - \lambda \gg \beta \lambda (\beta)$ величина $\langle \Omega(\tau, x, \eta) \rangle$ слабо зависит от β (λ -решение), при $1 - \lambda \ll \beta \lambda (\beta)$, наоборот, остается зависимость от β (β -решение).

Уравнение для определения среднего времени пребывания фотона в бесконечной среде можно получить из (34), отбрасывая член, содержащий производную по оптической глубине. Оно имеет вид

$$v(x) \langle \Omega(x) \rangle = \lambda \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x) \langle \Omega(x') \rangle dx' + 1. \quad (36)$$

Разумеется, уравнение (36) можно вывести и непосредственно. В частности, другим путем оно получено в работе [9]. Сопоставляя уравнения (36) и (II.10) (после отбрасывания в последнем члена с производной); в согласии с (35) находим

$$(1 - \lambda) \langle N(x) \rangle + \lambda \beta \langle \Omega(x) \rangle = 1, \quad (37)$$

ибо в данном случае $R_0 = 1$. Уравнение (36) или соответствующее уравнение для $\langle N(x) \rangle$ легко решаются численным путем. В частном случае

полного перераспределения по частотам решение уравнения (36) записывается в виде

$$\langle \Omega(x) \rangle = 1 + \frac{\lambda \delta(\beta) \alpha(x)}{1 - \tilde{\lambda} \nu(x)}, \quad (38)$$

а при когерентном рассеянии

$$\langle \Omega(x) \rangle = 1/u(x). \quad (39)$$

При полностью некогерентном рассеянии, как показывает формула (38), $\langle \Omega(x) \rangle \xrightarrow{\beta \rightarrow 0} \infty$. Другими словами, если $\beta = 0$, то в бесконечной среде фотон блуждает в среднем бесконечно долго, хотя в конечном счете гибнет при рассеяниях.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE STATISTICAL DESCRIPTION OF A RADIATION FIELD ON THE BASIS OF THE INVARIANCE PRINCIPLE. III. THE MEAN TIME OF PHOTON TRAVEL IN THE SCATTERING MEDIUM

A. G. NIKOGHOSSIAN

The method suggested in the previous papers, which is based on the invariance principle and the applications of the generating and characteristic functions, is used to determine the mean time of photon travel in the three-dimensional semi-infinite medium. Under general assumptions, concerning the elementary act of scattering, the new equations and formulae are obtained to find out the dependence of the mentioned mean quantity on the characteristics of the original photon. It has been shown that the mean time of travel for photons escaping the medium can be found by formal differentiation in respect to β of the appropriate equations and formulae for photon exit probability. The new relation between the mean number of scatterings and the mean time of photon travel in the medium has been found. This approach can be applied when determining any continuously distributed stochastic quantity giving the statistical description of the radiation field.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 21, 323, 1984.
2. А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 21, 579, 1984.
3. В. В. Соболев, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, Гостехиздат, М., 1956.
4. W. M. Irvine, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 17, 266, 1964.
5. W. M. Irvine, *Astrophys. J.*, 144, 1140, 1966.
6. В. В. Иванов, *Астрофизика*, 6, 643, 1970.
7. D. G. Hummer, P. B. Kupasz, *Astrophys. J.*, 236, 609, 1980.
8. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
9. Н. Б. Енчибарян, А. Г. Никогосян, *Астрофизика*, 8, 213, 1972.

УДК: 52—862

ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В ГАЗОВОМ ДИСКЕ I. СТАЦИОНАРНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

М. Г. АБРАМЯН, Е. А. МИХАЙЛОВА, А. Г. МОРОЗОВ

Поступила 25 февраля 1985

Принята к печати 20 июня 1985

Численно решено точное нелинейное уравнение коротковолновых возмущений вращающегося газового диска. Получены нелинейные периодические волны, амплитуда которых при фиксированном значении скорости распространения ограничена сверху. Предельное значение амплитуды растет с ростом скорости волн. Результаты применены для оценки параметров 3 кпк и 135 км/с «рукавов» Галактики и тонкой структуры кольца Сатурна.

1. *Введение.* Теория коллективных процессов в газовом гравитирующем диске, являющемся моделью широкого круга астрономических объектов (газовые подсистемы плоских галактик, аккреционные и протопланетные диски), вплоть до недавнего времени разрабатывалась в рамках линейной теории [1—11]. И лишь в последнее время было начато изучение нелинейных коллективных процессов в таких системах [11—20]. Эти исследования, однако, также ограничены рамками приближения малых амплитуд, что существенно ограничивает возможность применения теоретических результатов для объяснения природы и динамики реальных структур в упомянутых выше объектах. Поэтому изучение существенно нелинейных процессов в газовых дисках оказывается весьма актуальной задачей.

Целью настоящей заметки и является попытка продвижения в этом направлении. В качестве первого приближения мы рассматриваем нелинейные волны в газовом диске, возмущениями гравитационного поля в котором можно пренебречь.

Учет возмущений гравитационного потенциала в исследуемых системах необходим лишь в случае, когда возмущенная гравитационная сила $\nabla \bar{V}$ не слишком мала по сравнению с возмущенной гидродинамической силой $\frac{1}{\rho_0} \nabla p$ (p — возмущение давления, ρ_0 — равновесная поверх-

ностная плотность газового диска). Для гомогенных дисков (чисто газовых — типа протопланетных или аккреционных) отношение вышеуказанных возмущенных сил можно оценить формулой

$$\left| \frac{\sigma_{0g} \nabla \tilde{V}}{\nabla p} \right| \approx \frac{\sigma_{0g} GL}{c_s^2} \approx \frac{m}{M} \frac{R}{\pi h^2} L, \quad (1)$$

где c_s — скорость звука в газе, L — характерный масштаб возмущений, G — постоянная гравитации. При получении второй оценки предполагали, что радиальное равновесие диска обеспечивается гравитацией центрального тела и вращением (кеплеровское вращение — $\Omega^2 = GM/R^3$, где M — масса центрального тела, R — характерный радиус диска), а вертикальное — газовым давлением и тоже гравитацией центрального тела [21], откуда $c_s = h\Omega$, где h — характерная толщина диска, m — масса диска.

Из оценки (1) следует, что для легких горячих дисков вокруг массивных компактных объектов эффектами самогравитации в возмущениях можно пренебречь. Оценка отношения (1) для возмущений колец Сатурна по данным [22] ($h \approx 1^*$ км, $m/M \approx 10^{-8}$, $R \approx 10^5$ км) дает $0.3 \cdot 10^{-3} L$ (км), откуда следует, что в возмущениях с $L \lesssim 10^3$ км самогравитацией можно пренебречь.

Для гетерогенных дисков типа экстремально плоских подсистем спиральных галактик, погруженных в сфероидальные подсистемы звезд, справедлива следующая оценка [23]:

$$\left| \frac{\sigma_{0g} \nabla \tilde{V}}{\nabla p} \right| \approx \frac{\sigma_{0g}}{\sigma_{0*}} \left(\frac{v_{rot}}{c_s} \right)^2 \frac{L}{2\pi R}, \quad (2)$$

где σ_{0*} — равновесная поверхностная плотность звездной составляющей галактики, v_{rot} — линейная скорость вращения диска, c_s — в данном случае дисперсия скоростей газовых облаков. При выводе оценки (2) предполагалось, что вращение диска обеспечивается гравитацией звездной со-

ставляющей ($v_{rot}^2 \approx \pi^2 G \sigma_{0*} R$) и что газовый диск легкий: $\frac{\sigma_g}{\sigma_{0*}} \approx \frac{\sigma_{0g} c_s^2}{\sigma_{0*} c_r^2} \sim$

$\sim \frac{\sigma_{0g}}{\sigma_{0*}} \ll 1$. Простая оценка по данным наблюдений [24—27] показывает, что для волн с $L \lesssim 1$ кпк в окрестности Солнца $|\sigma_{0g} \nabla \tilde{V} / \nabla p| \approx 1$, но в центральной части ($r \lesssim 2 + 3$ кпк) Галактики $|\sigma_{0g} \nabla \tilde{V} / \nabla p| \lesssim 0.1$.

* Последние наблюдения «Вояджер» I, II дают намного меньшие значения толщины колец.

Таким образом, в довольно обширной области плоской подсистемы Галактики и, по-видимому, в центральных областях других спиральных галактик возмущениями гравитационного потенциала при изучении динамики газового диска можно пренебречь.

Очертив класс объектов, для которых применима излагаемая ниже теория, опишем структуру заметки. В следующем разделе приведена математическая формулировка задачи. Затем излагаются результаты расчетов на ЭВМ пространственной структуры прогрессивных нелинейных волн и наиболее важных связей между их параметрами. Последний раздел посвящен краткому обсуждению полученных результатов и возможных положений.

2. *Постановка задачи.* Для рассматриваемого класса моделей уравнения газодинамики, описывающие возмущения диска, имеют вид:

$$\frac{dv_r}{dt} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - 2\Omega v_\varphi - \frac{v_r^2}{r} = -c_s^2 \left(\frac{\sigma_g}{\sigma_{0g}} \right)^{\gamma-2} \frac{1}{\sigma_{0g}} \frac{d\sigma_g}{dr}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + \frac{\kappa^2}{2\Omega} v_r + \frac{v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\varphi) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \sigma_g}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_g v_r) = 0, \quad (5)$$

где $\Omega(r)$ — угловая скорость вращения диска, $\kappa = 2\Omega \sqrt{1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dr}}$ —

эпциклическая частота, v_φ — возмущение азимутальной скорости, v_r — радиальная скорость, $\sigma_g = \sigma_{0g} + \tilde{\sigma}_g$ — полная поверхностная плотность газа (возмущенная), γ — «плоский» показатель политропы [8, 28].

Введем безразмерные координату x и время τ соотношениями $dx = \kappa dr / c_s$, $d\tau = \kappa dt$ и обезразмерим основные переменные

$$u = v_r / c_s; \quad v = \frac{2\Omega}{\kappa c_s} v_\varphi; \quad \Sigma = \frac{\tilde{\sigma}_g}{\sigma_{0g}}.$$

Тогда, используя вытекающую из (4), (5) связь [17]

$$u = -\frac{\partial v}{\partial \tau} \left[1 + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xv) \right]^{-1}; \quad \Sigma = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xv), \quad (6)$$

сведем систему (3)—(5) к уравнениям

$$\begin{aligned} (1 + \Sigma)^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} - (1 + \Sigma) \frac{\partial v}{\partial \tau} \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial \tau} \right) + \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} \right)^2 \frac{\partial \Sigma}{\partial x} + \\ + (1 + \Sigma)^3 \left[v + \left(\frac{x}{2\Omega} \right)^2 \frac{v^2}{x} \right] - (1 + \Sigma)^{\gamma+1} \frac{\partial \Sigma}{\partial x} = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\Sigma = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xv). \quad (8)$$

В настоящей работе будем считать возмущения достаточно коротковолновыми: $L/2\pi R \ll 1$ и изучим динамику прогрессивных волн вида $v = v(x - w\tau)$, $\Sigma = \Sigma(x - w\tau)$, где w — скорость распространения нелинейных возмущений. В этом случае система (7), (8) упрощается и мы имеем

$$\frac{d\Sigma}{d\eta} = \frac{v(1 + \Sigma)^2}{(1 + \Sigma)^{\gamma+1} - w^2}, \quad (9)$$

$$\Sigma = \frac{dv}{d\eta}, \quad (10)$$

где $\eta \equiv x - w\tau$.

Мы исследовали решения этой системы, удовлетворяющие начальным условиям

$$\Sigma(0) = \Sigma_0; \quad v(0) = 0 \quad \left(\frac{d\Sigma}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = 0 \right). \quad (11)$$

Исключая из (9), (10) $v(\eta)$, решение полученного уравнения легко представить в интегральной форме

$$\eta = \pm \int_{\Sigma}^{\Sigma_0} \frac{d\Sigma}{\left(\frac{2}{f^2} \int_{\Sigma}^{\Sigma_0} \Sigma f d\Sigma \right)^{1/2}},$$

где

$$f(\Sigma) = (1 + \Sigma)^{\gamma-2} - \frac{w^2}{(1 + \Sigma)^2}.$$

Подкоренный интеграл легко берется, и путем исследования подкоренного выражения можно качественно выяснить основные свойства конечных периодических решений. Однако для детального изучения этих решений мы предпочли пользоваться численным методом Рунге—Кутты для решения исходной системы (9)—(11). Результаты подобных исследований приведены в следующем разделе.

3. Основные результаты. а) В пределе малых амплитуд $\Sigma_0 \ll 1$, как и следовало ожидать, получаются гармонические волны. С ростом амплитуды, задаваемой параметром Σ_0 в начальных условиях (11), профиль волны искажается: максимумы сужаются, а минимумы становятся более по-

логими. Характер искажений хорошо виден на рис. 1а, где изображен профиль волны, распространяющейся втрое быстрее звука ($\omega = 3$) в изотермическом ($\gamma = 1$) газе с амплитудой $\Sigma_0 = 1$.

б) При заданных значениях параметров ω и γ амплитуда нелинейной прогрессивной волны ограничена значением

$$\Sigma_{0\text{пр}} = \omega^{\frac{2}{\gamma+1}} - 1. \quad (12)$$

При $\Sigma_0 \geq \Sigma_{0\text{пр}}$ уравнения (9), (10) не имеют конечных решений.

Профиль волны с амплитудой, близкой к $\Sigma_{0\text{пр}}$ ($\Sigma_0 = 0.99 \cdot \Sigma_{0\text{пр}}$), характеризуется резкими и узкими максимумами и плоскими широкими минимумами величины Σ (рис. 1б). Характерный вид пространственной структуры величин v и u в такой волне изображен на рис. 1с, д.

в) Пространственный период L нелинейной волны не зависит от свойств газа, задаваемых плоским параметром политропы γ , слабо зависит от значения амплитуды (для волн с $\Sigma_0 = 0.99 \Sigma_{0\text{пр}}$ уменьшение L не превышает 1—3%) и практически выражается формулой длины волны линейных волн

$$L \simeq 2\pi \sqrt{\omega^2 - 1}. \quad (13)$$

г) Помимо периода L нелинейная волна характеризуется и пространственным размером уплотнения вещества в волне L_1 . Зависимость L_1 от ω почти такая же, что и у L , однако L_1 сильно зависит также от амплитуды Σ_0 , быстро убывая с ростом последнего. На графике рис. 2 кривые представляют зависимость отношения L_1/L от амплитуды Σ_0 при разных значениях ω . Кривые показывают, что зависимость отношения L_1/L от скорости ω слабая и ею можно пренебречь.

д) Между предельными значениями амплитуд радиальной скорости и плотности существует простая связь:

$$u_{0\text{пр}} = \Sigma_{0\text{пр}} \omega^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}}, \quad (14)$$

которая легко получается из (6), (10) с учетом (12). При естественном для межзвездной среды значении $\gamma = 1$ имеем

$$u_{0\text{пр}} = \Sigma_{0\text{пр}} = \omega - 1. \quad (15)$$

4. Обсуждение результатов. В центральных областях многих галактик в настоящее время либо происходят бурные взрывные процессы, либо вид-

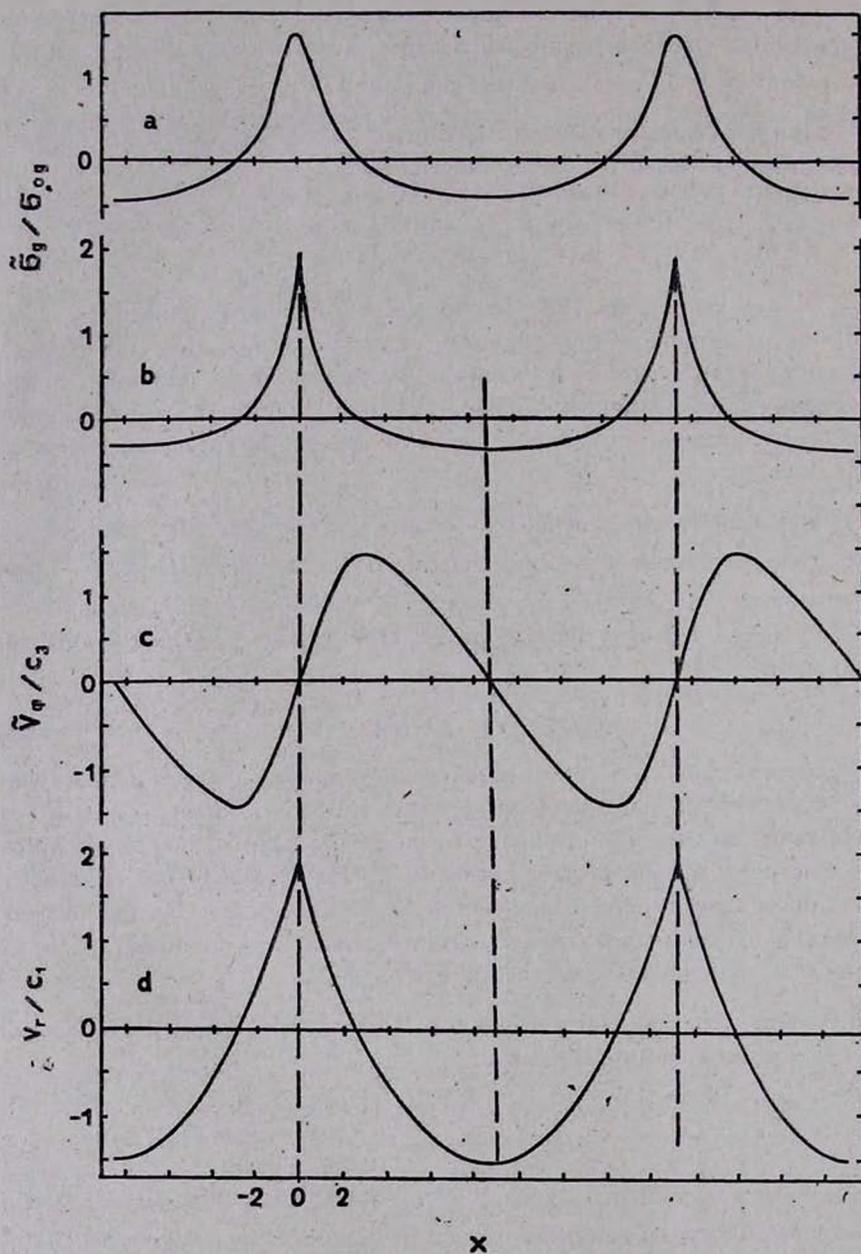


Рис. 1. Профиль нелинейной волны плотности с амплитудой, близкой предельной.

ны их следы. В частности, в центральных областях Галактики, с многочисленными мелкомасштабными нестационарными образованиями, наблюдаются так называемые «3-кпк и 135-км/с рукава» — крупномасштабные, азимутально-расположенные с галактоцентрическими углами примерно в 90° образования, «расширяющиеся» с радиальными скоростями 53 км/с и 135 км/с соответственно [29, 30]. «3-кпк рукав» расположен на расстоянии 4 кпк от центра Галактики в сторону Солнца и содержит массу порядка $8 \cdot 10^7 M_\odot$, а «135-км/с рукав» — в противоположной стороне, на расстоянии 3.5 кпк от центра Галактики и содержит почти такую же массу, что и 3-кпк рукав [29].

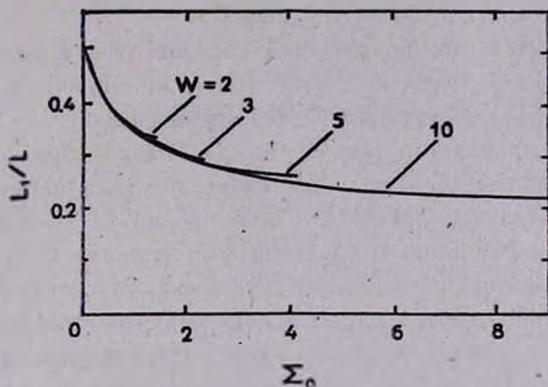


Рис. 2. Зависимость L_1/L от амплитуды Σ_0 при разных значениях w .

В работах [31, 32] эти «рукава» интерпретированы как материальные образования, выброшенные из ядра Галактики (о трудностях этого подхода см. в [30]).

В работе [33] предполагается, что указанные рукава — нелинейные волны, возбужденные гипотетическим быстровращающимся (с угловой скоростью 118 км/с кпк овальным образованием. Выбирая параметры системы так, чтобы внешний резонанс Линдблада был расположен на радиусе 3 кпк, автор рассматривает возмущения газового диска от овал-генератора, локализованные с учетом вязкости* в узкой прирезонансной полосе.

Нелинейная волновая концепция природы «рукавов» лишена трудностей, связанных с гипотезой об их материальном происхождении [30].

* Вязкость в указанной работе играет важную роль, «локализуя» спиральные возмущения от овала в узкой полосе резонанса. При этом для вязкости газового диска используются результаты работы [21], полученные для колец Сатурна, состоящих из ледяных частиц. Неупругие столкновения газовых облаков далеко не идентичны столкновениям ледяных шаров и поэтому использование результатов работы [21] требует обоснования.

Основной трудностью волновой концепции «рукавов» (впрочем, как и для теории глобального спирального узора), по-видимому, является вопрос их генерации. Так как в дифференциально вращающемся диске овальные образования являются идеальными генераторами спиральных волн, то к настоящему времени в Галактике предполагается существование уже двух овалов: один — для генерации глобального спирального узора [40] с угловой скоростью 23 км/с кпк, другой — для обсуждаемых здесь «рукавов». Существование в центральной области Галактики овальных образований, угловые скорости вращения которых отличаются друг от друга на полпорядка, представляется маловероятным. Другая трудность работы [33] заключается в том, что один овал не может одновременно обеспечить столь разные скорости «расширений» «рукавов».

Не исключается, что возмущения образовались в центральной области Галактики вследствие каких-то (гидродинамических, кинетических (см., например, [11])) неустойчивостей ядерного плотного газового диска, или за счет взрывного уплотнения материи диска. При распространении в более разреженные области диска (поверхностная плотность диска меняется почти на два порядка) эти возмущения (даже линейные) становятся сильно нелинейными. В следующей работе, где будут представлены результаты исследования эволюции подобных уплотнений, мы подробно обсудим этот вопрос. Здесь же, на основе полученных в предыдущем разделе результатов, приведем некоторые предварительные оценки параметров обсуждаемых «рукавов», считая их стационарными нелинейными волнами. При этом радиальной скорости «расширения» рукавов будет соответствовать амплитуда радиальной скорости частиц в нелинейной волне. Заметим, что факт большого отличия радиальных скоростей «рукавов», на основе (15), объясняется разностью степеней их нелинейности (скажем, разностью начальных уплотнений диска). Наблюдаемый дефицит газа в области $r \simeq 1 \div 4$ кпк отчасти мог быть связан с разрежением в нелинейной волне: $\sigma_{0\text{min}} = \sigma_0 \cdot (1 - \Sigma_{0\text{min}})$.

Массу рукава можно оценить по формуле

$$M = \alpha r h \sigma_{0g} \left(L_1 + \int_0^{L_1} \Sigma(x) dx \right), \quad (16)$$

где α — галактоцентрический угол рукава, $h = c_s/\omega$ — характерный масштаб толщины диска, L_1 — безразмерная «ширина» уплотнения в волне.

а) «3-кпк рукав». Принимая для дисперсии газовых облаков значение $c_s = 10$ км/с и учитывая $v_{0r} = 53$ км/с, для безразмерной амплитуды радиальной скорости волны получим $u_0 = v_{0r}/c_s \simeq 5.3$. Оценки

приведем для волны с параметрами, близкими к предельным. Тогда, считая $\gamma = 1$, из (15) и (13) получим $\Sigma_{0пр} = 5.3$; $\omega = 6.3$ и $L = 39.1$. Учитывая значение эпициклической частоты в рассматриваемой области Галактики $\kappa = 90$ км/с кпк, для пространственного периода волны получим оценку 4.3 кпк. Так как пространственный период достаточно велик, то наблюдается не дуг нелинейных волн, а одиночная волна — „рукав“. Ширина уплотнения в волне, где $\Sigma \geq 3$, составляет величину порядка 0.2 кпк, а область разрежений в волне — 3.2 кпк, с достаточно плоским минимумом $\sigma_{0min} = 0.5 \cdot \sigma_0$.

Оценка массы по формуле (16) в рассматриваемом случае дает $7.5 \cdot 10^7 M_{\odot}$, где принято $\alpha = \pi/2$, $\sigma_{0g} = 5.4 M_{\odot}/\text{пк}^3$ [33]. Для скорости распространения нелинейной волны получаем 63 км/с.

Движение газа в нелинейной волне такое же, как у обычной спиральной волны (плотность и радиальная скорость колеблются синфазно и отстают от колебаний азимутальной скорости по фазе $\pi/2$).

б) „135-км/с рукав“. Принимая для $r = 3.3$ кпк, $c_s = 10$ км/с, $\kappa = 100$ км/с кпк, аналогичным образом получим следующие оценки: $u_{0пр} = \Sigma_{0пр} = 13.5$; $\omega = 14.5$; $L = 9$ кпк, $M \approx 1 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Скорость волны получается равной 145 км/с, а ширина уплотнения с $\Sigma \geq 3 - 0.3$ кпк.

Кольца Сатурна. По данным космических аппаратов «Вояджер» [34, 35] кольца Сатурна представляют собой сложную систему мелких колец с характерными масштабами расслоений в сотни километров, десятки километров и порядка нескольких километров. Если предположить, что иерархия колец суть нелинейные волны плотности, то из формулы $L = 2\pi h \sqrt{\omega^2 - 1}$ для пространственного периода волн (в размерном виде: $h = c_s/\kappa$), в предположении $h \approx 1$ км [36] (тогда $c_s \approx 6$ см/с), получим, что им соответствуют следующие значения скорости распространения: 6 м/с ($\omega = 100$), 60 см/с ($\omega = 10$) и 6.3 см/с ($\omega = 1.05$). Следовательно, расслоения колец километровых размеров представляют собой линейные звуковые волны с характерными масштабами уплотнений в сотни метров. Однако заметим, что в данном случае приближение бесконечно тонкого диска находится на грани применимости.

Размерам расслоений в десятки и сотни километров соответствуют сильно нелинейные волны, максимальная плотность в «горбах» которых может в десять и сто раз превосходить равновесную плотность диска. При этом характерные размеры уплотнений в волнах (ширины «колечек» с $\Sigma > 1$) более чем на порядок уступают их пространственным периодам L .

Полученные результаты указывают на возможность интерпретации иерархии расслоений колец Сатурна как иерархии нелинейных кольцевых

волн. Что касается механизма возбуждения нелинейных волн, то здесь, по-видимому, основным является диссипативная неустойчивость, которая за счет эффекта отрицательной диффузии приводит к нарастанию линейных возмущений [37, 38]. По мере роста амплитуды, согласно (13) и (15), увеличиваются скорость и пространственный период волны. Поэтому не обязательно, чтобы нелинейные волны возбуждались во всех областях диска. Они могут, например, раскачиваться в оптически толстом кольце B , где условия наиболее благоприятны для развития диссипативной неустойчивости (правда, имеются определенные теоретические трудности обеспечения теплового равновесия оптически толстых дисков [39]), и распространяться по всему диску. При этом следует заметить, что при переходе из более плотных областей диска к менее плотным нелинейность волны растет. Этим, по-видимому, можно объяснить тот факт, что возмущения кольца C представляются сильно нелинейными.

Авторы признательны В. А. Антонову, в переписке с которым возникла идея данной задачи.

Ереванский государственный
университет

Волгоградский государственный
университет

STRONG NONLINEAR WAVES IN GASEOUS DISKS I. STATIONARY PERIODIC WAVES

M. G. ABRAMIAN, E. A. MIKHAILOVA, A. G. MOROZOV

The exact nonlinear equations of short-scale perturbations of a rotating gaseous disk are numerically integrated. Nonlinear stationary periodic waves restricted from the above amplitude have been obtained. The limiting value of amplitude increases with the velocity of wave propagation. The parameters of "3 kpc arm", "135 km/s feature" of the Galaxy and of the fine structure of Saturn rings have been estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Сафронов, ДАН СССР, 130, 53, 1960.
2. С. Hunter, M. N. RAS, 126, 299, 1963.
3. С. С. Lin, F. H. Shu, Astrophys. J., 140, 646, 1964.
4. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, M. N. RAS, 130, 97, 1965.
5. А. М. Фридман, Астрон. ж., 43, 327, 1966.
6. G. S. Bisnovatyy-Kogan, S. I. Blinnikov, Astrophys. Space Sci., 19, 93, 1972.
7. М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян, Астрофизика, 14, 129, 1978.

8. М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 14, 579, 1978; 18, 350, 1982.
9. А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 56, 498, 1979; 58, 864, 1981.
10. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, *Письма АЖ*, 7, 136, 1981.
11. А. М. Fridman, V. L. Polyachenko, *Physics of Gravitating Systems*, Springer-Verlag, 1984.
12. В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман, *Письма АЖ*, 3, 199, 1977.
13. А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фриман, *Астрон. ж.*, 56, 279, 1979.
14. В. И. Корчагин, П. И. Корчагин, *Астрофизика*, 16, 273, 1980; 17, 823, 1981.
15. В. Г. Лепин, М. А. Раевский, *Астрон. ж.*, 57, 991, 1980.
16. А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 58, 244, 1981.
17. М. Г. Абрамян, *Письма АЖ*, 8, 751, 1982; *Астрофизика*, 22, 487, 1985.
18. А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 57, 681, 1980; 62, 209, 1985.
19. С. М. Чурилов, И. Г. Шухман, *Астрон. ж.*, 58, 260, 1981; 59, 1093, 1982.
20. М. Г. Абрамян, С. В. Арутюнян, *Письма АЖ*, 10, 304, 1984.
21. P. Goldreich, S. Tremaine, *Icarus*, 10, 304, 1978.
22. М. С. Бобров, *Кольца Сатурна*, Наука, М., 1970.
23. А. Г. Морозов, М. В. Незлин, Е. М. Снежкин, А. М. Фридман, *Письма ЖЭТФ*, 39, 504, 1984.
24. R. H. Sanders, P. M. Solomon, N. Z. Scovill, *Astrophys. J.*, 276, 182, 1984.
25. B. Fuchs, K. O. Thielhelm, *Astrophys. J.*, 227, 801, 1979.
26. J. A. R. Caldwell, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.*, 251, 61, 1981.
27. R. H. Sanders, G. T. Wrixon, *Astron. Astrophys.*, 26, 365, 1973.
28. С. М. Чурилов, И. Г. Шухман, *Астрон. цврк.*, № 1157, 1981.
29. T. M. Banta, *Astrophys. J.*, 242, 95, 1980.
30. J. H. Oort, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 295, 1977.
31. P. C. van der Kruit, *Astron. Astrophys.*, 13, 405, 1971.
32. R. H. Sanders, K. H. Prendergast, *Astrophys. J.*, 188, 489, 1974.
33. C. Yuan, *Astrophys. J.*, 281, 600, 1984.
34. B. A. Smith, L. Soderblom, R. Beebe et al., *Science*, 212, 163, 1981.
35. B. A. Smith, L. Soderblom, R. Batson et al., *Science*, 215, 504, 1982.
36. B. Starchy, J. Lecacheux, P. Laques et al., *Astron. Astrophys.*, 108, 296, 1982.
37. W. R. Ward, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 641, 1981.
38. N. C. Lin, P. Bodenheimer, *Astrophys. J., Lett.*, 248, L83, 1981.
39. И. Г. Шухман, *Астрон. ж.*, 61, 985, 1984.
40. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *Галактика*, Наука, М., 1984.

УДК: 524.8

О ЗАВИСИМОСТИ БАРИОННОЙ АСИММЕТРИИ ВСЕЛЕННОЙ ОТ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Ю. А. БЕЛЕЦКИЙ, А. И. БУГРИЙ, А. А. ТРУШЕВСКИЙ

Поступила 24 июля 1984

Принята к печати 20 августа 1985

Показано, что барионная асимметрия Вселенной, возникшая в начале адронной эры, в процессе дальнейшей эволюции может изменять свою величину. Это изменение зависит от характера уравнения состояния и позволяет согласовать наблюдаемую барионную асимметрию с предсказаниями теории «Великого объединения». Исследовано поведение барионной асимметрии в случае, когда в веществе ранней Вселенной происходят фазовые переходы.

1. Согласно современным наблюдениям, отношение плотности барионов к плотности реликтовых фотонов равно $n_b/n_\gamma \sim 10^{-(8-9)}$. Из этого следует, что в конце адронной эры ($T \approx m_p$) барионная асимметрия Вселенной, т. е. отношение числа непарных барионов $n_a = n_B - n_{\bar{B}}$ к числу пар было того же порядка,

$$\zeta_a = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_B + n_{\bar{B}}} \approx \frac{n_a}{gn}, \quad (1)$$

где n_B и $n_{\bar{B}}$ — плотности числа барионов и антибарионов, n — плотность числа частиц, g — отношение числа барионов к полному числу частиц.

Проблеме возникновения барионной асимметрии и объяснения ее величины посвящена обширная литература (см. обзоры [1, 2] и ссылки в них). В большинстве работ, независимо от конкретного механизма, барионное число Вселенной B_a возникает на ранних этапах адронной эры. При этом обычно считают, что в процессе дальнейшей эволюции величина барионной асимметрии ζ не изменяется в адронную эру и $\zeta_a = \zeta_n$ (где ζ_n — начальная асимметрия).

В настоящей работе мы хотим обратить внимание на то, что величина ζ может изменяться, и закон эволюции ζ зависит от уравнения состояния вещества ранней Вселенной (ниже ВРВ).

2. Вследствие малости ζ при ультрарелятивистских температурах ($T \gg m$) химический потенциал ВРВ с большой точностью равен нулю. В этом случае состояние системы определяется одной независимой термодинамической переменной и уравнение состояния имеет вид:

$$P = P(T), \quad n = n(T), \quad (2)$$

где P , T — давление, температура, а плотность числа частиц с большой точностью равна $\frac{1}{g} (n_B + n_{\bar{B}})$. Для такой системы плотность энтропии $s = dP/dT$ и плотность энергии $\epsilon = Ts - P$.

Выразим барионную асимметрию ζ в терминах уравнения состояния ВРВ. Рассмотрим сначала эволюцию Вселенной с сохранением полной энтропии S_u . Тогда плотность энтропии пропорциональна плотности барионного числа:

$$n_B = \frac{B_u}{S_u} s, \quad (3)$$

а величину барионной асимметрии можно представить в виде

$$\zeta = \frac{B_u}{S_u} \frac{s}{g \cdot n} \sim \frac{s}{n} = \sigma, \quad (4)$$

т. е. барионная асимметрия пропорциональна удельной энтропии σ . Так как плотности, входящие в (4), зависят от термодинамической переменной, характеризующей равновесное состояние, например, от температуры или плотности энергии ϵ , то $\sigma = \sigma(T)$, а следовательно и $\zeta = \zeta(T)$. Характер зависимости $\sigma(T)$ и $\zeta(T)$ определяется уравнением состояния. Для идеального газа ($P = \epsilon/3$)

$$s(T) \sim n(T) \sim T^3. \quad (5)$$

На этом примере, по-видимому, и основано широко распространенное мнение о постоянстве ζ в адронную эру.

В общем случае условие (5) для системы сильно взаимодействующих частиц не следует ни из каких первых принципов. Так, например, для ультрарелятивистского обобщения модели ван-дер-Ваальса [3, 4] $\sigma \neq \text{const}$ и зависимость $\zeta(T)$ определяется характером сил «притяжения» и «отталкивания» между частицами.

Таким образом, в общем случае барионная асимметрия при температуре $T_a \approx m_p$

$$\zeta_a = \frac{\sigma(T_a)}{\sigma(T_a)} \zeta_{in}. \quad (6)$$

3. Сейчас наиболее привлекательным представляется механизм возникновения барионной асимметрии Вселенной в рамках калибровочной теории «Великого объединения» (см. [1, 2] и имеющиеся там ссылки). В такой теории в реакциях с участием сверхтяжелой частицы X -бозона ($m_X \approx 10^{14+16}$ ГэВ) нарушается CP -инвариантность и не сохраняется барионный заряд. Находясь в термодинамическом равновесии с ВРВ, X -бозон выравнивает число барионов и антибарионов, т. е. независимо от начальных условий к моменту с $T \sim m_X$. Вселенная становится практически симметричной. Генерация барионной асимметрии происходит на неравновесной стадии при дальнейшем охлаждении ВРВ, вследствие «выгорания» X -бозонов (т. е. процессы распада X -бозона доминируют над другими реакциями с его участием) и различия вероятностей распадов $X \rightarrow qq$ и $\bar{X} \rightarrow \bar{q}\bar{q}$.

В работе [5] получена оценка величины барионной асимметрии при $T \sim 0.1 m_X$, т. е. после «закалки» барионного избытка

$$\zeta \approx 10^{-4} \Delta, \quad (7)$$

где

$$\Delta = \frac{\Gamma(X \rightarrow qq) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}\bar{q})}{\Gamma_{\text{tot}}} \quad (8)$$

параметр нарушения CP инвариантности. Сейчас принято считать, что $\Delta \sim 10^{-8}$. Тогда, если ζ не меняется, величину генерируемой барионной асимметрии необходимо увеличить на три-четыре порядка. Если ζ меняется, то ситуация совершенно иная. Чтобы пояснить это, предположим, что уравнение состояния имеет вид

$$P = \alpha \varepsilon, \quad n(T) = n_0 (T/T_0)^\nu, \quad (9)$$

где α и ν — постоянные. Тогда

$$s \sim T^{1/\alpha} \sim n^{1/\alpha\nu}, \quad (10)$$

и, следовательно,

$$c = \frac{s}{n} = \nu_0 (T/T_0)^{\frac{1-\alpha\nu}{\alpha}}, \quad (11)$$

откуда видно, что асимметрия остается постоянной только при $\alpha\nu = 1$ и если $\nu = 3$, то $\alpha = 1/3$, т. е. опять в случае идеального релятивистского газа.

Подставляя (11) в (6), получаем значение барионной асимметрии ζ_a через параметры уравнения состояния (α, ν) и начальную асимметрию ζ_a

$$\zeta_a = \zeta_a \left(\frac{0.1 m_X}{T_a} \right)^{-\frac{1-\alpha\nu}{\alpha}}. \quad (12)$$

Чтобы получить наблюдаемое значение $\zeta_a \approx 10^{-9}$ из асимметрии, возникающей в рамках теории «Великого объединения», необходимо, чтобы параметры уравнения состояния удовлетворяли условию

$$\nu = (3\alpha + 14)/14\alpha. \quad (13)$$

Тогда $\zeta \sim T^{-3/14}$, т. е. довольно медленно убывает с ростом температуры. Требование (13) означает, что для $\alpha = 1/3$ $\nu = 3 \frac{3}{14}$, т. е. в (9) необходимо совсем небольшое отступление от „идеальности“.

Рост барионной асимметрии Вселенной с уменьшением температуры, который возможен, если отказаться от предположения об идеальности ВРВ, ослабляет требования на генерируемый изначально барионный заряд B_a и поэтому может быть полезен и в схемах с другим механизмом нарушения барионной симметрии (см., например, [6–9]).

4. Рассмотрим теперь случай, когда в процессе эволюции Вселенной полная энтропия не сохраняется. С такой ситуацией можно столкнуться в окрестности фазового перехода (см., например, [4]). В этом случае формула (4) неприменима и необходимо вернуться к исходной формуле (1). Здесь следует отметить, что, как показано в [4], адекватной термодинамической переменной для ВРВ в окрестности фазовых переходов является плотность энергии, а не температура.

В окрестности фазового перехода, проходящего с изменением полной энтропии, следует пользоваться формулой

$$\zeta = n_a/gn \quad (14)$$

и следить за скачком плотности числа частиц n при данной плотности энергии.

Рассмотрим эволюцию барионной асимметрии Вселенной в случае, когда ВРВ описывается релятивистским обобщением уравнения состояния ван-дер-Ваальса [3, 4].

Это уравнение строится на основе классического выражения для свободной энергии системы ван-дер-Ваальса $F = F(n, T)$, с дополнительным условием на химический потенциал системы

$$\mu = (\partial F / \partial N)_{V, T} = 0. \quad (15)$$

Физически это соответствует условию свободного рождения частиц и формально ведет к связи $n = n(T)$. Кроме того, в релятивистском случае параметры «притяжения» a и «отталкивания» b эффективно становятся функциями температуры. Для них (см. [4]) выбрана аппроксимация

$$a = a_0/T^\gamma, \quad b = b_0/T^\beta, \quad (16)$$

где a_0, b_0, γ и β — константы.

Тогда, как показано в [4], уравнение состояния представляется в виде

$$P = -\frac{T}{b} f(x_m), \quad (17)$$

где

$$f(x) = x \left(\ln \frac{x}{1-x} - x^\tau + r \ln \tau - z \right), \quad (18)$$

$x_m = x_m(\tau)$ — точка минимума функции $f(x)$ по $x = nb$ при фиксированном τ , $\tau = \frac{a_0}{b_0} T^{\beta-\gamma-1}$ — эффективная температура; $x = nb$ — приведенная плотность числа частиц; $r = \frac{3-\beta}{1+\gamma-\beta}$, $z = \ln \left[\exp b_0 \left(\frac{a_0}{b_0} \right)^r \right] =$

$= \text{const}$, где x — постоянная релятивистского идеального газа ($n_0(T) = xT^3$). В области значений параметров $\gamma = 2\beta - 6$, $\frac{157}{13} < \beta < 5$ функция $f(x)$ имеет два минимума ($x = x_A, x = x_B$), относительная глубина которых изменяется с изменением эффективной температуры τ (см. рис. 1). Это означает, что в системе потенциально возможны две фазы (A и B) с уравнением состояния $P_A(T)$ или $P_B(T)$. Изменение относительной глубины минимумов x_A и x_B ведет к фазовым переходам в системе. В указанной области параметров происходит два фазовых перехода и, кроме того, фаза A качественно воспроизводит уравнение состояния

$$P(T) = AT^6 - BT^5 + CT^4, \quad (19)$$

полученное в работе [10] в рамках S — матричной формулировки статистической механики с использованием экспериментальных данных по амплитудам рассеяния адронов.

Расчет зависимостей $P(T)$, $s(\epsilon)$ и $P(\epsilon)$ при различных значениях параметров произведен в [4] с использованием компьютера. На рис. 2 и 3 представлены качественные графики этих величин. В дальнейших оценках

используются значения критических точек T_1 , T_2 , T_3 и $T_{\Phi 1}$, взятые из работы [10].

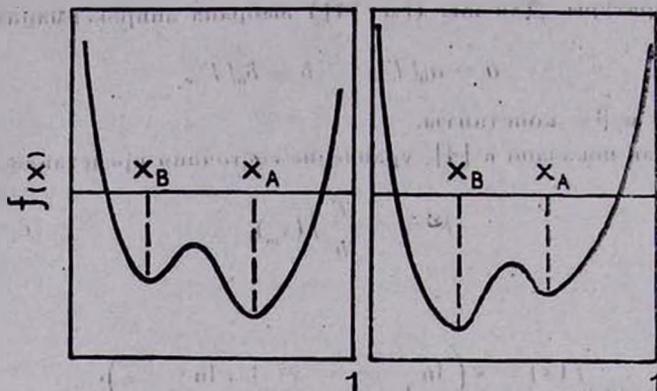


Рис. 1. Функция $f(x)$, характеризующая свободную энергию при различных температурах.

Для равновесной эволюции Вселенной на ранних стадиях термодинамически выгодна и реализуется фаза с максимальной плотностью энтропии при данной плотности энергии, т. к. это равносильно требованию максимальной полноты энтропии. Кратко опишем эволюцию Вселенной с уравнением состояния ван-дер-Ваальса (см. рис. 2 и 3, где реальная эволюция системы показана пунктиром, сохранены обозначения из [4]).

При $\varepsilon > \varepsilon_{2A}$ система эволюционирует в фазе A . В промежутке $\varepsilon_{2B} < \varepsilon < \varepsilon_{2A}$ происходит фазовый переход $A \rightarrow B$ и система состоит из смеси двух фаз. При этом $s(\varepsilon)$ непрерывно и, следовательно, полная энтропия Вселенной сохраняется. На рис. 2 этот фазовый переход соответствует точке $[P(T_{\Phi 2}), T_{\Phi 2}]$. Дальнейшая эволюция до $\varepsilon = \varepsilon_{k1}$ проходит в фазе B . Второй фазовый переход $B \rightarrow A$ при $\varepsilon = \varepsilon_{k1}$ ведет к скачку полной энтропии и, следовательно, необратим. При этом переходе также скачком изменяются давление, температура и плотность числа частиц. На рис. 2 этот фазовый переход обозначен верхней волнистой линией. Дальнейшее расширение проходит в фазе A .

Рассмотрим теперь эволюцию барионной асимметрии. До второго фазового перехода при $\varepsilon = \varepsilon_{k1}$ энтропия сохраняется и применим проведенный выше анализ. Поэтому до этого перехода барионная асимметрия приобретает значение

$$\zeta(\varepsilon_{k1}) = \frac{\sigma_B(\varepsilon_{k1})}{\sigma_A(\varepsilon_a)} \zeta_a, \quad (20)$$

где $\varepsilon_a = \varepsilon(T_a)$, а индекс A или B указывает, что выражение вычисляется для соответствующей фазы.

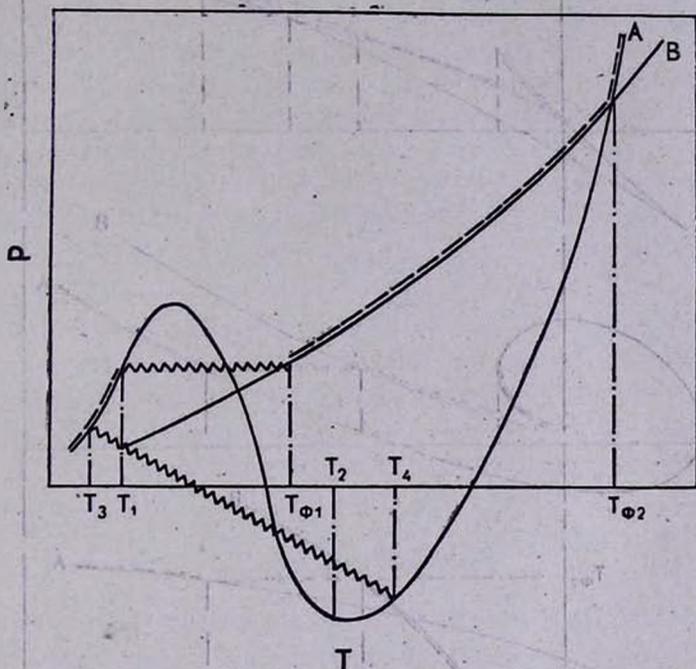


Рис. 2. Зависимость давления P от температуры T для фаз A и B .

Согласно (14), в результате фазового перехода при $\varepsilon = \varepsilon_{k1}$ барионная асимметрия испытывает скачок

$$\begin{aligned} \zeta_+(\varepsilon_{k1}) &= \zeta(\varepsilon_{k1}) n_B(\varepsilon_{k1}) / n_A(\varepsilon_{k1}) = \zeta(\varepsilon_{k1}) n_B(T_{\Phi 1}) / n_A(T_1) = \\ &= \frac{x_B(T_{\Phi 1})}{x_A(T_1)} \left(\frac{T_{\Phi 1}}{T_1} \right)^3 \zeta(\varepsilon_{k1}), \end{aligned} \quad (21)$$

где ζ_+ — барионная асимметрия $\zeta(\varepsilon_{k1})$ после фазового перехода. Теперь ζ_a имеет вид

$$\zeta_a = \zeta_+(\varepsilon_{k1}) \frac{\sigma_A(\varepsilon_a)}{\sigma_A(\varepsilon_{k1})}. \quad (22)$$

Объединяя (20), (21) и (22), получаем окончательное выражение для барионной асимметрии

$$\zeta_{\alpha} = \frac{\sigma_A(\varepsilon_{\alpha})}{\sigma_A(\varepsilon_{k1})} \frac{x_B(T_{\Phi 1})}{x_A(T_1)} \left(\frac{T_{\Phi 1}}{T_1} \right)^3 \frac{\sigma_B(\varepsilon_{k1})}{\sigma_A(\varepsilon_{\alpha})} \quad (23)$$

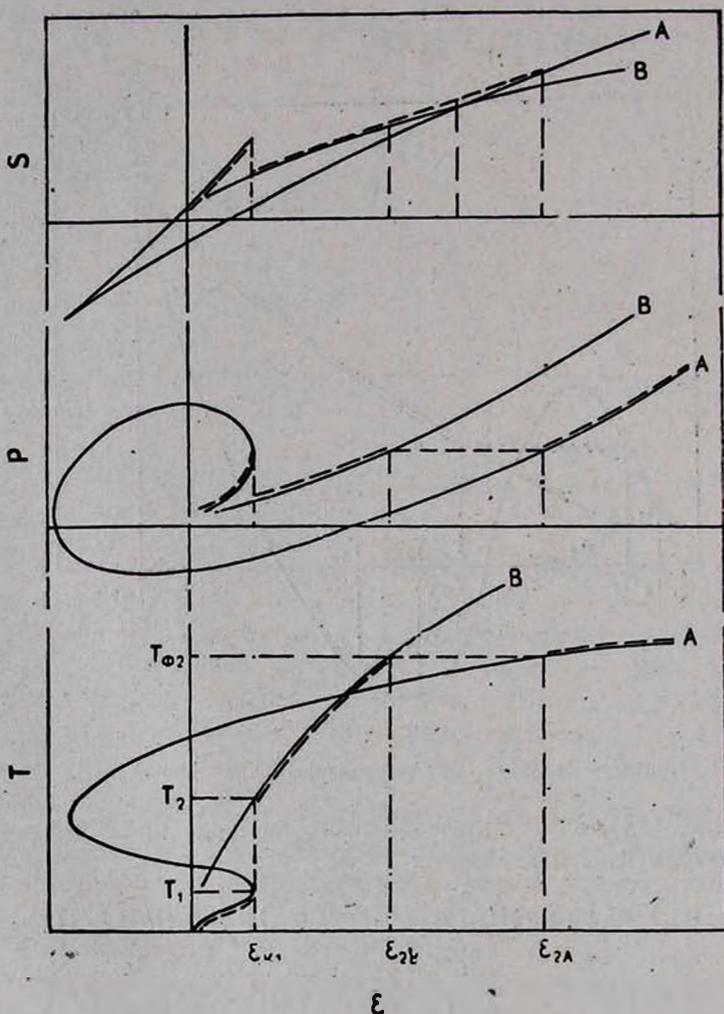


Рис. 3. Качественная зависимость плотности энтропии s , давления P и температуры T от плотности энергии ε для фаз А и В. Пунктиром показана эволюция системы при расширении.

В окрестности фазовых переходов, как показано в [4], отношение $\frac{x_B}{x_A} \sim 1$ (см. рис. 1). Численные расчеты, проведенные в [4], позволяют заключить, что изменение барионной асимметрии происходит в основном

за счет множителя $(T_{\Phi 1}/T_1)^3$. Если учесть, что $T_1 \sim 1$ Гэв, $T_{\Phi 1} \sim 40$ Гэв (см. [10]), а $\beta \approx 5$, то

$$\zeta_a \approx \left(\frac{T_{\Phi 1}}{T_1}\right)^3 \zeta_n \sim 10^3 \zeta_n. \quad (24)$$

В модели с такой эволюцией рост барионной асимметрии происходит в основном за счет скачка плотности числа частиц при фазовом переходе. Это означает, что аннигиляция пар, сопровождающая фазовое превращение, может привести к возрастанию числа непарных барионов по отношению к числу барион-антибарионных пар.

В рамках данного уравнения состояния возможен также другой сценарий эволюции Вселенной. Возможна ситуация, когда при плотностях энергии $\varepsilon_{2B} < \varepsilon < \varepsilon_{2A}$ фазовый переход не происходит и система метастабильно продолжает расширяться в фазе А. Благодаря особенностям формы уравнения состояния $P_A(T)$ (или $P_A(\varepsilon)$) (см. рис. 2 и 3б) при расширении вдоль фазы А система не может достичь плотности энергии меньше, чем ε_2 , где ε_2 соответствует температуре T_2 , при которой $s_A(T) = 0$ (см. рис. 2). Легко видеть, что вследствие сохранения полной энтропии $S_a \sim R^3 \cdot s$ масштабный фактор R неограниченно возрастает при $T \rightarrow T_2 + 0$, так как $s \rightarrow 0$,

$$R \sim (S_a/s)^{1/3} \rightarrow \infty. \quad (25)$$

В этом пределе давление в фазе А становится отрицательным, и поскольку $P = Ts - \varepsilon \rightarrow -\varepsilon_2$, то расширение происходит экспоненциально, т. е. реализуется де-ситтеровский режим эволюции (в работе [11] показано, что и в более общем виде точки пересечения кривой уравнения состояния $P(\varepsilon)$ и прямой $P + \varepsilon = 0$ являются предельными для эволюции Фридмановской модели). Расширение Вселенной с уравнением состояния $P_A(T)$ полностью аналогично эволюции с уравнением состояния (19), которая подробно рассмотрена в [12]. Динамика Вселенной, предложенная в этой работе, содержит все основные черты модели «раздувающейся» Вселенной, развитой позднее в рамках калибровочных полевых теорий с нарушенной симметрией [13—16].

В работе [12] было показано, что с момента времени $t_0 \sim 10^{-12}$ с (начало экспоненциального режима расширения, когда $R \sim \exp(t/t_0)$) температура, плотность энергии и плотность числа частиц экспоненциально быстро стремятся к своим предельным значениям. В это время идет интенсивное рождение пар за счет энергии гравитационного поля: плотность энергии постоянна, а объем Вселенной быстро растет.

Такое «раздувание» Вселенной в метастабильном состоянии может продолжаться в принципе сколь угодно долго. Однако в реальной системе из-за флуктуаций произойдет фазовый переход на верхний участок фазы А (см. рис. 2). Температура при этом падает до T_3 . На рис. 2 этот переход обозначен нижней волнистой линией. Дальнейшее расширение происходит по степенному закону.

С точки зрения барионной асимметрии описанная ситуация интересна следующим. Поскольку на стадии раздувания происходит интенсивное рождение пар, а барионный заряд сохраняется, барионная асимметрия экспоненциально быстро по времени стремится к нулю.

$$\zeta \sim \frac{S(T)}{n(T)} \sim \frac{T - T_2}{T_2} \sim e^{-t/t_0}. \quad (26)$$

Однако, как показано выше (см. (14), (21)), в результате фазового перехода ζ увеличивается в $n_A(T_2)/n_A(T_3) \sim (T_2/T_3)^\beta$ раз ($\beta \approx 5$). Значит

$$\zeta_a \approx \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^\beta \left(\frac{T_4 - T_2}{T_2}\right) \zeta_a. \quad (27)$$

Так как $T_2 \sim 60$ Гэв, $T_3 \sim 1$ Гэв, то

$$\zeta_a \approx 60^5 \left(\frac{T_4 - T_2}{T_2}\right) \zeta_a, \quad (28)$$

где T_4 — температура, при которой происходит фазовый переход из метастабильной фазы. Таким образом, величина наблюдаемой барионной асимметрии зависит от длительности де-ситтеровского режима, т. е. от того, насколько температура Вселенной во время «срыва» метастабильной фазы отличалась от T_2 .

5. Анализ, проведенный в работе, приводит к следующим выводам:

1) На ранних этапах эволюции Вселенной величина барионной асимметрии (при сохранении полного барионного числа) может изменяться. Это изменение определяется характером уравнения состояния.

2) Барионная асимметрия ζ претерпевает скачок, если в результате фазового перехода плотность числа частиц при данной плотности энергии меняется скачком.

3) Учет взаимодействия, в принципе, позволяет получить уравнение состояния, для которого удельная энтропия $\sigma = \sigma(T)$ убывает с ростом температуры. В этом случае барионная асимметрия нарастает при расширении Вселенной, и требования на величину начально генерируемой асимметрии можно понизить.

Авторы благодарят Я. Б. Зельдовича, П. И. Фомина, В. П. Фролова и М. Ю. Хлопова за стимулирующие обсуждения.

Институт теоретической физики
АН УССР

THE DEPENDENCE OF BARYON ASYMMETRY OF THE UNIVERSE ON THE EQUATION OF STATE

YU. A. BELETSKY, A. I. BUGRIJ, A. A. TRUSHEVSKY

The baryon asymmetry of the Universe, originated at the beginning of the hadron era, might change its value during evolution. The variation depends on the character of the equation of state and permits to reconcile the observed baryon asymmetry with predictions of GUT. The evolution of baryon asymmetry for the case of phase transitions in matter of the early Universe is studied.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Долгов, Я. Б. Зельдович, Успехи физ. наук, 130, 559, 1980.
2. E. W. Kolb, M. S. Turner, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci., 33, 645, 1983.
3. А. И. Бугриј, А. А. Трушевский, Preprint ITP-78-82E, Kiev, 1978.
4. Yu. A. Beletsky, A. I. Bugrij, A. A. Trushevsky, Z. Phys., C10, 317, 1981.
5. А. И. Долгов, Ядер. физ., 32, 1606, 1980.
6. Я. Б. Зельдович, Письма в ЖЭТФ, 24, 29, 1976.
7. Yu. A. Beletsky, A. I. Bugrij, E. S. Martynov, A. A. Trushevsky, Nature, 278, 194, 1979.
8. Yu. A. Beletsky, Preprint ITP-80-117E, Kiev, 1980.
9. А. Д. Долгов, Ж. эксперим. и теор. физ., 79, 337, 1980.
10. А. И. Бугриј, А. А. Трушевский, Ж. эксперим. и теор. физ., 73, 3, 1977.
11. Yu. A. Beletsky, Preprint ITP-83-148E, Kiev, 1983.
12. А. И. Бугриј, А. А. Трушевский, Астрофизика, 13, 361, 1977.
13. A. H. Guth, Phys. Rev., D23, 347, 1981.
14. A. D. Linde, Phys. Lett., 108B, 389, 1982.
15. A. Albrecht, P. J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett., 48, 1220, 1982.
16. S. W. Hawking, I. G. Moss, Phys. Lett., 110B, 35, 1982.

УДК: 524.86Н

НАГРЕВ ПЕРВИЧНОГО ГАЗА РЕЛИКТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
ПРИ НАЛИЧИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

В. К. ХЕРСОНСКИЙ

Поступила 29 мая 1985

Принята к печати 20 сентября 1985

Рассматривается эффект нагрева первичного газа реликтовым излучением в космологические эпохи $z \leq 150$. Переработка энергии излучения в тепловую энергию газа осуществляется при переходах между нижними вращательными уровнями молекул H_2 , небольшая примесь которых может присутствовать в первичном газе [1]. Обсуждаемый процесс приводит к повышению температуры первичного газа на несколько десятков градусов. Обсуждается возможность наблюдательной проверки этого эффекта.

1. *Введение.* Молекулярный водород может играть важную роль в эволюции первичного газа. Впервые этот вопрос обсуждался в работе [2], где было показано, что в эпохи $z \sim 50$ в первичном газе может образоваться небольшое количество молекулярного водорода, характеризующееся относительным содержанием $x(H_2) = n(H_2)/n_t \approx 10^{-6} (n(H_2))$ и n_t — концентрация молекул H_2 и полная концентрация газа. Несмотря на относительно малое содержание молекулярного водорода в первичном газе, в отсутствие пыли молекулы H_2 и их изотопзамещенные аналоги HD могут играть важную роль при объемном теплоотводе энергии в процессе гравитационной конденсации первичных фрагментов газа [3—7]. В эпохи $z \sim 50$ образование молекул H_2 идет, главным образом, через ион H^- , причем, как показано в работе [8], образующиеся молекулы H_2 , как правило, находятся в возбужденных колебательных состояниях, $v \sim 5-8$. Последующая колебательная релаксация должна приводить к сильному искажению спектра реликтового излучения в области длин волн $\lambda \lesssim 120 \mu$ [9], наблюдение которого может быть осуществлено при достаточно высокой чувствительности приемной аппаратуры в дальней ИК-области спектра. Такие наблюдения позволили бы определять ряд параметров, характеризующих Вселенную в эпохи $z \approx 30-50$.

Как показано в работе [1], молекулярный водород в значительно большем количестве, чем при $z \approx 30-50$ может образоваться в эпоху

$z \sim 1000$, $x(\text{H}_2) \simeq 4 \cdot 10^{-4}$. В этом случае основной канал реакции образования H_2 содержит в качестве промежуточного звена реакцию образования H_2^+ . Молекулярный водород, образовавшийся в столь ранние эпохи, может играть значительную роль не только при гравитационной конденсации отдельных фрагментов, но и воздействовать на тепловой баланс первичного газа в целом. В работе [10] показано, что даже небольшая примесь тяжелых элементов в первичном газе должна приводить к переработке энергии реликтового излучения в тепловую энергию газа в эпохи $z \lesssim 150$, когда исчезает тепловой контакт между веществом и излучением [11]. К тому же эффекту может приводить присутствие в первичном газе небольшой примеси молекулярного водорода.

Цель данной работы состоит в расчете нагрева первичного газа реликтовым излучением при наличии примеси молекул H_2 , образовавшихся в эпохи $z \sim 1000$, содержание которых, согласно [1], $\sim 4 \cdot 10^{-4}$. Обсуждается также возможность наблюдательной проверки этого эффекта.

2. *Тепловой баланс первичного газа в эпохи $z \lesssim 150$.* Как показано в работе [11], при однородном расширении Вселенной после рекомбинации водорода обмен энергией между остаточными электронами и излучением при эффекте Комптона поддерживает равенство температуры излучения $T_R(z)$ и кинетической температуры газа $T_k(z)$ вплоть до эпохи, характеризующейся красным смещением $z_e \simeq 150$. В последующие этапы расширения эти температуры должны падать с различными скоростями из-за различий в показателях адиабаты,

$$T_R(z) = T_R^{(0)}(1+z), \quad (1)$$

$$T_k(z) = T_k^{(0)}(1+z)^2/(1+z_e), \quad (2)$$

где $T_R^{(0)} = 2.8 \text{ K}$ — температура реликтового излучения в современную эпоху. Поскольку $T_k(z) < T_R(z)$ для всех $z < z_e$, при наличии примеси молекулярного водорода может оказаться эффективным процесс переработки энергии реликтового излучения в тепловую энергию газа. Такая переработка заключается в радиативном возбуждении вращательных уровней молекул H_2 с последующим столкновительным девозбуждением этих уровней, в результате чего скорость поступательного движения молекул возрастает. Возможен и обратный процесс — столкновительное возбуждение вращательных уровней с последующей радиативной деактивацией, который уменьшает тепловую энергию газа. Конкуренция прямого и обратного процессов определяет количество энергии, переданной от излучения к газу.

Уравнение для кинетической температуры газа как функции красного смещения детально обсуждалось нами в работе [10]. Здесь мы кратко суммируем данные, необходимые для дальнейших расчетов.

Уравнение для $T_k(z)$ имеет вид

$$\frac{dT_k(z)}{dz} = \frac{2}{1+z} T_k(z) - \frac{\Lambda(z)}{kH_0(1+z)^2 \sqrt{1+\Omega z}}. \quad (3)$$

В этой формуле k — постоянная Больцмана, H_0 — постоянная Хаббла (принято, что $H_0 = 75$ км/с Мпк $= 2.5 \cdot 10^{-18}$ с $^{-1}$), Ω — отношение средней плотности вещества во Вселенной к критической плотности, $\Lambda(z)$ — функция, определяющая переработку энергии излучения в энергию газа (функция нагрева) в расчете на 1 атом газа, которая для вращательных уровней молекулярного водорода имеет вид

$$\Lambda(z) = x(H_2) \sum_J \xi_J (n_J R_{J \rightarrow J+2} - n_{J+2} R_{J+2 \rightarrow J}) h\nu_{J+2, J}, \quad (4)$$

где n_J — населенность вращательного уровня, характеризуемого квантовым числом J , $R_{J \rightarrow J+2}$ и $R_{J+2 \rightarrow J}$ — вероятности радиационных переходов между уровнями J и $J+2$, h — постоянная Планка, $\nu_{J+2, J}$ — частота перехода. Величина ξ_J представляет собой статистический вес изотопической модификации H_2 . Уровни с четными значениями J относятся к параводороду; для них $\xi_J = 1/4$. Уровни с нечетными значениями J относятся к ортоводороду; для них $\xi_J = 3/4$. Суммирование в формуле (4) формально распространяется на все вращательные уровни. В действительности, необходимо учесть, что при $z < z_0$, $T_k(z)$, $T_k(z) < 2.8(1+z_0)$ К $\simeq 423$ К. Следовательно, уровни, энергии которых в температурной шкале существенно больше этой величины, практически не будут возбуждаться. В параводороде уровень $J=2$ имеет энергию $\varepsilon_2/k \simeq 512$ К, а для уровня $J=4$ — $\varepsilon_4/k \simeq 1700$ К. В ортоводороде уровень с $J=3$ имеет энергию $\varepsilon_3/k \simeq 1020$ К, а для уровня $J=5$ $\varepsilon_5/k \simeq 2550$ К. Таким образом, в эпохи $z < z_0$ уровни с $J > 4$ для параводорода и с $J \geq 5$ для ортоводорода практически не заселяются. Основную роль в переработке энергии реликтового излучения в тепловую энергию и обратно будут играть вращательные уровни $J_i = 0, 2$ пара- H_2 и $J = 1, 3$ в орто- H_2 .

Функция нагрева теперь может быть переписана в упрощенном виде

$$\Lambda(z) = \frac{1}{4} x(H_2) \{ (n_0 R_{0 \rightarrow 2} - n_2 R_{2 \rightarrow 0}) h\nu_{20} + 3(n_1 R_{1 \rightarrow 3} - n_3 R_{3 \rightarrow 1}) h\nu_{31} \}. \quad (5)$$

Населенности вращательных уровней легко определяются из уравнений баланса и в данном случае могут быть рассчитаны по формулам

$$\begin{aligned} n_0 &= W_{2 \rightarrow 0} / (W_{0 \rightarrow 2} + W_{2 \rightarrow 0}), & n_2 &= W_{0 \rightarrow 2} / (W_{0 \rightarrow 2} + W_{2 \rightarrow 0}), \\ n_1 &= W_{3 \rightarrow 1} / (W_{1 \rightarrow 3} + W_{3 \rightarrow 1}), & n_3 &= W_{1 \rightarrow 3} / (W_{1 \rightarrow 3} + W_{3 \rightarrow 1}). \end{aligned} \quad (6)$$

В этих формулах $W_{i \rightarrow k} \equiv R_{i \rightarrow k} + C_{i \rightarrow k}$, $C_{i \rightarrow k}$ — вероятность столкновительного перехода $i \rightarrow k$. Вероятность радиационного перехода может быть вычислена по одной из следующих формул:

$$\begin{aligned} R_{0 \rightarrow 2} &= 5A_{2 \rightarrow 0} \rho_{20}, & R_{2 \rightarrow 0} &= A_{2 \rightarrow 0} (1 + \rho_{20}), \\ R_{1 \rightarrow 3} &= \frac{7}{3} A_{3 \rightarrow 1} \rho_{31}, & R_{3 \rightarrow 1} &= A_{3 \rightarrow 1} (1 + \rho_{31}), \end{aligned} \quad (7)$$

где ρ_{ik} — плотность фотонов с частотой ν_{ik} в единице фазового объема

$$\rho_{ik}(z) = \left[\exp \left(\frac{h\nu_{ik}}{kT_k^{(0)}(1+z)} \right) - 1 \right]^{-1}. \quad (8)$$

Величины $A_{2 \rightarrow 0} = 2.44 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ и $A_{3 \rightarrow 1} = 4.03 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1}$ представляют собой вероятности спонтанных переходов $2 \rightarrow 0$ и $3 \rightarrow 1$. Температурные зависимости вероятностей столкновительных переходов между рассматриваемыми парами уровней могут быть взяты из работы [12], где представлены численные результаты расчетов для столкновений молекул H_2 с атомарным водородом. Эти данные в интересующем нас температурном интервале $T_k \lesssim 500 \text{ К}$ могут быть аппроксимированы формулами

$$C_{0 \rightarrow 2} = N_t A_p \left(\frac{T_k}{T_k^*} \right)^{\alpha_p} \exp \left(-\gamma_p \sqrt{\frac{T_k}{T_k^*}} \right), \quad (9)$$

$$C_{1 \rightarrow 3} = N_t A_0 \left(\frac{T_k}{T_k^*} \right)^{\alpha_0} \exp \left(-\gamma_0 \sqrt{\frac{T_k}{T_k^*}} \right), \quad (10)$$

где величины с индексами p относятся к параводороду, а с индексами o к ортоводороду. Численные значения параметров в аппроксимирующих формулах (9) и (10) следующие:

$$\begin{aligned} A_p &= 4.20 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}, & \alpha_p &= 7.295, & \gamma_p &= 9.75, \\ A_0 &= 5.77 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{с}, & \alpha_0 &= 13.07, & \gamma_0 &= 22.26. \end{aligned} \quad (11)$$

Величина T_k^* в формулах (9) и (10) представляет собой температуру в эпоху $z = z_*$, N_t — полная концентрация газа в эпоху z . $N_t = N_0^{(\text{кр})} \Omega (1+z)^3$, $N_0^{(\text{кр})}$ — значение критической концентрации газа. При $H_0 = 75 \text{ км/с Мпк}$ $N_0^{(\text{кр})} = 6.62 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}$. Вероятности столкновительных переходов $2 \rightarrow 0$ и $3 \rightarrow 1$ могут быть рассчитаны с использованием выражений (9), (10) и принципа детального равновесия.

С помощью формул (6)—(10) легко рассчитать населенности для каждого значения z . Подстановка n_j в формулу (5) определяет функцию нагрева и, следовательно, позволяет решить уравнение (3). Решение этого

уравнения должно быть получено при начальном условии $T_k(z = z_0) = T_R(z_0) = T_k^0$.

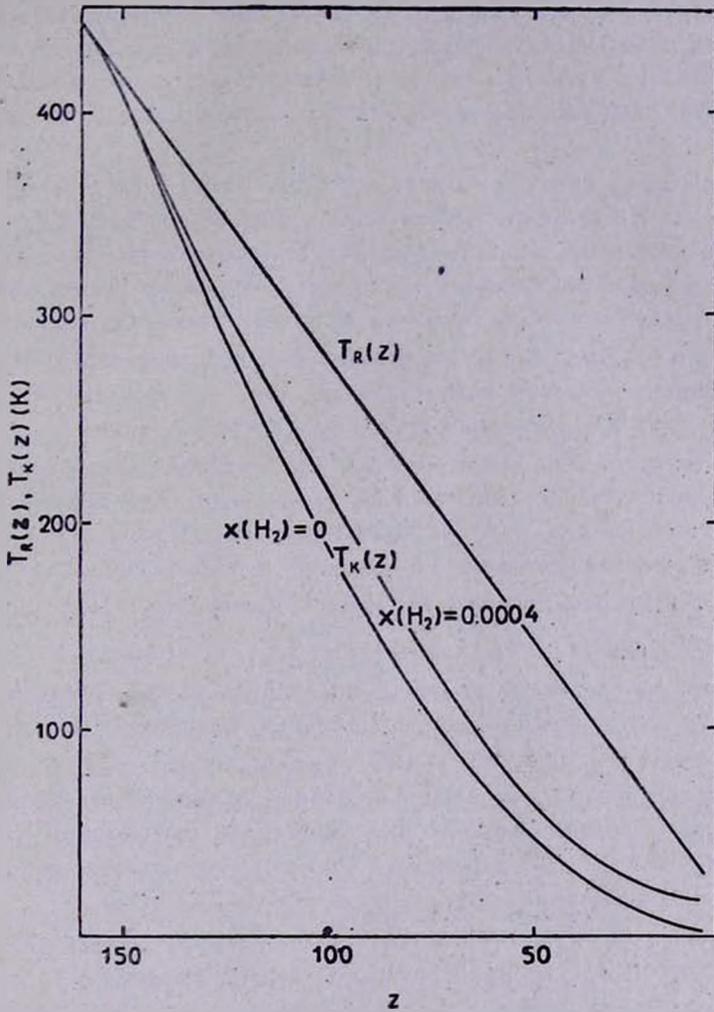


Рис. 1. Температура реликтового излучения T_R и кинетическая температура газа T_k как функции красного смещения z . Зависимость $T_k(z)$ показана для двух значений содержаний молекул водорода в первичном газе $x(H_2) = 4 \cdot 10^{-4}$ и $x(H_2) = 0$ ($\Omega = 1$, $H_0 = 75$ км/с Мпк).

Результаты численного расчета представлены на рис. 1. Согласно работе [1], относительное содержание молекул H_2 , образовавшихся в эпоху $z \sim 1000$, составляет $4 \cdot 10^{-4}$ при $\Omega \sim 0.1-1.0$. Как можно видеть на

рис. 1, при такой примеси молекул H_2 в первичном газе кинетическая температура газа существенно (на несколько десятков градусов) отличается от температуры, определяемой формулой (2) (см. нижнюю кривую на рис. 1, которая соответствует $x(H_2) = 0$). Таким образом, как показывают расчеты, даже небольшая примесь молекул H_2 в первичном газе существенно воздействует на его тепловой баланс. Возможная наблюдательная проверка этого эффекта обсуждается в следующем разделе.

3. *Проявление эффекта нагрева первичного газа в спектре реликтового излучения.* Простейшим из способов проверки обсуждаемого эффекта было бы наблюдение линий поглощения H_2 , соответствующих переходам $0 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$. Действительно, в этих переходах кванты реликтового излучения перерабатываются в тепловую энергию газа. Следовательно, на частотах ν_{20} и ν_{31} в некоторую произвольную эпоху, характеризуемую красным смещением z , должны возникнуть две линии поглощения. Оптическая толщина каждой из этих линий определяется как условиями возбуждения уровней в данную эпоху, так и геометрической длиной пути фотона Δl . Последняя может быть легко вычислена, если учесть, что при расширении Вселенной покраснение фотонов выводит их за пределы контура линии поглощения, ширина которого определяется тепловой скоростью молекул в газе v_T в рассматриваемую эпоху. Вычисление [13] дает $\Delta l = \sqrt{\pi} v_T / 2H_z$, где $H_z = H_0 (1 + z) \sqrt{1 + \Omega z}$. Используя это значение и определяя населенности уровней по формулам (6), можно оценить, что в эпохи $z < z_e$ оптические толщины в рассматриваемых линиях довольно малы ($\leq 10^{-5} - 10^{-6}$). И хотя максимальные по величине искажения спектра реликтового излучения, связанные с переходами в молекулах H_2 , должны лежать в удобном для наблюдений диапазоне длин волн $\lambda \approx 1 - 3$ мм, наблюдать такие слабые линии весьма сложно. Поэтому мы рассмотрим другую возможность.

В работе [13] нами было показано, что различие температур $T_R(z)$ и $T_k(z)$ в эпохи $z < z_e$ приводит к образованию в спектре реликтового излучения довольно глубокой (~ 1 К) линии поглощения, возникающей при переходах между уровнями сверхтонкой структуры в атомарном водороде. Глубина линии поглощения при данном Ω определяется разностью температур $T_R(z)$ и $T_k(z)$. Следовательно, атомарный водород может служить термометром первичного газа и, в частности, может быть использован для выявления эффекта нагрева первичного газа реликтовым излучением при наличии в этом газе примеси молекулярного водорода. Глубина обсуждаемой линии поглощения в современную эпоху $z=0$ есть [13]

$$\Delta T_R(z=0, \lambda) = T_R^{(0)} \left(1 - \frac{T_{ex}(z)}{T_R(z)} \right) \tau_z, \quad (12)$$

где $T_{ex}(z)$ — температура возбуждения, характеризующая отношение заселенностей уровней сверхтонкой структуры нейтрального водорода.

$$\frac{1}{T_{ex}(z)} = \frac{1}{T_R(z)} + \frac{1}{1+B(z)} \left(\frac{1}{T_k(z)} - \frac{1}{T_R(z)} \right), \quad (13)$$

$$B(z) = \frac{b}{\Omega(1+z)^3}, \quad b = 1.53 \cdot 10^6 \left(\frac{1+z_*}{150} \right)^{1/2} \left(\frac{55}{H_0} \right)^2. \quad (14)$$

Величина τ_z в формуле (12) представляет собой оптическую толщину в линии $\lambda_0 = 21$ см в эпоху z

$$\tau_z = z(z) \Delta l. \quad (15)$$

Коэффициент поглощения в эпоху z также выражается через температуру возбуждения

$$\kappa(z) = \frac{3}{32\pi} \zeta \frac{A_{10}}{H_0} N_0^{(кр)} \Big|_0^z \frac{\Omega(1+z)^2}{\sqrt{1+\Omega z}} \frac{T_0}{T_{ex}(z)}. \quad (16)$$

Здесь $\zeta = 0.75$ весовое содержание водорода, $T_0 = hc/\lambda_0 k = 0.0682$ К, A_{10} — вероятность перехода между уровнями сверхтонкой структуры в атоме водорода. Подстановка температуры газа, приведенной на рис. 1, в формулу (13) позволяет рассчитать температуру возбуждения, а затем (формулы (12) и (16)) и глубину линии поглощения. Величина ΔT_R как функция красного смещения z (или, что эквивалентно, как функция длины волны λ) приведена на рис. 2 для $\Omega = 1$. Верхняя кривая соответствует содержанию молекулярного водорода в первичном газе $x(\text{H}_2) = 4 \cdot 10^{-4}$ [1]. Нижняя кривая взята из работы [13] и относится к случаю, когда $x(\text{H}_2) = 0$.

Как можно видеть на рис. 2, различие наблюдаемых профилей в двух рассматриваемых случаях достаточно велико. Нагрев первичного газа при наличии в нем примеси H_2 приводит к смещению минимума профиля поглощения к более длинным волнам. Возможность наблюдения подобных профилей поглощения обсуждалась нами в работе [13]. Там, в частности, отмечено, что при оценке относительной глубины поглощения $\Delta T_R(z=0, \lambda)/T_\phi(\lambda)$ необходимо учитывать тот факт, что в длинноволновом диапазоне волн наблюдаемая температура фона $T_\phi(\lambda)$ значительно превосходит температуру реликтового излучения. В рассматриваемом случае

отношение $\Delta T_R(z=0, \lambda)/T_\phi(\lambda)$ на длинах волн $\lambda < 10$ м может оказаться порядка $2 \cdot 10^{-4}$. Эта величина мала, но может быть измерена. От-

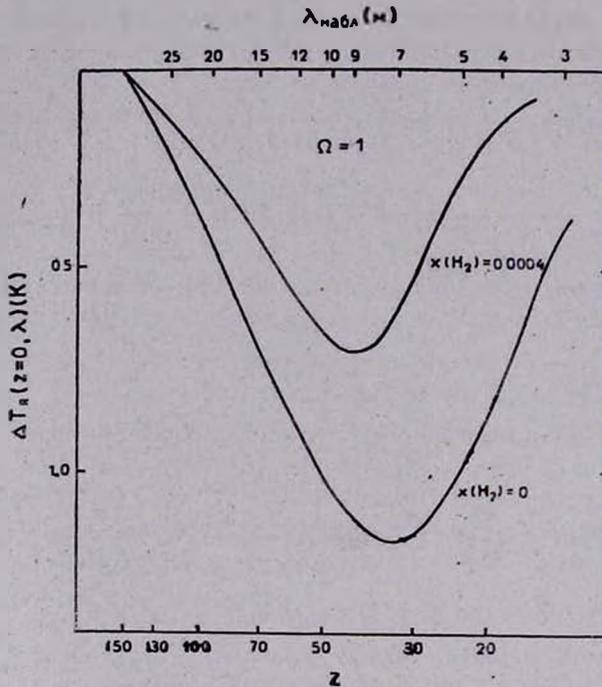


Рис. 2. Профиль линии поглощения $\lambda_0 = 21$ см в современную эпоху в спектре реликтового излучения. Верхняя кривая соответствует относительному содержанию молекулярного водорода в первичном газе $x(\text{H}_2) = 4 \cdot 10^{-4}$. Нижняя кривая построена для $x(\text{H}_2) = 0$.

метим, что ее наблюдение, а также детальное исследование профиля линии поглощения может дать важную информацию о физических условиях во Вселенной в эпохи, характеризующиеся красными смещениями $z \lesssim 150$.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

HEATING OF PRIMORDIAL GAS BY BACKGROUND RADIATION IF MOLECULAR HYDROGEN IS AVAILABLE

V. K. KHERSONSKII

According to [1], a small impurity of molecular hydrogen can exist in primordial gas in the cosmological epochs $z \approx 1000$. The effect

of heating of the gas by background radiation in the epochs $z \lesssim 150$ is considered. The processing of radiation energy to thermal energy of the gas takes place at transitions between low rotational levels of H_2 molecules. This process leads to the increase of gas temperature to about some scores of Kelvins. The possibility of observational test for this effect is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Щекинов, М. Б. Энгель, Астрон. ж., 80, 1073, 1983.
2. T. Hirasawa, Progr. Theor. Phys., 42, 523, 1969.
3. A. Dalgarno, B. McCray, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 10, 115, 1972.
4. В. К. Херсонский, Д. А. Варшалович, Астрон. ж., 55, 487, 1978.
5. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Письма в Астрон. ж., 2, 574, 1976.
6. Ю. А. Щекинов, М. А. Эдельман, Астрон. ж., 57, 1287, 1980.
7. Ю. И. Изотов, И. Г. Колесник, Препринт ИТФ 81—84Р, 38 стр., Киев, 1981.
8. R. J. Bientck, A. Dalgarno, Astrophys. J., 228, 635, 1979.
9. V. K. Khersonskii, Astrophys. and Space Sci., 88, 21, 1982.
10. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Р. А. Сюняев, Астрофизика, 17, 487, 1981.
11. Я. Б. Зельдович, В. Г. Курт, Р. А. Сюняев, Ж. эксперим. и теор. физ., 55, 278, 1968.
12. S. Green, D. G. Truhlar, Astrophys. J., 231, L101, 1979.
13. Д. А. Варшалович, В. К. Херсонский, Письма в Астрон. ж., 3, 291, 1977.

УДК: 524.423:524.575

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

RADIAL SYSTEMS OF DARK GLOBULES IN THE
ASSOCIATION CEP OB2

This work is the continuation of the preceding paper [1]. A rather full review of papers devoted to the investigation of isolated dark globules as well as globules composing radial systems (GRS — globules of radial systems) was given in [1], so that here we deal only with the globules of the association Cep OB2.

It was found in [1] that it is possible to select 4 systems of GRS in the association Cep OB2, namely *a*, *b*, *c* and *d*. It was also mentioned [1] that the most interesting were the systems which contain in their centre stars of late spectral types the systems *b*, *c* and *d*. It was interesting to look for the proof of the autonomy of these systems. The search for such a proof was the purpose of our programme of ^{12}CO and ^{13}CO observations of dark globules which was carried out during 1983—1984 on the 4.9 m radio telescope of the Millimetre Wave Observatory of the Texas University. The data concerning the radio telescope are given in [2]. The results of the observations are collected in Table 1.

The following data are given in the Table. The first column gives the number of globules; the second, third and fourth — the results of ^{12}CO observations: the corrected antenna temperature [2], the length of the line and the radial velocity, respectively; the fifth, sixth, and seventh columns — the same values, but for ^{13}CO observations; the eighth column — the name of the radial system, to which the globule belongs.

As we note from the Table, it is possible to distinguish strictly the systems *a*, *b* and *d* on the basis of similarity of radial velocities of the globules, situated in them (in the system *c* because of faintness of emission the velocity of only one globule — GRS 10 — was obtained). The contents of radial systems which were given in [1] after taking into account the data on radial velocities remain almost unchanged. We

DARK GLOBULES IN THE ASSOCIATION CEP OB2

№	T_A^* (K)	Δv (km/s)	V_{LSR} km/s	T_A^* (K)	Δv (km/s)	V_{LSR} km/s	R. S.
1	0.89	4.55	-5.15	<0.3	—*	—	a
2	0.4	3.5	-3.7	<0.2	—	—	a
3	4.59	1.89	-5.33	0.69	2.40	-5.16	a
4	8.67	2.43	-5.06	7.41	1.69	-4.90	a
5	4.58	1.63	-4.03	1.09	1.31	-3.84	a
6	14.18	2.59	-7.81	5.26	1.71	-7.76	a
7	2.72	1.85	0.69	<0.3	—	—	a
8	1.90	2.47	6.85	0.99	1.25	7.21	b
9	0.79	3.38	6.65	<0.3	—	—	b
10	0.63	1.74	-2.82	<0.3	—	—	c
11	3.38	1.71	7.80	2.25	1.30	8.02	b
12	1.55/1.91	2.47/1.71	0.39/6.85	<0.3	—	—	a
13	1.97	1.52	-1.51	1.08	0.77	-0.79	a
14	4.41	7.14	1.28	4.46	2.39	0.76	a
15	2.38	1.89	4.96	0.84	1.54	4.93	b
16	1.51	1.33	6.91	0.76	0.89	7.08	b
17	2.53	1.90	5.14	1.22	1.09	4.95	b
18	<0.4	—	—	<0.2	—	—	c
19	<0.4	—	—	<0.2	—	—	b
20	7.65	1.50	-3.11	1.86	1.28	-3.00	a
21	<0.4	—	—	<0.3	—	—	b
22	<0.4	—	—	<0.3	—	—	c
23	<0.4	—	—	<0.3	—	—	a
24	1.18	1.30	-1.90	<0.4	—	—	a
25	1.89	1.26	-2.72	<0.3	—	—	a
26	8.28	2.86	-2.46	2.74	1.31	-1.78	a
27	5.10	2.67	-2.84	1.40	1.19	-2.38	a
28	8.21	2.43	-2.32	1.28	1.95	-2.47	a
29	2.36	1.68	-2.46	<0.4	—	—	a
30	<0.4	—	—	<0.3	—	—	c
31	3.94/1.75	1.90/2.47	-11/-1.7	2.53	1.18	-10.97	d
32	2.35	2.75	-1.64	1.51	1.34	-1.58	d

* These results are omitted because of faintness of the signal.

need only one transposition — it is necessary to replace GRS 7 from the system *b* into the system *a*. It is possible to distinguish two subsystems in the system *a* (due to their radial velocities): I. — the globules GRS 1—6, and II. — the globules GRS 7, 12—14, 24—29. It is necessary to state that GRS 12 is projected on GRS 16, and as a result we have two values for the radial velocity of GRS 12: 0.39 km/s — the velocity of GRS 12 itself, and 6.85 km/s — the velocity of GRS 16. These two systems are also separated *spatially*.

The velocities of globules from the subsystem II are close to the velocities of GRS 31 and 32, it can be due to their simultaneous origin (perhaps they compose one whole dark cloud which was destroyed into pieces — dark globules — under the influence of bright stars).

In conclusion we can say that the data on radial velocities of dark globules confirm the fact that *there are four separate radial systems of dark globules in the association Cep OB2*.

Радиальные системы темных глобул в ассоциации Cep OB 2.
В работе представлены результаты ^{12}CO и ^{13}CO наблюдений темных глобул в ассоциации Cep OB 2, которые осуществлены на 4.9-м радиотелескопе обсерватории MWO (Millimetre wave Observatory) Техасского университета.

16 July 1985

Burakan Astrophysical Observatory
Universidad Nacional Autonoma
de Mexico
Instituto de Astronomia

A. L. GYULBUDAGHIAN

L. F. RODRIGUEZ
J. CANTÓ

L I T E R A T U R E

1. A. L. Gyulbudaghian, *Astrofisica*, 23, 295, 1985.
2. R. Loren, *Astrophys. J.*, 227, 832, 1979.

УДК: 524.5:523.64

ДВЕ КОМЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Многие кометарные туманности были обнаружены в результате детального просмотра карт Паломарского обзора неба. В настоящей работе была сделана попытка расширить этот список, используя карты ближнего

инфракрасного диапазона Паломарского обзора Млечного Пути, учитывая факт принадлежности кометарных туманностей к плоской составляющей Галактики.

Известно, что кометарные туманности отличаются заметным дальним (10 мк) ИК-излучением [1]. Сравнение изображений ряда известных туманностей на красных и инфракрасных картах показало, что и ближнее ИК-излучение в той или иной степени свойственно этим объектам.

Воспользовавшись отсутствием в спектральном диапазоне, соответствующем ИК-картам (7500—9000 АА), сильных эмиссионных линий диффузных туманностей, легко выделить в областях туманных комплексов ИК-объекты, зрительно скрытые на красных картах. Однако наличие на инфракрасных картах множества дефектов, имеющих «реальный» вид, резко ограничило эту возможность.

При просмотре Паломарских карт в области диффузных комплексов IC 1805, IC 1795 были обнаружены две туманности, которые по форме можно отнести к кометарным. Координаты этих объектов следующие:

α	(1950)	δ .
1.	2 ^h 32 ^m 9,	60°17′,
2.	2 43.3,	62 27.

В основных списках [2—6 и др.], содержащих объекты подобного рода, их нет.

Первая туманность на красном снимке имеет форму раскрытого на 45°—50° веера, направленного на северо-запад от звезды, и заметна на расстоянии до ~ 1.2 . На ИК-карте ее размер и форма сохраняются с менее резкими очертаниями, а на синей не видно ни звезды, ни туманности. Форма второй туманности на красной карте больше напоминает хвост длиной ~ 1.0 , исходящий из звездообразного уплотнения в направлении на запад. На ИК-карте туманность гораздо слабее, а на синей вовсе не видна. Ниже приведены фотографии этих туманностей, переснятые с инфракрасной и красной Паломарских карт.

Two Cometary Nebulae. This paper presents two probable cometary nebulae discovered on POSS charts.

14 августа 1985

Бюрянская астрофизическая
обсерватория

С. А. АКОПЯН

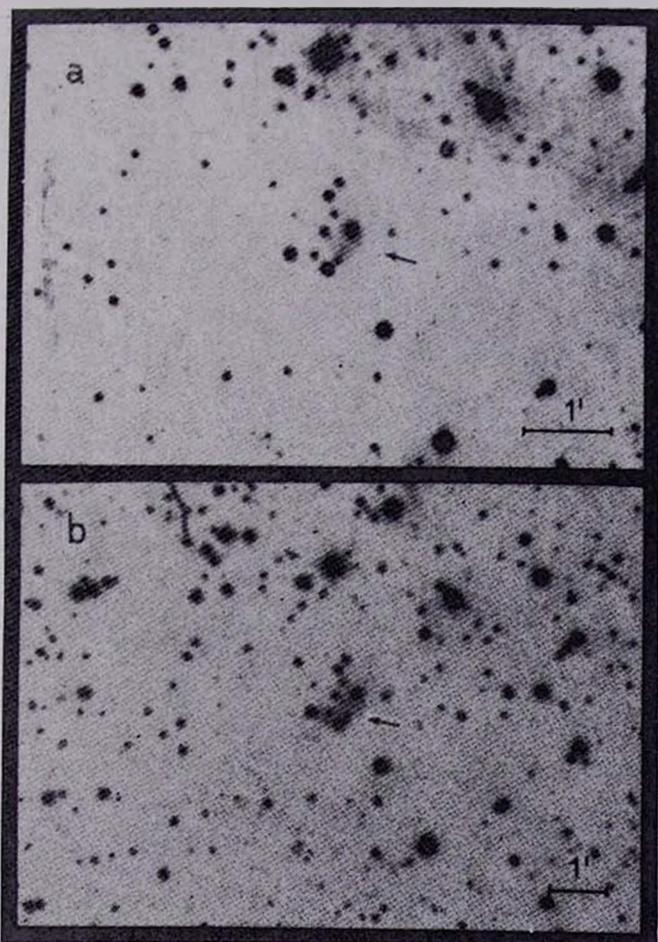


Рис. 1. Изображения 1-ой туманности в красных (а) и инфракрасных (б) лучах.

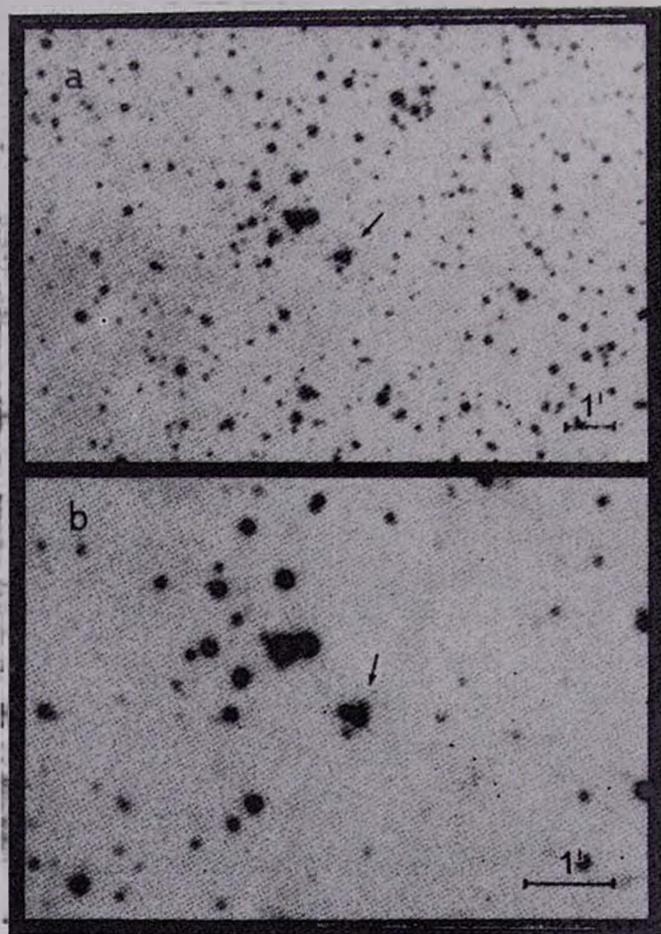


Рис. 2. Изображения 2 ой туманности в красных (а) и инфракрасных (б) лучах.

К ст. С. А. Аюлян

ЛИТЕРАТУРА

1. *M. Cohen*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 86, 813, 1974.
2. *А. Л. Гюльбудагян, Т. Ю. Мазалян*, Письма в Астрон. ж., 3, 113, 1977.
3. *Э. С. Парсамян, В. М. Петросян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., вып. 51, 1979.
4. *M. Cohen*, Astron. J., 85, 29, 1980.
5. *А. Л. Гюльбудагян*, Письма в Астрон. ж., 8, 222, 1982.
6. *А. Л. Гюльбудагян*, Астрон. циркуляр, 1224, 1982.

УДК: 524.77—323.4

ПЕРЕСМОТРЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ 12 БЛИЗКИХ СКОПЛЕНИЙ ЦВИККИ

Для исследования крупномасштабной структуры Метагалактики большое значение имеют определенные с высокой точностью лучевые скорости большого количества скоплений галактик — ее основных деталей.

В большинстве случаев лучевые скорости скоплений определены пока на основе определения лучевой скорости лишь одной галактики. Если эта галактика — объект типа сD в скоплении I типа по Баутц-Моргану, правильность определения лучевой скорости скопления вызывает мало сомнения. Так как в случаях обычных скоплений разница лучевых скоростей ее членов может достигнуть нескольких тысяч км/с (см., например, [1, 2]), то отнесение лучевой скорости отдельной галактики ко всему скоплению можно считать лишь шагом вынужденным. Тогда любое новое определение лучевых скоростей членов скопления может заставить изменить принятое значение лучевой скорости скопления. Это может иметь место даже тогда, когда число членов скопления с известными лучевыми скоростями превышает десяток.

В ходе исследования вопроса связи галактик Маркаряна со скоплениями Цвикки появилась возможность уточнить лучевые скорости 12 близких скоплений по лучевым скоростям галактик Маркаряна — их членов, значения лучевых скоростей которых опубликованы в период 1983—1985 гг. Принималось, что новая галактика, действительно, является членом скопления, если разница определенной ранее лучевой скорости скопления и УФ-галактики меньше 2000 км/с [3, 4]. В случае скопления Zw 0246.1—0045 при уточнении его лучевой скорости учтены также скорости трех ярких галактик из работы [5].

Ниже, в табл. 1 приведены соответственно: обозначение скопления Цвикки; ранние определения гелиоцентрических лучевых скоростей скоплений по работе [6], а также число галактик, лучевые скорости которых

использованы при вычислении скоростей скоплений; новые значения гелиоцентрических лучевых скоростей скоплений и новое число галактик с лучевыми скоростями в них; название нового члена скоплений; его гелиоцентрическая лучевая скорость; ссылка на литературу, из которой заимствована эта скорость.

Таблица 1

Скопление	Раннее определение		Новое определение		Новый член скопления			
	v_r (км/с)	n	v_r (км/с)	n	Название	v_r (км/с)	Литература	
Zw 0246.1—0045	6900	4	6950	8	Марк 1401	7400	[7]	
					IC 1856	6490	[5]	
					0246—0105	7160	[5]	
					NGC 1132	6950	[5]	
					Марк 1406	11670	[7]	
0718.9+5412	11520	20	11460	22	Марк 1406	11670	[7]	
					1408	10140	[7]	
0731.9+3125	4550	1	4700	2	Марк 1407	4860	[7]	
0943.7+5454	7660	1	7470	2	Марк 1425	7270	[7]	
1021.0+7728	10090	6	10370	9	Марк 1250	10830	[8]	
						1255	11600	[9]
						1281	10410	[8]
1037.4+2156	5750	1	6620	2	Марк 725	7490	[10]	
1107.6+1041	8760	1	8750	2	Марк 732	8740	[10]	
1112.9+2600	6440	1	5410	2	Марк 730	4380	[10]	
1144.0+5555	15110	4	15220	5	Марк 1455	15730	[7]	
1422.0+1732	5700	3	5600	4	Марк 808	5390	[10]	
2110.2+1238	5130	3	5080	4	Марк 898	4920	[7]	
2210.0+3745	5660	2	5480	3	Марк 905	4780	[11]	

Как видно из табл. 1, разницы между более ранними и новыми значениями лучевых скоростей скоплений приблизительно порядка 100 км/с. Только для скопления Zw 1037.4+2156 различие составляет приблизительно 900 км/с.

Revised Radial Velocities for 12 Near Zwicky Clusters. On the basis of new radial velocities of Markarian galaxies, the members of 12 near Zwicky clusters and their radial velocities are recalculated.

16 июля 1985

Астрофизическая обсерватория
Азнаго, Университет г. Падова
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

М. ТУРАТТО

А. Р. ПЕТРОСЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. A. Gregory*, *Astrophys. J.*, 199, 1, 1975.
2. *M. Terenghi, W. G. Tifft, G. Chincarni, H. J. Rood, L. A. Thompson*, *Astrophys. J.*, 234, 793, 1979.
3. *G. O. Abell*, *The Large Scale Structure of the Universe*, IAU Symposium No. 79, Eds. *M. S. Longair, J. Einasto*, Dordrecht, Holland, 1978, p. 281.
4. *T. C. Beers, M. J. Geller, J. P. Huchra, D. W. Latham, R. J. Davis*, *Astrophys. J.*, 283, 33, 1983.
5. *J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 52, 89, 1983.
6. *G. C. Batest-Pillastrini, G. G. C. Palumbo, G. Vettolani*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 56, 363, 1984.
7. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян*, *Астрофизика*, 19, 221, 1983.
8. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Л. К. Ерасгова, А. И. Шлапалова*, *Астрофизика*, 22, 215, 1985.
9. *Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян*, *Астрофизика*, 21, 419, 1984.
10. *Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий*, *Астрофизика*, 19, 229, 1983.
11. *Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий*, *Астрофизика*, 20, 525, 1984.



Б. К. ИОАННИСИАНИ (Иоаннисян)

Советская астрономия и астрономическое приборостроение понесли тяжелую утрату. 9 декабря 1985 г. в Ленинграде скончался основоположник отечественного телескопостроения, создатель крупнейших советских телескопов, в том числе крупнейшего в мире 6-м телескопа Специальной астрофизической обсерватории АН СССР, Герой Социалистического Труда, лауреат Ленинской премии, доктор технических наук Баграт Константинович Иоаннисиани.

Б. К. Иоаннисиани родился в 1911 г. в Ереване. В 1924 г. он переехал в Ленинград. Творческая жизнь Б. К. Иоаннисиани, посвященная развитию астрономического приборостроения в Советском Союзе, была связана вначале с Ленинградским оптическим институтом, а в последующем — Ленинградским оптико-механическим объединением. Для всей его деятельности были характерны смелость конструкторской мысли и оригинальность творческих решений. Советская астрономия своими успехами во многом обязана плодотворной деятельности Б. К. Иоаннисиани в этой области.

Выдающийся конструктор Б. К. Иоаннисиани был высконравственным, исключительно скромным и чутким человеком.

Светлая память о Б. К. Иоаннисиани долго будет жить в сердцах всех знавших его, а созданные им телескопы, работающие почти во всех крупнейших обсерваториях нашей страны, еще долго будут служить во славу отечественной науки.

CONTENTS

INVESTIGATION OF THE GALAXY MARKARIAN 306 <i>A. R. Petrosian, M. Turatto, E. Ye. Khachikian</i>	5
SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF NGC 4922 <i>N. K. Andreasian, E. Ye. Khachikian</i>	17
A DEFICIENCY OF NORMAL ELLIPTICAL GALAXIES AMONG MARKARIAN GALAXIES <i>M. M. Jöeveer</i>	25
THE LUMINOSITY FUNCTION OF SEYFERT GALAXIES <i>V. P. Reshetnikov</i>	33
ON THE RADIO EMISSION OF NUCLEA OF BARRED GALAXIES <i>A. T. Kalloghlian, R. A. Kandalian</i>	47
GAS EQUILIBRIUM IN THE GRAVITATIONAL FIELD OF cD GALAXIES <i>E. V. Volkov</i>	57
A STUDY OF FLARE STARS IN THE TAURUS REGION <i>A. S. Hojaev</i>	65
BRIGHTNESS DECREASE OF RCB STARS: MODEL CALCULATIONS <i>Yu. K. Melik-Alaverdian</i>	79
EVOLUTION OF LOW-MASS CLOSE BINARIES WITH ORBITAL MOMENTUM LOSSES <i>A. V. Tuşukov, A. V. Fedorova, E. V. Ergma, L. R. Yungelson</i>	85
NEW SELECTION EFFECT OF STATISTICAL INVESTIGATIONS OF SUPERNOVA REMNANTS <i>A. O. Allakhverdiyev, O. H. Gushtinov, F. K. Kasumov</i>	97
A STUDY OF RESONANCES IN CEPHEID II MODELS <i>A. B. Foktn</i>	109
ON THE PROPERTIES OF THE GALACTIC HALO GAS <i>Al. A. Suchkov, Yu. A. Shchektinov</i>	123
MASS LOSS BY STARS ON THE ASYMPTOTIC GIANT BRANCH <i>Yu. L. Frantsman</i>	131
THE STATISTICAL DESCRIPTION OF A RADIATION FIELD ON THE BASIS OF THE INVARIANCE PRINCIPLE. III. THE MEAN TIME OF PHOTON TRAVEL IN THE SCATTERING MEDIUM <i>A. G. Nikoghosian</i>	149
STRONG NONLINEAR WAVES IN GASEOUS DISKS. I. STATIONARY PERIODIC WAVES <i>M. G. Abramian, E. A. Mikhallova, A. G. Morozov</i>	167
THE DEPENDENCE OF BARYON ASYMMETRY OF THE UNIVERSE ON THE EQUATION OF STATE <i>Yu. A. Belatsky, A. I. Bugrij, A. A. Trushkevsky</i>	179
HEATING OF PRIMORDIAL GAS BY BACKGROUND RADIATION IF MOLECULAR HYDROGEN IS AVAILABLE <i>V. K. Khersonskii</i>	191
NOTES	
RADIAL SYSTEMS OF DARK GLOBULES IN THE ASSOCIATION CEP OB2 <i>A. L. Gulbudaghtan, L. F. Rodriguez, J. Cantó</i>	201
TWO COMETARY NEBULAE <i>S. A. Hakopian</i>	203
REVISED RADIAL VELOCITIES FOR 12 NEAR ZWICKY CLUSTERS <i>M. Turatto, A. R. Petrosian</i>	205

СО Д Е Р Ж А Н И Е (продолжение)

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА ИНВАРИАНТНОСТИ. III. СРЕДНЕЕ ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ ФОТОНА В РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ	<i>А. Г. Никогосян</i>	149
ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В ГАЗОВОМ ДИСКЕ. I. СТАЦИОНАРНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ <i>М. Г. Абрамян, Е. А. Михайлова, А. Г. Морозов</i>		167
О ЗАВИСИМОСТИ БАРИОННОЙ АСИММЕТРИИ ВСЕЛЕННОЙ ОТ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ <i>Ю. А. Белецкий, А. И. Бурий, А. А. Трушевский</i>		179
НАГРЕВ ПЕРВИЧНОГО ГАЗА РЕЛИКТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ НАЛИЧИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА	<i>В. К. Херсонский</i>	191
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
РАДИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ТЕМНЫХ ГЛОБУЛ В АССОЦИИИ СЕР ОБ2 <i>А. Л. Гюльбудалян, А. Ф. Родригес, Х. Кантб</i>		201
ДВЕ КОМЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ	<i>С. А. Аюкян</i>	203
ПЕРЕСМОТРЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ 12 БЛИЗКИХ СКОПЛЕНИЙ ЦВИККИ	<i>М. Туратто, А. Р. Петросян</i>	205

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ ЖУРНАЛА!

Редакция ставит авторов в известность, что с 1988 г. предлагаются новые «Правила для авторов».

Новые «Правила» будут опубликованы в конце первого номера каждого тома.

Согласно приказу Госкомиздата СССР № 220 от 30.IV.80 г. авторская правка в корректурах журналов запрещена. В связи с этим просим авторов более ответственно относиться к подготовке рукописей статей. На стадии корректуры никакие изменения в текст по сравнению с оригиналом вноситься не будут.