ISSN—0571—7132

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

(Продолжение на 4-й странице обложке)

ЕРЕВАН

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

«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 տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների 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., բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար։ Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով. Մոսկվա, 200.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524.318:520.224.72

НИЗКОДИСПЕРСНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ СЛАБЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД. II. ОБЛАСТЬ $130^\circ \leqslant l \leqslant 145^\circ$, $-5^\circ \leqslant b \leqslant +5^\circ$

М. Г. НИКОЛАШВИЛИ

Поступила 15 апреля 1987

Принята к печати 15 июля 1987

На основе низкодисперсного (1250 А/мм около H_γ) спектрального материала, полученного на 70-см менисковом телескопе, в области $130^\circ \leqslant l \leqslant 145^\circ$, $-5^\circ \leqslant b \leqslant +5^\circ$ выявлены 122 углеродные звезды, 79 из них зарегистрированы впервые. Распределение углеродных звезд по широте и долготе равномерное, а поверхностное распределение пуассоново. Методом «ближайшего соседа» показано, что среди С-звезд, расположенных на видимом угловом расстоянии менее 0.°15 от центра рассеянного звездного скопления, могут быть их реальные члены.

1. *Введение.* С начала семидесятых годов выявлением углеродных звезд систематически занимались только в Балдонской радиоастрофизической обсерватории АН Латв.ССР [1—12]. Поиски углеродных звезд велись планомерно с помощью телескопа Шмидта (80/120/240) в комбинации с 2° и 4° предобъективными призмами (1130 А/мм и 600 А/мм около H_γ) на А600 фотопленках. Был проведен обзор двух зон [6, 8], параллельных галактическому экватору и расположенных на широтах —7° и 7°. Каждая зона включала 29 частично перекрывающихся площадок с диаметром 5° с центрами фотонегативов, расположенных на следующих галактических долготах: 70°, 74°, ..., 182°. В результате проведенной работы на площади 1000 кв. град. выявлены 92 (7°) и 51 (—7°) углеродные звезды, которые не содержатся в сводном каталоге углеродных звезд [13]. Таким образом, поверхностная плотность С-звезд в двух исследованных зонах равна 0.18 и 0.1 на кв. град., соответственно. Кроме этого в различных областях неба было выявлено еще 112 новых углеродных звезд [1—5, 9—12].

Двенадцать новых углеродных звезд выявлено в результате просмотра спектрального (1650 А/мм около 7500 А) материала четырех областей Млечного Пути, полученного на телескопе Шмидта (60/90/183) Римской астрономической обсерватории с целью исследования пространственного распределения М-звезд [14—17].

Для исследования пространственного распределения слабых углеродных звезд исследованы две области по 320 кв. град. [18] в направлениях на центр и антицентр Галактики. Спектральный материал был получен на двух телескопах Шмидта (61/91/210), расположенных в межамериканской обсерватории Серро-Тололо (Мичиганский университет) и на станции Нассау обсерватории Уорнера и Суэйзи. Наблюдения проводились на инфракрасных фотопластинах Kodak I-N с 4° призмой, дающей обратную линейную дисперсию 1700 А/мм около атмосферной А-полосы. До предельной величины $m_I = 13.0$ в направлении на центр и антицентр Галактики выявлено соответственно 67 и 216 С-звезд, среди них 26 и 97 были зарегистрированы впервые. Краткий обзор работ, выполненных до семидесятых годов, дается в [19].

2. *Наблюдательный материал.* В настоящей работе мы продолжаем публикацию результатов низкодисперсного (1250 А/мм около H_γ) спектрального обзора Млечного Пути [19], проведенного на 70-см менисковом телескопе в комбинации с 2° предобъективной призмой на гиперсенсибилизированных протреванием в азотной среде фотопластинках Kodak IIIa-J и IIIa-F. По предварительной оценке предельная звездная величина обзора равна $16^m.0$ в визуальных лучах.

В данной статье приводятся результаты спектрального обзора области $130° \leqslant l \leqslant 145°$, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$, проведенного с целью выявления слабых С-звезд и изучения их поверхностного, а в дальнейшем и пространственного распределения. Методика выявления С-звезд осталась прежней [19].

В результате просмотра фотонегативов выявлены 122 углеродные звезды, среди них 79 зарегистрированы впервые. В табл. 1 приводятся экваториальные и галактические координаты 79 новых углеродных звезд и одной звезды из области $115° \leqslant l \leqslant 130°$, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$. Координаты определялись по соответствующим разностям Δx и Δy по отношению к ближайшим BD-звездам и, очевидно, обладают небольшой точностью, порядка 1—2 минут дуги. Мы планируем определение астрометрических положений всех С-звезд, находящихся в исследуемой области.

Карты отождествления для 76 звезд, отпечатанные с прямых снимков, отснятых на 70-см менисковом телескопе в цвете R (103a-F+KC10), даются в приложении. Для остальных звезд они приведены в работе [20].

3. *Видимое распределение углеродных звезд.* В распределении углеродных звезд обнаружены весьма важные с эволюционной точки зрения особенности. В частности, показано [30—34], что N-звезды сильнее кон-

СПИСОК НОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

Таблица 1

№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b	№	α_{1900}	δ_{1900}	l	b
1	$01^h54^m.6$	62°59′	130.59	1.63	41	$02^h43^m.8$	56°52′	138.48	−1.93
2	01 55.5	60 37	131.3	−0.6	42	02 44.3	56 28	138.71	−2.26
3	01 55.9	63 47	130.52	2.44	43	02 44.5	59 11	137.55	0.19
4	01 57.9	56 15	132.79	−4.75	44	02 45.1	60 39	136.99	1.55
5	01 59.5	63 54	130.87	2.66	45	02 46.2	62 22	136.34	3.15
6	02 00.1	65 10	130.59	3.89	46	02 48.4	63 34	136.03	4.33
7	02 02.6	60 39	132.13	−0.36	47	02 51.0	56 40	139.46	−1.67
8	02 03.2	57 46	133.05	−3.10	48	02 52.5	62 01	137.17	3.17
9	02 05.0	63 47	131.49	2.72	49	02 55.7	54 01	141.29	−3.71
10	02 05.2	64 10	131.40	3.09	50	02 56.4	57 56	139.51	−0.22
11	02 07.2	63 51	131.70	2.85	51	02 57.4	56 39	140.25	−1.28
12	02 07.9	63 49	131.79	2.85	52	02 58.2	54 54	141.18	−2.76
13	02 08.8	62 26	132.30	1.56	53	02 59.4	62 02	137.87	3.56
14	02 09.7	64 32	131.75	3.59	54	03 02.5	58 24	139.99	0.58
15	02 10.0	60 08	133.17	−0.58	55	03 02.8	52 33	142.94	−4.48
16	02 12.9	63 10	132.53	2.40	56	03 04.4	62 03	138.37	3.86
17	02 13.0	60 18	133.47	−0.30	57	03 04.6	58 03	140.41	0.41
18	02 14.4	61 15	133.32	0.65	58	03 04.8	52 42	143.12	−4.18
19	02 14.5	59 37	133.37	−0.87	59	03 05.7	58 27	140.33	0.85
20	02 15.2	61 21	133.37	0.79	60	03 06.1	57 28	140.87	0.02
21	02 16.6	63 47	132.70	3.14	61	03 06.7	57 49	140.76	0.37
22	02 17.4	62 12	133.34	1.66	62	03 07.8	60 47	139.36	2.98
23	02 19.9	63 10	133.26	2.68	63	03 08.2	54 51	141.45	−2.08
24	02 20.3	64 31	132.82	3.96	64	03 09.7	59 19	140.32	1.85
25	02 20.3	59 24	134.64	−0.82	65	03 10.9	61 38	139.24	3.91
26	02 23.5	64 28	133.17	4.04	66	03 11.3	58 21	141.0	1.14
27	02 24.8	59 25	135.16	−0.61	67	03 12.8	54 20	143.29	−2.18
28	02 26.9	61 04	134.80	1.02	68	03 13.9	53 46	143.73	−2.57
29	02 27.0	57 32	136.13	−2.25	69	03 14.0	62 32	139.07	4.86
30	02 28.9	58 34	135.98	−1.20	70	03 14.8	54 55	143.23	−1.53
31	02 29.6	61 29	134.90	1.53	71	03 16.0	60 13	140.52	3.03
32	02 31.1	56 56	137.27	−3.51	72	03 17.0	54 24	143.77	−1.80
33	02 31.3	61 49	134.99	1.91	73	03 23.9	60 10	141.38	3.52
34	02 31.5	64 19	134.03	4.22	74	03 25.4	61 17	140.89	4.55
35	02 31.7	58 42	136.26	−0.94	75	03 31.4	61 22	141.43	5.04
36	02 32.7	61 51	135.30	2.61	76	03 31.9	58 09	143.37	2.47
37	02 35.3	62 10	135.28	2.42	77	03 32.1	58 46	143.03	2.98
38	02 35.5	63 11	134.89	3.36	78	03 37.6	56 50	144.77	1.86
39	02 38.7	62 26	135.53	2.82	79	03 39.2	59 56	143.06	4.45
40	02 39.3	63 31	135.15	3.84	80*	01 42.2	63 10	129.19	1.47

* Из-за ошибки, допущенной при вычислении долготы, эта звезда была пропущена в статье I [19].

центрируются к плоскости Галактики по сравнению с R-звездами. Они в основном расположены в полосе Млечного Пути в пределах широт $-10° \leqslant b \leqslant +10°$ [26—29]. Кроме того выявлены группировки N-звезд, возможно связанные с поглощающей материей. В этой связи весьма интересна работа [35], в которой предпринята попытка объяснения образования наблюдаемого распределения газо-пылевой материи на основе механизма ее истечения с поверхностей гигантов поздних спектральных классов, в том числе С-звезд, за время их эволюции.

Таблица 2

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДОЛГОТНОГО И ШИРОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ С-ЗВЕЗД

	$\chi^2_н$	$\chi^2_{кр.}$	Δ_1	Δ_2	Δ	$P(>\Delta)$
b	9	21	−0.1	−0.2	0.22	<0.24
l	11	21	−0.15	0.21	0.26	<0.14

Несоответствие характера распределения R и N-звезд проявляется также в их химическом составе [36] и положении на диаграмме HR. В N-звездах наблюдается увеличенное содержание Ba, Sr и других элементов s-процесса, а в R-звездах этого нет. Нет сомнения также и в том, что различны и их эволюционные стадии. Все это указывает на то, что между R и N-звездами мало общего, кроме интенсивных полос C_2 и CN.

С другой стороны, несомненный интерес представляет сравнительное исследование распределения С-звезд различных спектральных классов и типов переменности [34]. К сожалению, все выполненные к настоящему времени исследования относятся к ярким С-звездам. Попытка охвата слабых звезд нелегка как в смысле их выявления и классификации, так и определения фотометрических параметров хотя бы в двух цветах.

Учитывая, что работа по накоплению фотометрического материала еще не завершена, мы ограничимся изучением характера распределения углеродных звезд по широте и долготе, а также исследованием поверхностного распределения, независимо от спектрального класса и типа переменности.

Карта поверхностного распределения углеродных звезд, обнаруженных в исследуемой области, приводится на рис. 1. Точками, крестиками и квадратиками отмечены соответственно звезды, выявленные нами, из [13] и ВС [8—10]. Для проверки гипотезы о пуассоновом характере распределения объектов исследуемая область была разделена на множество подобластей равной площади ($1° \times 1°$). Подсчитывалось количество подобластей, содержащих 0, 1, ... число звезд, а затем вычислялось значение критерия Хельмерта—Пирсона [37, 39]. Наблюдаемое значение $\chi^2 = 4.4$, а критическое на уровне 0.05 равно 7.8 ($\nu = 3$), что указывает на случайный характер поверхностного распределения С-звезд.

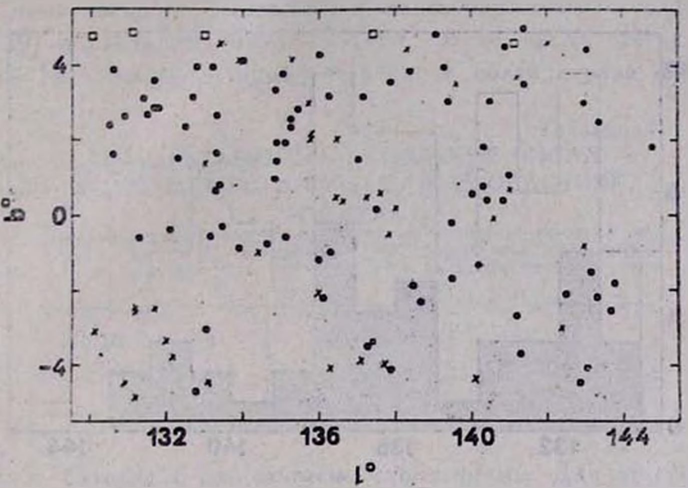


Рис. 1. Поверхностное распределение углеродных звезд. □ — ВС-звезды, × — из [13], ● — выявленные в Абастумани.

Характер распределения был проверен также методом «ближайшего соседа» [19, 38]. Для $E(r)$, $\sigma(\bar{r})$, R и Z [19] соответственно получены значения 0.566, 0.03, 0.548, 0.6.

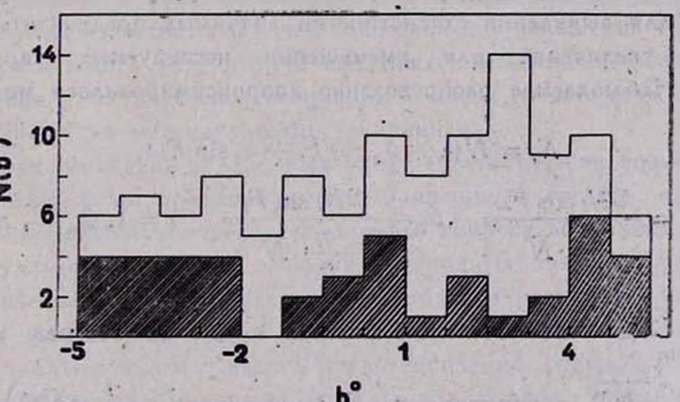


Рис. 2. Распределение углеродных звезд по широте. Незаштрихованная область соответствует звездам, выявленным нами.

На рис. 2, 3 приводятся гистограммы распределения С-звезд по широте и долготе. Для проверки гипотезы о равномерном распределении углеродных звезд по широте и долготе вычислены наблюдаемые значения критерия χ^2. Из сравнения приведенных в табл. 2 наблюдаемых и критических (на уровне 0.05) значений χ^2 непосредственно следует равномерность распределения как по широте, так и по долготе.

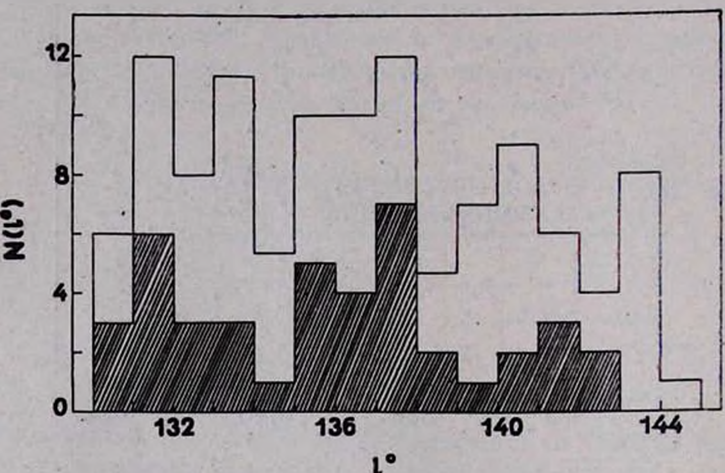


Рис. 3. Распределение углеродных звезд по долготе. Незаштрихованная область соответствует звездам, выявленным нами.

Реальность (статистическая значимость) наблюдаемого систематического увеличения числа углеродных звезд с уменьшением долготы (рис. 3) и преобладания С-звезд с положительными широтами (рис. 2) проверялась также на основе метода, предложенного в [21] и неоднократно применяемого для выявления статистически значимых предпочтительных направлений увеличения или уменьшения исследуемых характеристик [22—24]. Наблюдаемое распределение аппроксимировалось моделью

$$N_i = \overline{N}(1 + \Delta_1 \cos F_i + \Delta_2 \sin F_i), \tag{1}$$

$$\Delta_1 = \frac{\Sigma N_i \cos F_i}{\frac{m}{2} \cdot \overline{N}}, \quad \Delta_2 = \frac{\Sigma N_i \sin F_i}{\frac{m}{2} \cdot \overline{N}}, \quad i = 1, 2, \ldots, m, \tag{2}$$

где $F_i = \frac{\pi}{m}(2i - 1)$. Если обозначить $\sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2}$ через Δ, тогда $\sigma(\Delta) = 1/\sqrt{m\overline{N}/2}$, а вероятность $P(\geqslant \Delta) \leqslant \exp\left(-\frac{1}{4} m\overline{N}\Delta^2\right)$. Оцененные по гистограммам (рис. 2, 3) значения Δ_1^b, Δ_1^l, Δ_2^b, Δ_2^l, Δ^b, Δ^l, $P(\geqslant \Delta^b)$, $P(\geqslant \Delta^l)$ приводятся в табл. 2. Полученные значения параметров указывают на отсутствие статистически значимого систематического изменения плотности углеродных звезд по широте и долготе.

Как и в области, исследованной в предыдущей статье [19], распределение С-звезд по широте и долготе равномерное, а поверхностное распределение случайное. Отметим также, что относительная доля впервые выявленных нами звезд по отношению к ранее известным осталась той же, что и в [19] и равна 1.8 (114/66, 79/43), хотя число звезд в области $130° \leqslant l \leqslant 145°$ оказалось приблизительно в полтора раза меньше.

Таблица 3

НАБЛЮДАЕМЫЕ И ОЖИДАЕМЫЕ ЧИСЛА ВСТРЕЧАЕМОСТИ С-ЗВЕЗД В СКОПЛЕНИЯХ И ПАРАХ

r	С—С-звезда		С-звезда—зв. скопление	
	О	Н	О	Н
0.10	3	4	1	2
0.15	6.8	6	2	5

4. *Связь С-звезд с рассеянными скоплениями.* Для выделения углеродных звезд — членов рассеянных скоплений выполнено несколько исследований [34, 40—45]. В частности, в работе [40] дается список углеродных звезд — возможных членов скоплений. Основным критерием отнесения С-звезды к скоплению являлось ее видимое расположение в пределах двух радиусов от центра скопления. Несмотря на это, до последнего времени нет исследований, основанных на строгом статистическом подходе, за исключением работы [45], ознакомиться с которой мы не имели возможности. Впрочем, известно, что в ней сопоставление положений 3218 С-звезд из сводного каталога [13] и 1140 звездных скоплений привело к выводу об отсутствии избытка числа ассоциации С-звезд со звездным скоплением по сравнению с их математическим ожиданием.

С целью выявления углеродных звезд «статистически возможных членов» скоплений нами применен метод «ближайшего соседа», описанный в [19]. Целесообразность пересмотра данного вопроса возникает из-за троекратного увеличения объема выборки углеродных звезд по сравнению с рассматриваемой в [45]. В исследуемой области находится 41 скопление [25]. Для каждого скопления вычислялось расстояние до ближайшей С-звезды, а затем подсчитывалось число скоплений, содержащих С-звезды в пределах заданных расстояний от ее центра. В табл. 3 приводятся ожидаемые (в условиях случайного распределения обоих классов объектов) и наблюдаемые значения. Как видно из табл. 3, только в пределах расстояний 0°—0.°15 имеется избыток числа С-звезд по сравнению с их математическим ожиданием. В табл. 4 приводятся данные об углеродных звездах, среди которых могут быть реальные члены скоплений.

Аналогичным методом исследована встречаемость углеродных звезд в парах. В результате не было выявлено случаев превышения С—С-пар над их математическим ожиданием. Детальное обсуждение вопроса статистической реальности ассоциации С-звезд со звездными скоплениями и существования С—С-пар будет рассмотрен в отдельной работе после завершения публикации всего обзора ($30° \leqslant l \leqslant 220°$, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$).

Таблица 4

С-ЗВЕЗДЫ — ВОЗМОЖНЫЕ ЧЛЕНЫ СКОПЛЕНИЙ

№	$\alpha_{1900}^{зв}$	$\delta_{1900}^{зв}$	$\alpha_{1900}^{ск}$	$\delta_{1900}^{ск}$	r
1	$1^h45^m.6$	56°29′	$1^h46^m.1$	56°34′	0°.08
2	1 59.5	63 54	1 57.1	63 58	0.15
3	2 12.9	63 10	2 12.0	62 17	0.13
4	2 26.9	61 04	2 25.1	61 01	0.12
5	2 28.9	58 34	2 28.3	58 34	0.04

5. *Заключение.* Распределение углеродных звезд в области $130° \leqslant l \leqslant 145°$, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$ по долготе и широте равномерное, а поверхностное распределение пуассоново.

Наблюдается избыток числа С-звезд, расположенных в пределах расстояний менее 0.°15 от центра звездных скоплений, по сравнению с их математическим ожиданием.

Статистические пары С—С-звезд отсутствуют.

В следующей статье данной серии будут представлены результаты исследования распределения С-звезд в области $145° \leqslant l \leqslant 165°$.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

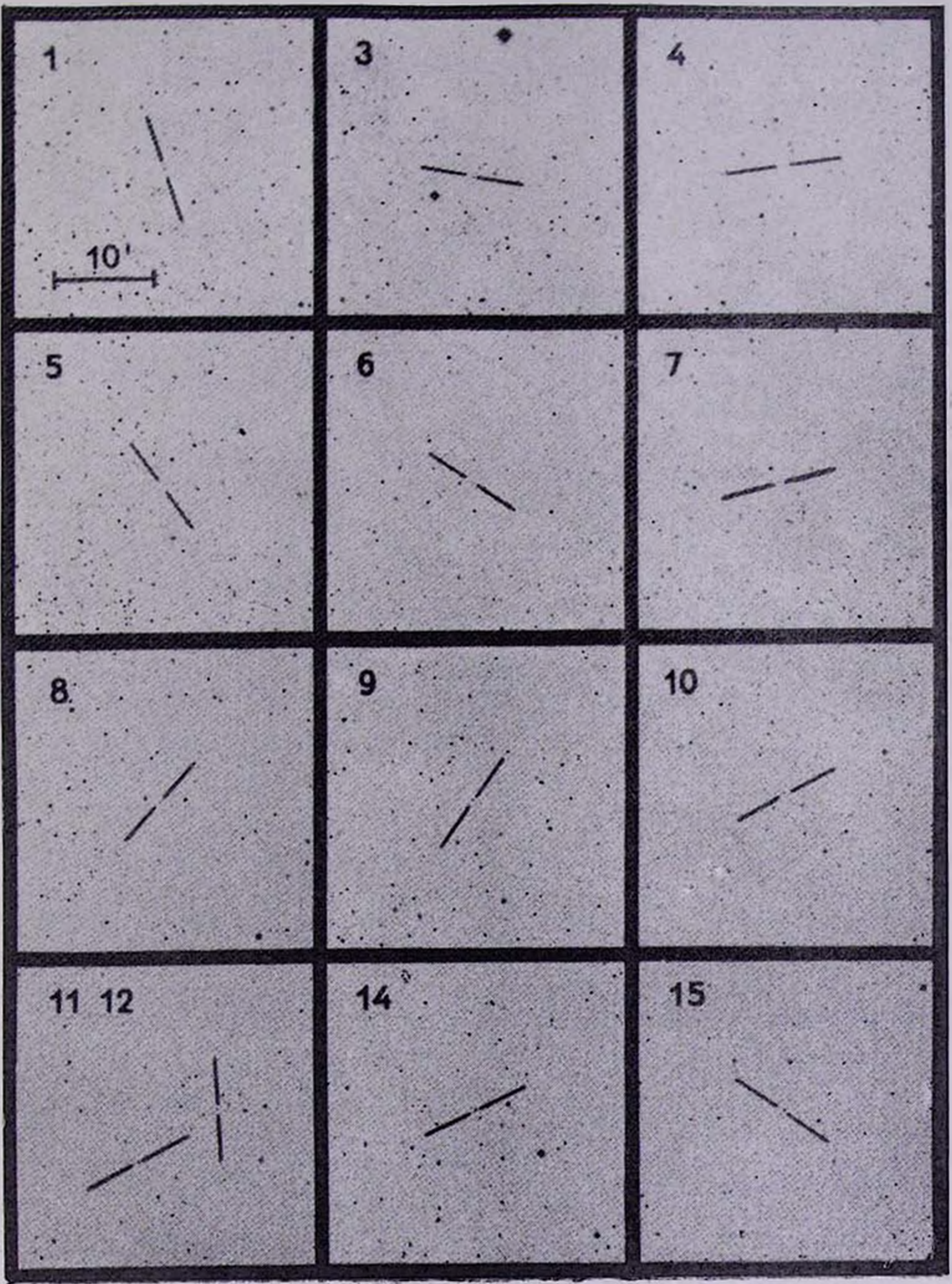
A LOW DISPERSION SKY SPECTRAL SURVEY FOR REVEALING FAINT CARBON STARS
II. REGION $130° \leqslant l \leqslant 145°$, $-5° \leqslant b \leqslant +5°$

M. G. NIKOLASHVILI

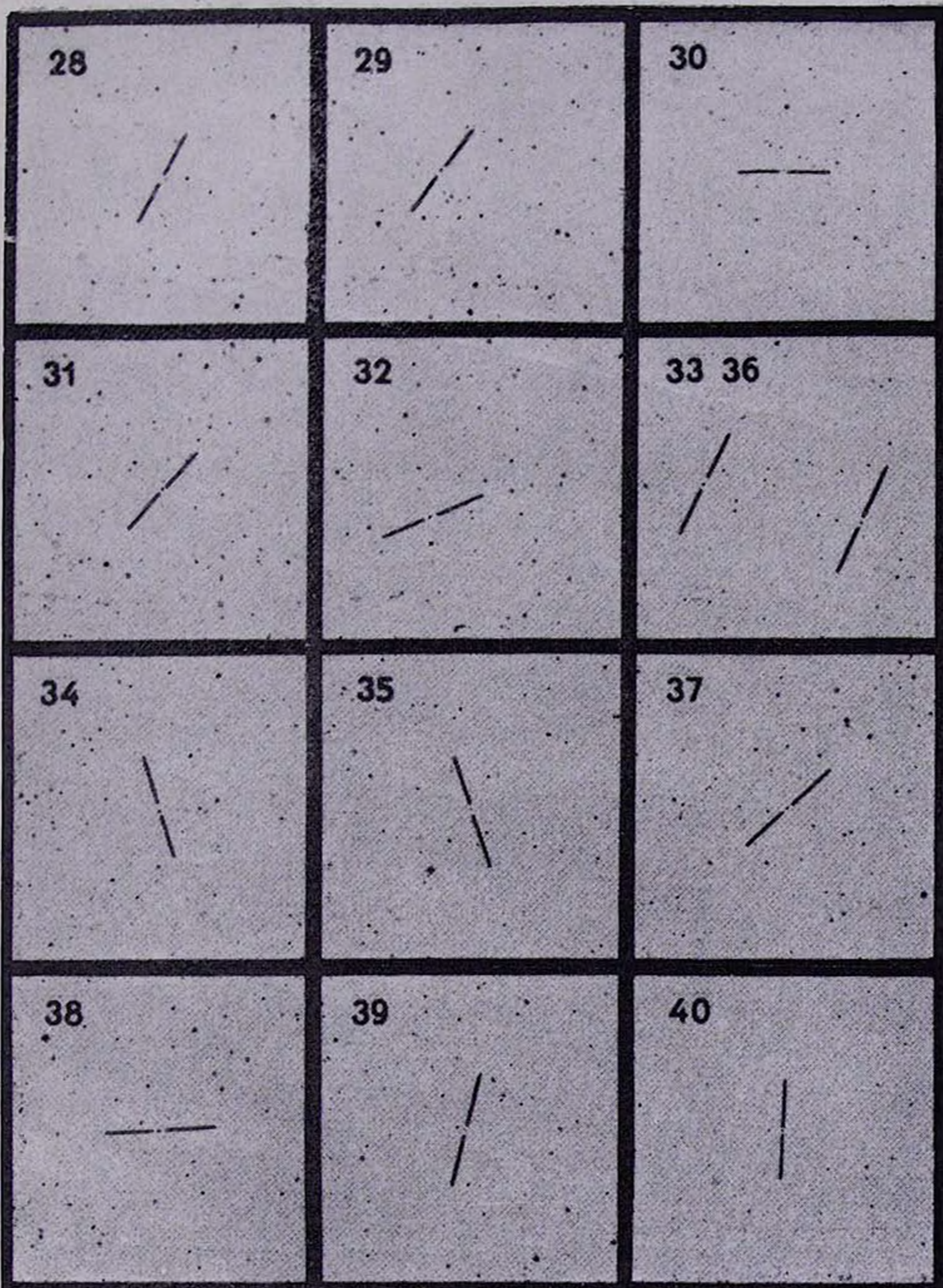
On the basis of the low dispersion (1250 A/mm at H_γ) spectral material obtained with the 70 cm meniscus telescope 122 carbon stars are revealed. 79 out of them are newly detected. The latitude and longitude distribution is uniform and the surface one — accidental. By the "nearest-neighbour" method it has been shown that among carbon stars located at distances smaller than 0°.15 from the open clusters, may be their real members.

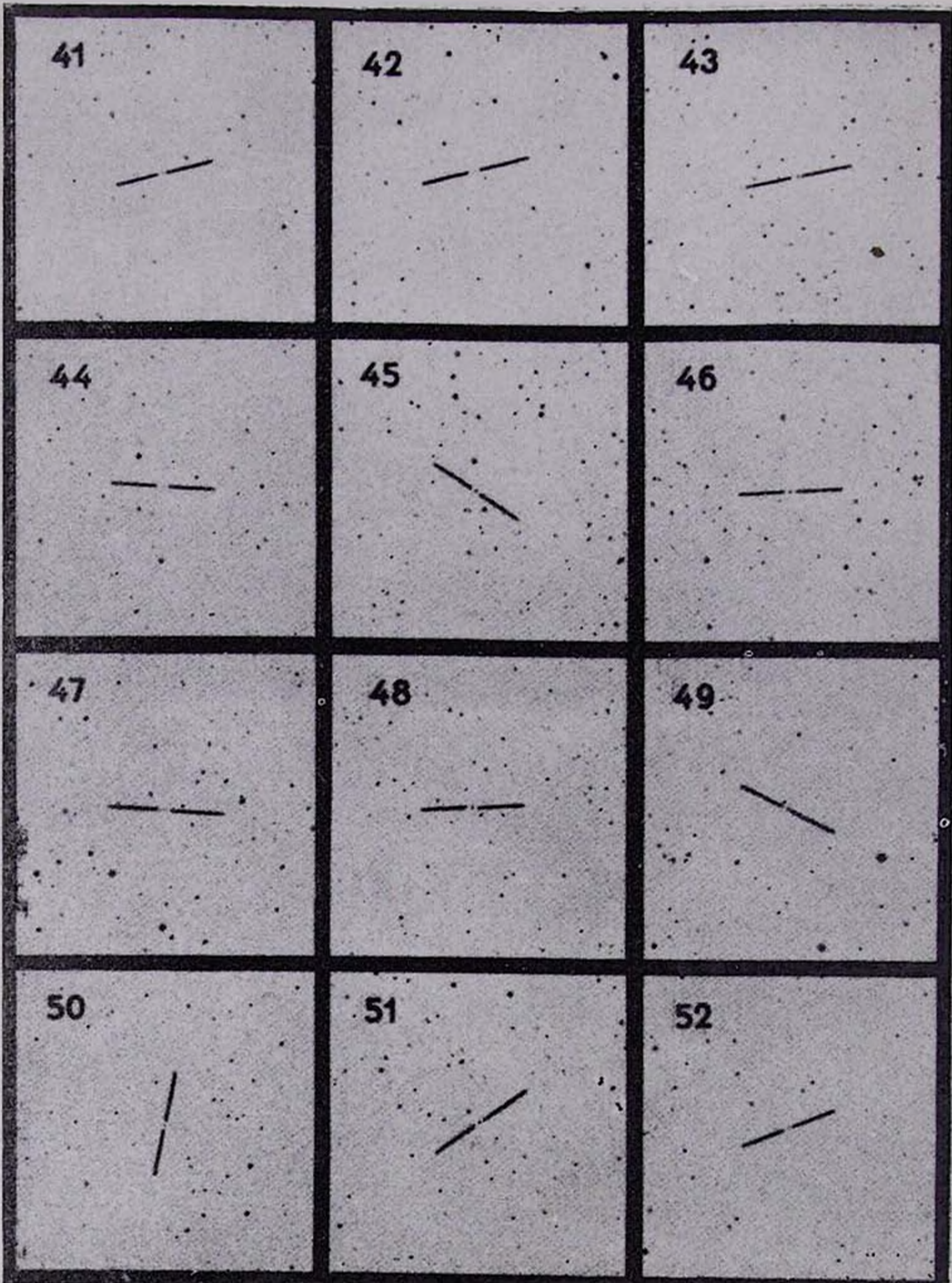
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ НОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

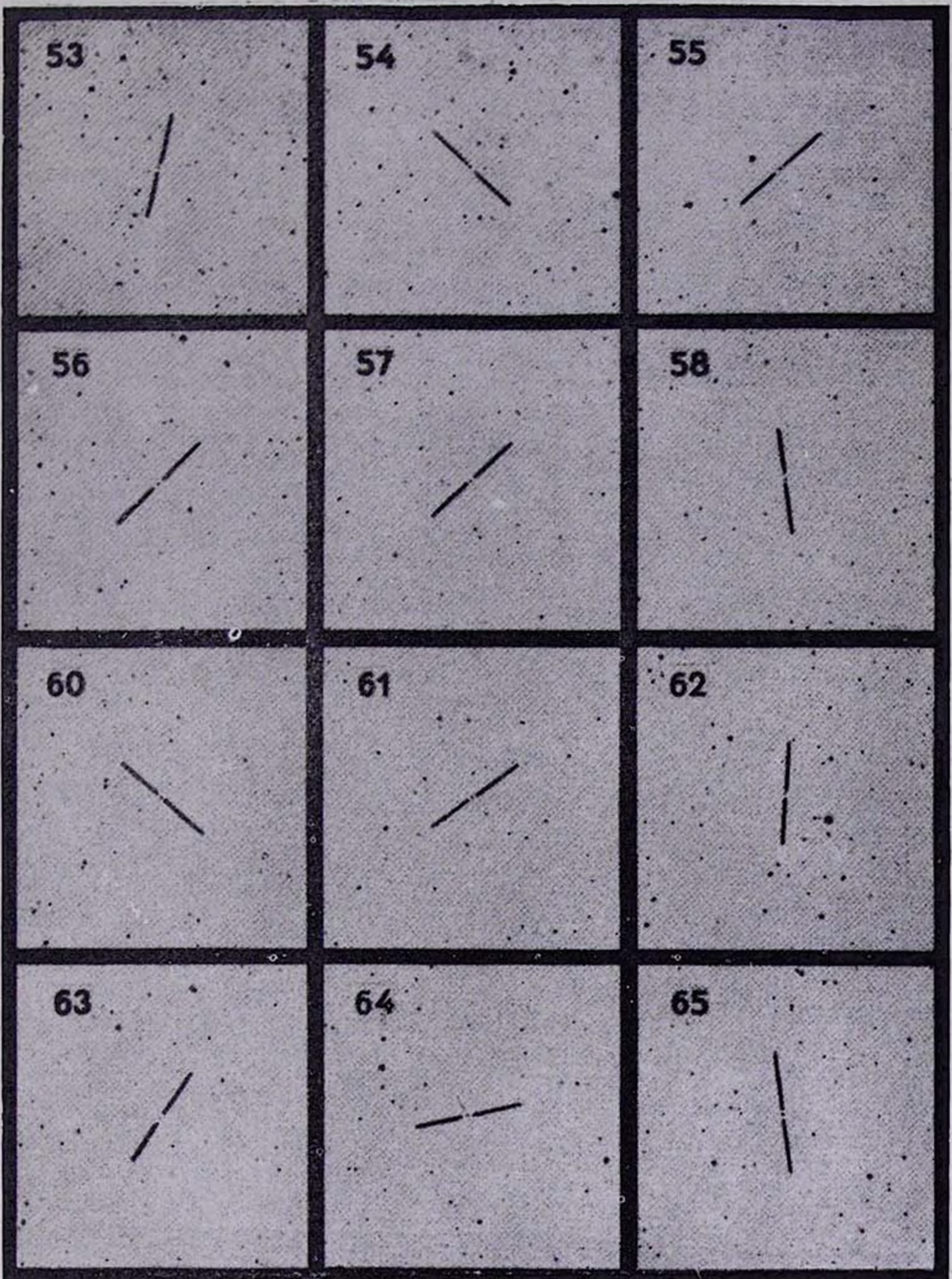
в красных лучах. Северу сверху, восток слева. Масштаб указан на карте № 1.

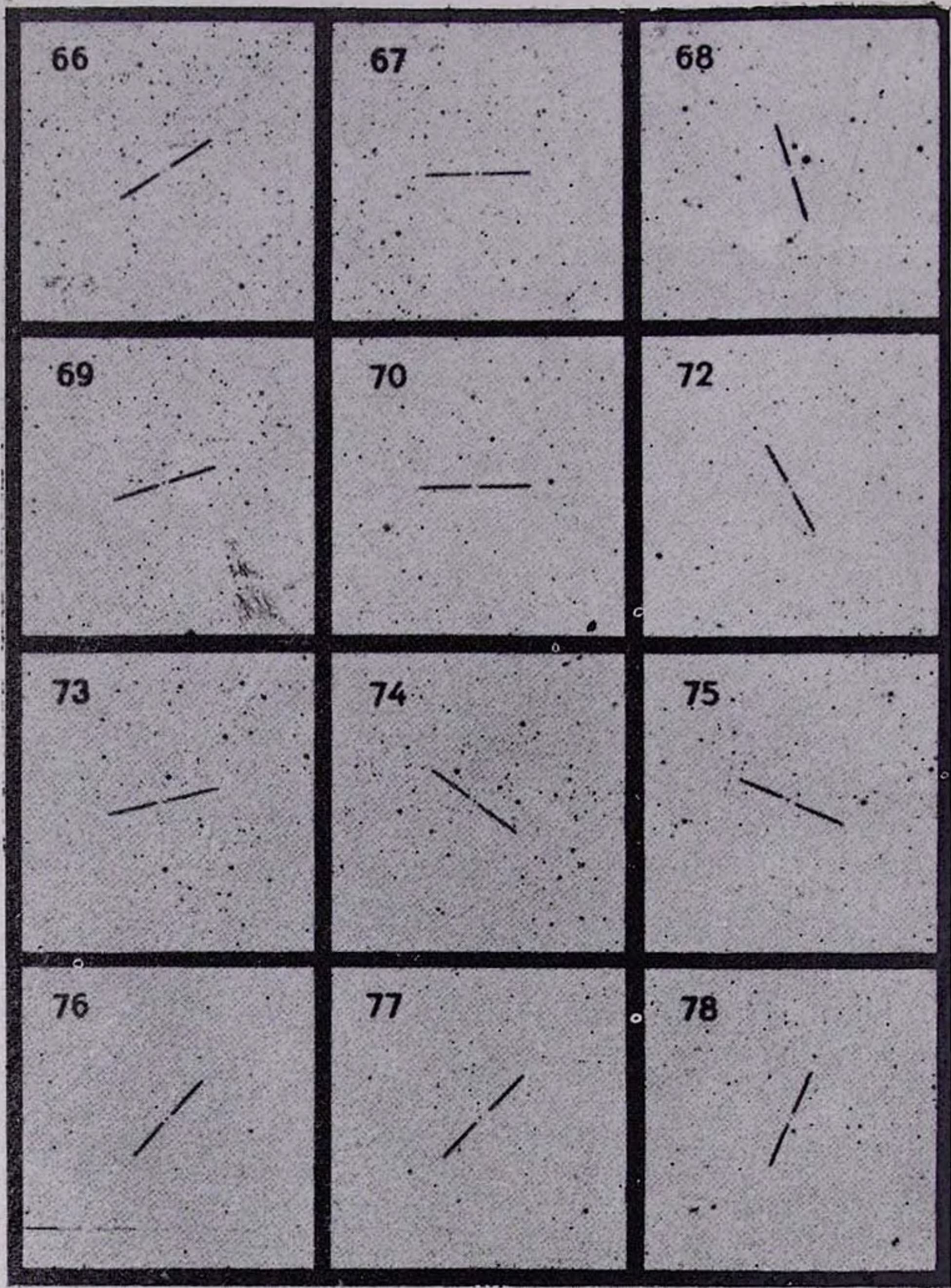


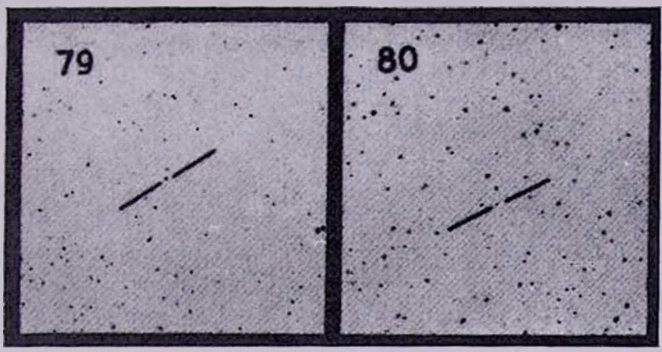

16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27


28
29
30
31
32
33 36
34
35
37
38
39
40


41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52


53
54
55
56
57
58
60
61
62
63
64
65


66
67
68
69
70
72
73
74
75
76
77
78



К статье М. Г. Николашвили

ЛИТЕРАТУРА

1. *З. Алксне, В. Озолиня*, Астрон. циркуляр, № 738, 1972.
2. *З. Алксне, В. Озолиня*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 2, 5, 1974.
3. *И. Даубе, В. Озолиня*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 2, 14, 1974.
4. *З. Алксне, В. Озолиня*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 3, 29, 1975.
5. *З. Алксне, В. Озолиня*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 4, 5, 1976.
6. *А. Алкснис, З. Алксне, В. Озолиня, И. Эглитис*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 5, 15, 1976.
7. *А. Алкснис, З. Алксне, В. Озолиня*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 6, 55, 1977.
8. *А. Алкснис, З. Алксне, В. Озолиня, И. Платайс*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 8, 5, 1978.
9. *З. Алксне, А. Алкснис, И. Эглитис*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 13, 5, 1981.
10. *И. Платайс*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 12, 19, 1981.
11. *З. Алксне, А. Алкснис, И. Эглитис*, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 52, 138, 1983.
12. *А. Алкснис, В. Озолиня*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 19, 40, 1983.
13. *C. B. Stephenson*, Publ. Warner and Swasey Observ., 1, 1, 1973.
14. *K. Nandy, K. Smriglio*, Publ. Roy. Observ. Edinburgh, 7, 1, 1970.
15. *K. Nandy, K. Smriglio*, Publ. Roy. Observ. Edinburgh, 7, 73, 1971.
16. *K. Nandy, K. Smriglio*, Publ. Roy. Observ. Edinburgh, 9, 117, 1976.
17. *K. Nandy, K. Smriglio, R. Buonanno*, Publ. Roy. Observ. Edinburgh, 9, 125, 1978.
18. *F. J. Fuenmayor*, Rev. Mex. Astron. y Astrofis., 6, 83, 1981.
19. *М. Г. Николашвили*, Астрофизика, 26, 209, 1987.
20. *М. Г. Николашвили*, Астрофизика, 26, 559, 1987.
21. *D. J. Hawley, P. J. E. Peebles*, Astron. J., 80, 477, 1975.
22. *L. A. Thompson*, Astrophys. J., 209, 22, 1976.
23. *K. M. Strom, S. E. Strom*, Astron. J., 83, 73, 1978.
24. *О. М. Куртанидзе, Г. М. Рихтер*, Астрофизика, 26, 557, 1987.
25. *G. Lynga*, A Catalogue of Open Clusters, 1981.
26. *O. J. Lee, R. B. Baldwin, D. W. Hamlin, R. F. Kinaird*, Ann. Dearborn Observ., 4, pt. 16, 1941.
27. *R. F. Sanford*, Astrophys. J., 99, 145, 1944.
28. *O. J. Lee, T. J. Bartlet*, Ann. Dearborn Observ., 5, pt. 3, 1945.
29. *O. J. Lee, G. D. Gore, T. J. Bartlet*, Ann. Dearborn Observ., 5. pt. 7, 1947.
30. *Я. Я. Икауниекс*, Тр. Ин-та физ. АН Латв.ССР, 4, 1, 1952.
31. *Я. Я. Икауниекс*, Тр. Ин-та физ. АН Латв.ССР, 9, 16, 1963.
32. *Я. Я. Икауниекс*, Тр. Ин-та физ. АН Латв.ССР, 9, 58, 1963.
33. *L. M. Mavridis*, in Structure and Evolution of The Galaxy, ed. L. M. Mavridis, Dordrecht, D Reidel, 1971.
34. *З. Алксне, Я. Я. Икауниекс*, Углеродные звезды, Зинатне, Рига, 1971.
35. *Ю. К. Мелик-Алавердян, Г. Г. Товмасян*, Астрофизика, 25, 73, 1986.
36. *В. Страйжис*, Звезды с дефицитом металлов, Мокслас, Вильнюс, 1982.
37. *М. Дж. Кендалл, А. Стьюарт*, Статистические выводы и связи, Наука, М., 1973.
38. *М. Дж. Кендалл, П. Моран*, Геометрические вероятности, Наука, М., 1972.
39. *Л. Шметтерер*, Введение в математическую статистику, Наука, М., 1976.
40. *У. Дзервитис*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 2, 17, 1974.
41. *З. Алксне, А. Алкснис*, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 47, 65, 1980.

42. *Э. Алксне, И. Даубе*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 14, 5, 1981.
43. *А. Алкснис, Э. Алксне*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 12, 5, 1981.
44. *И. Даубе*, Исслед. Солнца и красн. звезд, 17, 30, 1982.
45. *U. G. Jorgensen*, Cool Stars with Excesses of Heavy Elements, Proceedings of the Strasbourg Observatory Colloquium, 3—6 July, p. 181, 1984.

// АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524.338.5

ВСПЫШКИ ОРИОНОВЫХ ПЕРЕМЕННЫХ В АССОЦИАЦИИ ТЕЛЕЦ Т3

А. С. ХОДЖАЕВ

Поступила 15 июня 1987
Принята к печати 20 июля 1987

В процессе исследования области темных облаков Тельца однородным фотографическим мультиэкспозиционным методом на широкоугольных телескопах системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР открыто 13 новых вспыхивающих звезд, оказавшихся неправильными переменными орионова населения. Примерно за 750 часов эффективного наблюдательного времени обнаружено 17 вспышек на этих звездах. Результаты анализа сложных кривых блеска вспышек этих звезд свидетельствуют о многообразии и кратности этих явлений, о различной динамике процессов энерговыделения во время вспышек. Существование вспыхивающих звезд, показывающих одновременно свойства звезд типа Т Тельца и UV Кита, указывает на близкую родственную связь этих типов молодых нестационарных звезд. Популяция вспыхивающих звезд в области темных облаков Тельца, по всей видимости, так же молода, как и аналогичные группы звезд в Орионе и Единороге.

Первым на вспышечные явления у звезд типа Т Тельца обратил внимание еще Джой [1, 2]. Несколько позже в процессе поисковых фотографических наблюдений в области ассоциаций Ориона Аро [3] зафиксировал вспышки у звезд, отмеченных ранее как активные переменные типа Т Тельца. Позже в результате длительных комплексных наблюдений были обнаружены вспышки у переменных типа Т Тельца не только в Орионе, но и в Единороге (NGC 2264) и некоторых других Т-ассоциациях (см., например, [4]).

В Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР нами были проведены обширные фотографические наблюдения области темных облаков Тельца в районе Т-ассоциации Телец Т3 на широкоугольных телескопах системы Шмидта методом дискретных экспозиций. В результате исследования области темных облаков Тельца было обнаружено значительное число вспыхивающих звезд, неизвестных ранее как переменные звезды [5—7]. Помимо этого, нами также были открыты 13 вспыхивающих звезд, оказавшихся при отождествлении известными неправильными переменными орионового населения и, по имеющимся данным, принадлежащих

Таблица 1

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ОРИОНОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ АССОЦИАЦИИ ТЕЛЕЦ Т3

№ п/п	Бюрак. №	Отождест-вление	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Δm_{pg}	Дата	UT_{max}	Телескоп	Длитель-ность вспышки	Тип по ОКПЗ	Спектр. класс*
1	80	FY Tau	$4^h29^m.2$	24°15′	16.7B	1.5B	29.01.81	19^h04^m	21″	60^m	Ins	
2	81	V 590 Tau	4 40.6	26 19	16.8	1.0	04.03.81	16 45	21	30	Is	
3	82	HRC 69 [9]	4 39.1	25 18	16.1	1.2	25.03.81	18 02	21	40	InbsT:**	K7-M0
4	83	HV Tau	4 35.4	26 05	17.1 :	1.4	02.10.81	23 13	21	50	In	
5	84	HP Tau	4 32.9	22 46	15.5	0.7	12.02.82	16 15	21	40	In	K3
6	85	GI Tau	4 30.5	24 16	15.4	1.7	13.11.82	02 14	40	35	InsT	K7***
7	86	FZ Tau	4 29.5	24 15	15.7	1.2	02.02.83	16 33	21	50	Ins	
8	87	CI Tau	4 30.9	22 44	15.2	2.3	03.02.83	18 13	21	90	InT	K7
9	88	СПЗ 1099 [10]	4 39.9	25 11	14.5	1.3	04.02.83	16 10	21	170	In	
10	89	HQ Tau	4 32.8	22 44	14.6U	1.6U	05.11.83	18 57	40	20	Ins	
11	90	VY Tau	4 36.3	22 42	16.4U	1.5U	05.11.83	19 42	40	60	IsT	M0
12	91	DP Tau	4 39.6	25 10	16.1U	1.0U	05.11.83	21 07	40	30	Inbs	M0.5
13	92	GN Tau	4 36.1	25 41	17.3	1.4	24.01.84	18 00	21	20	Ins	

*— Спектральный класс заимствован из работы Ковиа и Кун [11]; ** — наше определение типа переменности; *** — по ОКПЗ [8] спектральный класс K5 (e).

к ассоциации Телец Т3. У этих орионовых переменных было зарегистрировано на имеющемся в нашем распоряжении материале 17 вспышек. Они не вошли в списки, представленные в работах [5—7], куда были включены вспыхивающие звезды этой области, у которых при обнаружении вспышек не были известны признаки неправильной переменности. Однако, безусловно, все 13 неправильных переменных, у которых нами зафиксированы вспышки, являются еще и вспыхивающими звездами и должны входить в списки вспыхивающих звезд области. Для устранения некоторого пробела, т. е. для полноты списков [5—7], ниже мы публикуем данные об этих вспыхивающих орионовых переменных и о вспышках, зарегистрированных у этих звезд (табл. 1 и 2).

В последовательных столбцах табл. 1 представлены: порядковый номер, номер вспыхивающей звезды по Бюраканскому списку, отождествление звезды (название звезды приведено согласно Общему каталогу переменных звезд (ОКПЗ) [8], кроме случаев, отмеченных особо), экваториальные координаты (1950.0), средний фотографический блеск звезды до и после вспышки, амплитуда вспышки, дата регистрации вспышки, момент максимального значения по гринвическому времени, использованный телескоп, длительность всей вспышки (в мин), тип переменной по ОКПЗ и спектральный класс звезды.

Таблица 2

ПОВТОРНЫЕ ВСПЫШКИ ОРИОНОВЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

№ п/п	Бюрак. №	Название звезды	m_{pg}	Δm_{pg}	Дата	UT_{max}	Телескоп	№ вспышки	Длительность
1	80	FY Tau	16.8	2.1	12.02.82	17^h08^m— —17 32	21″	2	215^m
2	80	FY Tau	17.1	1.6	12.11.82	22 32 — —23 41	40	3	100
3	90	VY Tau	16.4U	1.1U	09.12.83	18 40	40	2	50
4	82	HRC 69	16.3	0.7	11.12.83	22 48	40	2	15

В табл. 2 приведены данные о повторных вспышках на указанных звездах: порядковый номер, номер по Бюраканскому списку, название звезды, средний вневспышечный блеск звезды в фотографических лучах, амплитуда вспышки, дата и гринвическое время максимального значения блеска, использованный телескоп, порядковый номер зарегистрированной нами вспышки у данной звезды и длительность всей вспышки в минутах.

Быстрая орионовая переменная FY Tau, находящаяся в области с весьма высоким поглощением и входящая в визуально-двойную систему с компонентом FZ Tau — также быстрой орионовой переменной, показала за время наших наблюдений три типичные вспышки, отличающиеся от характерной нерегулярной переменности орионовых звезд. Первая вспышка (табл. 1, № 1) была классической «быстрой» вспышкой согласно классификации, предложенной Аро [12] (рис. 1a): время возгорания не превышало 20 мин. Вторая вспышка (табл. 2, № 1) имела продолжительное возгорание (не менее 50 мин), почти получасовое пребывание звезды в состоянии с максимальными значениями блеска без заметных сильных колебаний их в этот промежуток времени и плавный спад (рис. 1b). Эта вспышка, по-видимому, являлась «медленной» по классификации Аро [12].

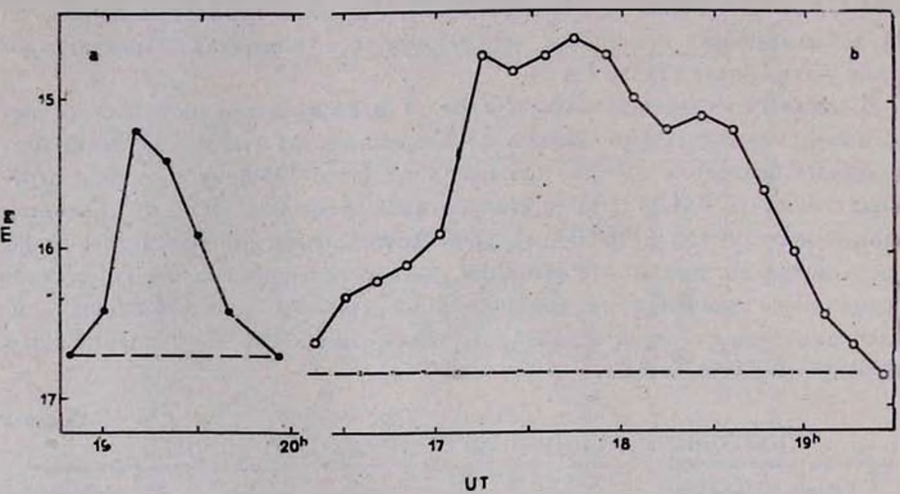


Рис. 1. Кривые блеска вспышек звезды FY Tau: a) 29. 01. 81. Пунктирная линия здесь и на других рисунках указывает на средний вневспышечный уровень блеска звезды в период наблюдений. b) 12. 02. 82.

Третья вспышка (табл. 2, № 2) носила, на первый взгляд, весьма пекулярный характер (рис. 2a). После достаточно быстрого возгорания (около 10 мин) звезда более часа находилась в стадии повышенного блеска. В этой стадии блеск звезды испытывал быстрые колебания с амплитудой изменений от $0\overset{m}{.}4$ до $1\overset{m}{.}1$. Угасание вспышки протекало довольно быстро— примерно за 20 мин. Следует отметить, что все три указанные вспышки имели место в фазе минимального блеска звезды. Добавим также, что звезда FY Tau в период наших наблюдений была очень активной, меняя свой средний блеск в длинной шкале времени от сезона к сезону, от месяца к месяцу и даже от суток к суткам. Спектроскопические наблюдения, проведенные нами с предобъективной призмой на метровом телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории, показали в этот период наличие сильной эмиссии в линии H_α, причем интенсивность этой линии, по всей видимости, также менялась.

Переменность звезды HRC 69 была открыта нами [10] на основе нашего фотографического материала, плотно охватывающего длительный интервал времени [13]. Как показал анализ, изменения блеска HRC 69 но-

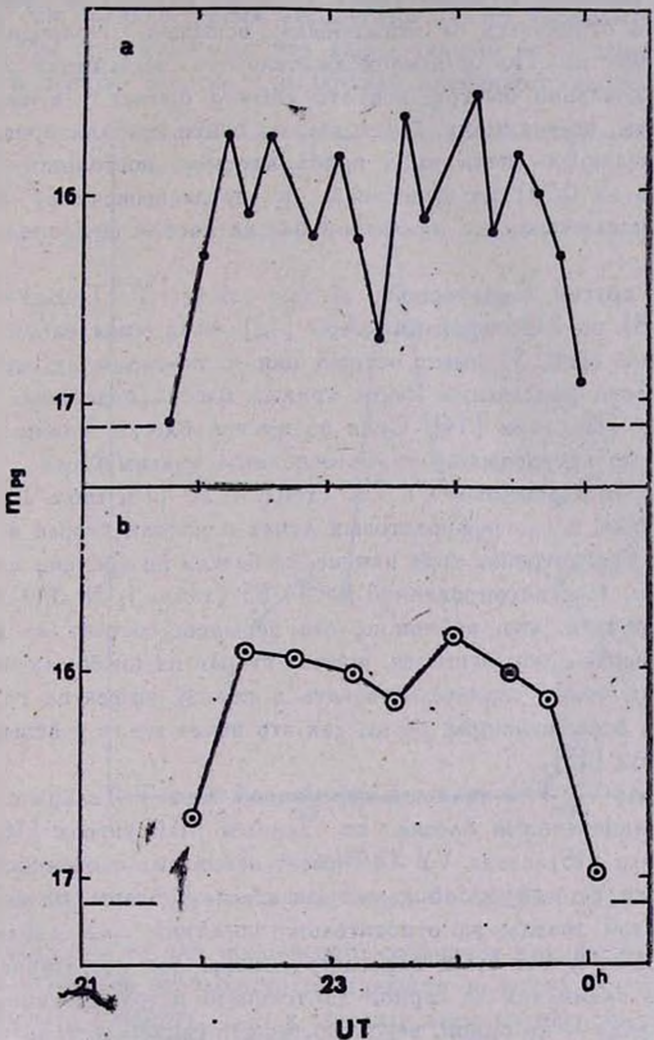


Рис. 2. Кривая блеска вспышки звезды FY Tau 12. 11. 82. a) наблюденная; b) усредненная.

сят, как правило, неправильный характер. Звезда входит в список H_α-эмиссионных звезд Ликской обсерватории под № 332 [11]. Обе зарегистрированные вспышки этой звезды (табл. 1, № 3 и табл. 2, № 4) имели место в период минимальной активности звезды и были быстротечны по характеру.

Звезда типа T Тельца GI Tau, находящаяся на фоне очень сильного поглощения молекулярного облака и составляющая визуально-двойную систему вместе с переменной GK Tau, с которой связана также кометарной туманностью, показала вспышку (табл. 1, № 6), которая по своему характеру несколько отличалась от «типичных» вспышек. Поярчение звезды происходило быстро. После непродолжительного максимума затухание шло вначале довольно быстро, как это обычно бывает у вспыхивающих звезд. Но затем, по-видимому, блеск звезды почти стабилизировался и на пластинках следующей ночи имел приблизительно постоянное, повышенное (примерно на $0.^m9$) по отношению к предвспышечному состоянию, значение. Не исключено, что изменения блеска носили фуороподобный характер.

Вспышка другой характерной звезды типа T Тельца — CI Tau (табл. 1, № 8) по классификации Аро [12] была «медленной». Кривая блеска вспышки (рис. 3) имеет острый пик и, по-видимому, относится к III типу согласно разделению форм кривых блеска медленных вспышек, предложенному Парсамян [14]. Судя по кривой блеска, можно предположить небольшую предвспышку перед основным максимумом.

Обе вспышки переменной VY Tau (табл. 1, № 11 и табл. 2, № 3) были зафиксированы в ультрафиолетовых лучах и носили скорее всего быстрый характер. Рассмотрение хода изменения блеска по времени для вспышки этой звезды, зарегистрированной 05. 11. 83 (табл. 1, № 11) дает основание предположить, что, возможно, эта вспышка состоит из двух, следующих друг после друга вспышек, причем вторая из них была менее мощной. Этот факт может свидетельствовать в пользу эффектов группирования вспышек у вспыхивающих звезд, как это имеет место у вспыхивающей звезды UV Кита [15].

Сама звезда VY Tau является переменной типа T Тельца с достаточно сильными изменениями блеска по данным Майнунгера [16, 17]. По мнению Хербига [18] звезда VY Tau имеет некоторые особенности, позволяющие отнести ее к фуорообразным звездам. Добавим также, что тот факт, что у этой звезды за относительно короткий срок наблюдений в ультрафиолетовых лучах были зарегистрированы две достаточно сильные вспышки, в то время как за период длительного патрулирования в фотографических лучах — ни одной, вероятно, может свидетельствовать в пользу весьма больших ультрафиолетовых показателей цвета ее вспышек (примерно до $-1.^m5$). Нельзя также упускать из виду возможность влияния эффектов группирования вспышек для данной звезды в длинной шкале времени, в результате которых две наблюденные вспышки разнятся по моментам их регистрации примерно на месяц.

Рассмотрим подробнее «пекулярную» третью вспышку FY Tau (рис. 2а). Как видно из табл. 2, данная вспышка наблюдалась в фотографических лучах на метровом телескопе системы Шмидта. Поясним, что при фотографических наблюдениях в *Pg*-лучах на метровом телескопе экспозиция каждого изображения длилась пять минут; в остальных же случаях, как правило, время экспозиции одного изображения в два раза больше. Мы предположили, что явное отличие этой вспышки от других связано в первую очередь с различием временного разрешения наблюде-

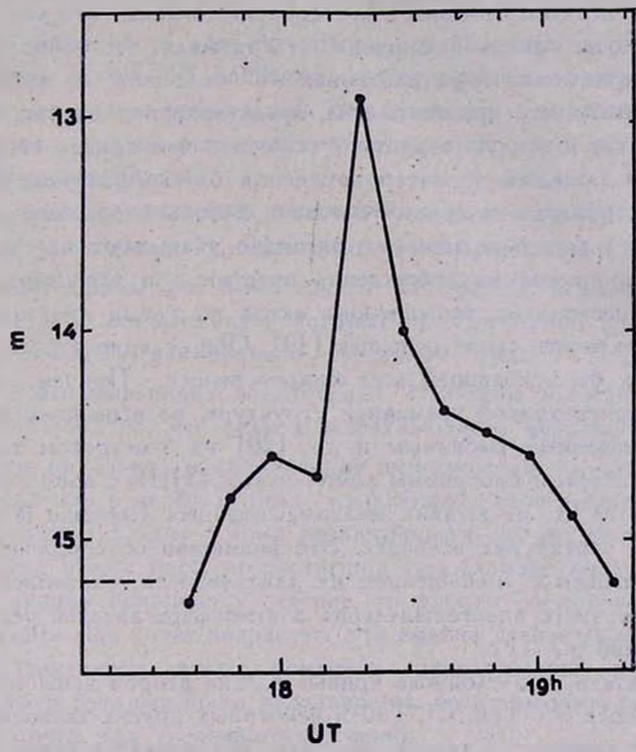


Рис. 3. Кривая блеска вспышки звезды CI Tau 03. 02. 83.

ний. В связи с этим для корректного сравнения кривых блеска указанных вспышек возникает необходимость привести масштаб точек по оси времени к единому стандарту, т. е. к единому времени экспозиции для каждой точки на графике кривой блеска. Ввиду того, что время одной экспозиции единичного изображения при наблюдении двух других вспышек звезды FY Tau ровно в два раза превышает время единичной экспозиции для третьей вспышки, а промежуток времени между экспозициями пренебрежимо мал, можно пятиминутные наблюдения третьей вспышки привести к десятиминутному виду методом усреднения. Иными словами, представить кривую блеска указанной вспышки в случае, если бы наблюдения велись десятиминутными временами экспозиции. С учетом свойств фотографических материалов, по накоплению почернения в изображении со временем можно в качестве блеска звезды при десятиминутных экспозициях брать среднее значение блеска двух изображений этой звезды с пятиминутными экспозициями.

Вид кривой блеска вспышки FY Tau (12. 11. 82) при десятиминутных экспозициях представлен на рис. 2b. Видно, что кривая блеска стала более сглаженной и очень похожа на кривую блеска второй вспышки (12. 02. 82) этой же звезды (см. рис. 1b). Учитывая, что точность определения блеска при фотометрии пластинок 40″ телескопа не хуже, чем на 21″, можно считать, что кривая блеска, представленная на рис. 2a, лучше отражает развитие и тонкую структуру вспышки, чем кривая на рис. 2b.

Быстрый и сложный характер изменения блеска вспышки (рис. 2a), многопиковая структура ее кривой блеска и довольно большие диапазоны изменений блеска во время вспышки очевидно указывают на сложность и многообразие процессов высвобождения энергии при вспышках, а также на наложение нескольких вспышечных актов во время энерговыделения, т. е. на многократность самих вспышек [19]. Общая кривая блеска вспышки является как бы огибающей всех микровспышек. Причем, интересно отметить, что поиск тонкой временной структуры во вспышках звезд типа UV Кита, проведенный Бескиным и др. [20] на 6-метровом телескопе с помощью аппаратуры и программы комплекса МАНИЯ с временным разрешением 10^{-6} — 10^{-2} с, не выявил мелкомасштабных (меньше 0.5 с) изменений в тонких структурах вспышек. Это возможно обусловлено тем, что число микровспышек с уменьшением их длительности, связанной с глубиной зоны вспышечного энерговыделения в атмосфере звезды, резко падает где-то со значений 0.5—1 с.

Можно считать, что сложные кривые блеска второй вспышки FY Tau (рис. 1b), вспышек VY Tau, Cl, Tau и некоторых других также обусловлены серией этих вспышек. Следует отметить, что наряду с такими сложными кривыми блеска вспышек, как у звезд HP Tau, FZ Tau, HQ Tau, GN Tau и др., наблюдались относительно простые, одиночные по внешнему виду вспышки. Это еще раз указывает на разнообразие в морфологии и динамике вспышек. Разнообразна и длительность наблюденных вспышек неправильных переменных звезд — от 15 мин до примерно трех с половиной часов.

Открытие вспыхивающих звезд, оказавшихся переменными орионова населения области темных облаков Тельца, имеет также и важное космогоническое значение. Как известно, неправильная переменность — признак, присущий ранним стадиям эволюции звезд малых масс. Отсюда следует, что указанные вспыхивающие звезды весьма молоды.

На связь звезд типа Т Тельца и вспыхивающих звезд указывали еще В. А. Амбарцумян [21] и Г. Аро [22]. Анализ данных по вспышкам с амплитудой не менее одной звездной величины в ассоциации Ориона привел Амбарцумяна [23] к выводу о том, что лишь около 1/4 указанных переменных в этой системе способны показывать доступные для фотографических регистраций вспышки, и что вспышечная фаза в эволюции звезд начинается, вероятнее всего, незадолго до завершения фазы неправильной переменности.

Примерно пятая часть всех известных неправильных переменных области ассоциации Телец Т3 показали фотографически регистрируемые вспышки за время наших наблюдений. Это сравнимо с аналогичными данными для Ориона, что, по всей видимости, свидетельствует об эволюционном сходстве этих ассоциаций.

Большинство вышеуказанных переменных имели в своих спектрах интенсивную эмиссию в линии H_α. Известно, что к орионовым неправильным переменным тесно примыкают эмиссионные H_α-звезды, переменность блеска которых пока не обнаружена и которые при детальной щелевой спектроскопии оказываются, как правило, звездами типа Т Тельца. Оказалось, что доля вспыхивающих звезд среди H_α-звезд области составляет примерно 25%. Понятно, что если к вспыхивающим неправильным переменным области прибавить вспыхивающие эмиссионные H_α-звезды, не отмеченные до сих пор в нерегулярных изменениях своего блеска [24], но безусловно входящие в одну с ними эволюционную группу молодых нестационарных звезд малых масс, не достигших еще главной последовательности и составляющих орионово население, то процент орионовых переменных со вспышками еще более возрастет. Эта оценка станет еще выше, если учесть те вспыхивающие звезды, признаки неправильной переменности между вспышками которых были заподозрены, но их амплитуда изменений блеска недостаточна для уверенного суждения.

Таким образом, обнаружение вспышек неправильных переменных, среди которых высока доля звезд типа Т Тельца, фуорообразных вспышек и вспыхивающих звезд с признаками неправильной переменности, а также принадлежащих к орионову населению, по-видимому, является сильным аргументом в пользу непосредственной связи между стадией эволюции звезд типа Т Тельца и стадией вспыхивающих звезд, а также свидетельствует о родственной связи всех вышеперечисленных звезд и о непосредственном взаимном перекрытии эволюционных стадий вспыхивающих звезд и звезд типа Т Тельца.

В заключение автору приятно выразить искреннюю благодарность академику В. А. Амбарцумяну и члену-корреспонденту АН Арм.ССР

Л. В. Мирзояну за постоянное внимание, советы и полезные обсуждения настоящей работы.

Астрономический институт
АН Узб.ССР
Бюраканская астрофизическая
обсерватория

FLARES OF ORION POPULATION VARIABLES IN THE ASSOCIATION TAURUS T3

A. S. HOJAEV

Thirteen new flare stars, proved to be irregular variables of Orion Population, were discovered from a study of the Taurus Dark Cloud region by the homogeneous photographic multiexpose method on the wide angle Schmidt telescopes of the Byurakan Astrophysical Observatory. Seventeen flares on these stars were detected for about 750 hours of the effective observing time. The analysis of the complicated light curves of these flares shows a great variety and multiplicity of this phenomenon and various dynamics of flare energy release processes. The existance of flare stars with some properties typical for both of the T Tauri and UV Ceti stars simultaneously indicates an intimate relation between the above mentioned types of young nonstable stars. The population of flare stars in the Taurus Dark Cloud region is apparently as young as in Orion and Monoceros.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Joy*, Astrophys. J., 102, 168, 1945.
2. *A. Joy*, Astrophys. J., 110, 424, 1949.
3. *G. Haro, E. Chavira*, Bol. Observ. Tonantzintla, No. 12, 3, 1955.
4. *L. V. Mirzoyan*, Vistas Astron., 27, 77, 1984.
5. *A. S. Hojaev*, Commis. 27 IAU IBVS, No. 2412, 1983.
6. *A. S. Hojaev*, Commis. 27 IAU IBVS, No. 2635, 1984.
7. *A. S. Hojaev*, Commis. 27 IAU IBVS, No. 2636, 1984.
8. *Б. В. Кукаркин и др.*, Общий каталог переменных звезд, Наука, М., 1969.
9. *G. H. Herbig, N. K. Rao*, Astrophys. J., 174, 401, 1972.
10. *П. Н. Холопов*. Перемен. звезды, 8, 83, 1951.
11. *M. Cohen, L. V. Kuhi*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 743, 1979.
12. *G. Haro*, Stars and Stellar Systems, Univ. of Chicago Press, 7, 141, 1968.
13. *А. С. Ходжаев*, Сообщ. Бюракан. обсерв., 1987 (в печати).
14. *Э. С. Парсамян*, Астрофизика, 16, 231, 1980.
15. *Н. Н. Килячков, Н. Д. Меликян, Л. В. Мирзоян, В. С. Шевченко*, Астрофизика, 15, 605, 1979.

16. *L. Meinunger*, Mitt. Veränderl. Sterne, B. 5, No. 9, 173, 1971.
17. *L. Meinunger*, Mitt. Veränderl. Sterne, B. 8, No. 8, 128, 1980.
18. *G. H. Herbig*, Astrophys. J., 217, 693, 1977.
19. *Л. В. Мирзоян*, в сб. «Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро», ред. Л. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 45.
20. *Г. М. Бескин, С. И. Неизвестный, В. Л. Плахотниченко, Л. А. Пустильник, С. А. Чех, В. Ф. Шварцман, Р. Е. Гершберг*, в сб. «Вспыхивающие звезды и родственные объекты», ред. Л. В. Мирзоян, АН Арм.ССР, Ереван, 1986, стр. 60.
21. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. Бюракан. обсерв., 13, 3, 1954.
22. *G. Haro*, The Galaxy and the Magellanic Clouds, IAU Symp. No. 20, Canberra, 30, 1964.
23. *В. А. Амбарцумян*, Астрофизика, 6, 31, 1970.
24. *Э. С. Парсамян, А. С. Ходжаев*, Астрофизика, 23, 203, 1985.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524.338.3

О МОДЕЛИ СИМБИОТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ AG Dra

Х. МИКАИЛОВ, Л. ЛУУД

Поступила 25 мая 1987

По спектрограммам, полученным в Шемахинской астрофизической обсерватории АН Азерб.ССР, показано, что AG Dra является двойной звездой, имеющей спектральные линии обоих компонентов. Определены следующие параметры системы: $K_1=7.5$ км/с, $K_2=21$ км/с, $\gamma=-148$ км/с. Учитывая орбитальный период Мейнунгера в 554 дня, получаем $M_1:M_2=2.8$, $M_1\sin^3 i=0.98\ M_{\odot}$, $M_2\sin^3 i=0.35\ M_{\odot}$ и $a\sin i=312\ R_{\odot}$. Изучена модель с белым карликом, аккрецирующим звездный ветер через аккреционный диск. Найдено, что самая вероятная модель — gK-звезда, теряющая массу $5\cdot10^{-8}\ M_{\odot}$/год с белым карликом, имеющим массу около $1\ M_{\odot}$. Наклон орбиты $i\approx45°$. Ультрафиолетовое излучение излучается диском, а рентгеновское — поверхностью белого карлика через полярные области диска.

1. *Введение.* Исследованию симбиотической звезды AG Дракона посвящено большое количество разных статей. Особенно интересной делают ее следующие аспекты: эта симбиотическая звезда наиболее хорошо исследована как рентгеновский источник, имеются IUE-наблюдения, она является фотометрической переменной звездой с довольно хорошо определенным периодом. Совокупность этих данных, а также спектральные исследования, проведенные в Шемахинской обсерватории, позволяют нам попытаться создать феноменологическую модель, которая более или менее полно объясняла бы наблюдаемые особенности.

AG Dra (BD + 67°922, IRAS 16013 + 6656) является объектом на высокой галактической широте ($b_{II}=41°$). Ее γ-скорость около —150 км/с указывает, видимо, на то, что это объект сферической составляющей. Описания оптического спектра, проведенные разными авторами, показывают, что присутствуют одновременно эмиссионные линии низкого и высокого возбуждения. Различаются классификации холодного компонента: от G^7 до $K0I^b$.

Имеются разные точки зрения относительно природы объекта. Ипатов и Юдин [1], исходя из фотометрических и спектрофотометрических наблюдений, разрабатывают модель Роша, однако есть и работы, опирающиеся в основном на IUE-наблюдения, в которых утверждается, что в случае AG Dra мы имеем дело с аккрецией ветра холодной звезды [2]. В данной статье мы не ставили своей целью окончательно решить этот вопрос, а предлагаем лишь модель, которую мы считаем наиболее адекватной для описания AG Dra, при этом мы опираемся на кривые лучевых скоростей, определенные Гарсия [3] и нами.

2. *Наблюдения.* Наблюдения проведены в течение 1983—87 гг. на 2-метровом рефлекторе Шемахинской астрофизической обсерватории АН Азерб.ССР. Список использованных спектрограмм приведен в табл. 1. Там

Таблица 1

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ

Дата	φ	D (A/мм)	V_r (км/с) He II		Hβ		Hγ	
15/16.08.83	0.02	94	—131		—		—138	
				—147				
15/16.08.83	0.02	94	—152		—		—	
18/19.04.85	0.13	75	—124		—		—	
29/30.06.85	0.26	75	—138		—143		—144	
7/ 8.02.87	0.32	75	—123		—132		—	
18/19.02.87	0.34	75	—125		—		—	
18/19.05.84	0.52	75	—143		—		—	
				—138				
14/15.05.84	0.52	30	—133		—124		—132	
23/24.01.86	0.62		—158		—180		—157	
25/26.01.86	0.64	75	—166		—157		—162	
				—164		—155		—170
27/28.01.86	0.64	75	—160		—153		—178	
28/29.01.86	0.64	30	—164		—154		—169	
25/26.02.86	0.70	30	—173		—160		—175	
30/31.03.86	0.75	75	—162		—151		—154	
25/26.03.83	0.77	86	—165		—182		—170	
29/30.04.83	0.83	86	—165				—159	
11/12.05.83	0.85	86	—156		—		—153	
22/23.05.83	0.87	86	—163		—		176	
12/13.07.86	0.94	75	—153		—149		—146	
15/16.07.86	0.95	75	—150		—148		—143	
24/25.01.85	0.98	75	—166		—139		—152	
				—167		—150		—158
26/27.01.85	0.98	75	—168		—161		—164	

же приведены лучевые скорости, исправленные за движение Земли. Из-за слабости звезды удалось измерить лучевые скорости лишь по линиям He I λ 4686, H_β и H_γ. Измерения выполнялись компаратором Аббе типа

ИЗА-2. Средняя ошибка измерений спектрограмм с дисперсией 30 А/мм равна ± 6 км/с, а остальных — ±15 км/с.

В период наблюдений AG Dra находилась в активном состоянии, которое характеризовалось усилением горячего континуума и появлением иррегулярных вспышек даже в фильтре V. На рис. 1 приводится визуальная кривая блеска, построенная по данным [4—14]. В интервале J. D. (2445500—2446000), по данным [15], заметных изменений не было. Однако, за исключением одной спектрограммы, наши наблюдения были проведены в моменты, когда визуальная величина AG Dra была нормальной, что дает основание полагать, что лучевые скорости AG Dra не сильно искажены активными процессами.

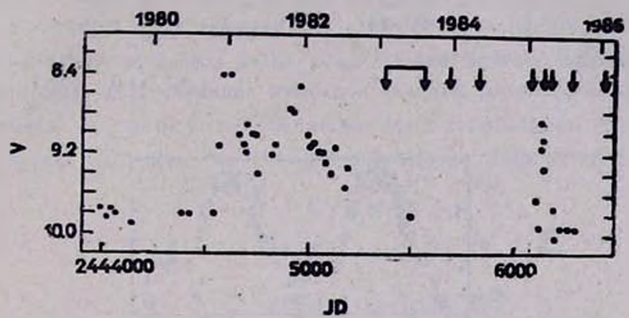


Рис. 1. Кривая блеска AG Dra в период 1979—1986 гг. в фильтре V. Стрелками обозначены моменты наблюдения лучевых скоростей (между двумя соединенными стрелками много спектрограмм.

На рис. 2 приведены, в относительных интенсивностях, контуры линий He II λ 4686 и области около [O III] λ 4363. Видно, что в 1983 г. ($\varphi = 0.69$) и в 1986 г. ($\varphi = 0.64$) линии He II были широкие и имели «подложку», а в 1985 г. ($\varphi = 0.98$) они были узкие и без «подложки». Отметим, что такая же подложка была наблюдена в апреле 1981 г. ($\varphi = 0.50$) у линии He II λ 1640 [16]. Крылья этих подложек указывают на очень большие скорости — 1000 км/с, однако скорее всего они возникают в результате рассеяния квантов вследствие столкновений со свободными электронами. В таком случае естественно предполагать, что они возникают около горячей звезды. Объяснения требует исчезновение подложки и синфазность с появлением [O III] λ 4363.

2. *Кривые лучевых скоростей*. Кривая лучевых скоростей К-звезды приближенно определяется наблюдениями Гарсия [3], из которых, несмотря на их очень малое количество, хорошо выявляется синусоидальное изменение с периодом изменения ультрафиолетового блеска по данным Оливерсена и Андерсон [17] (рис. 3а).

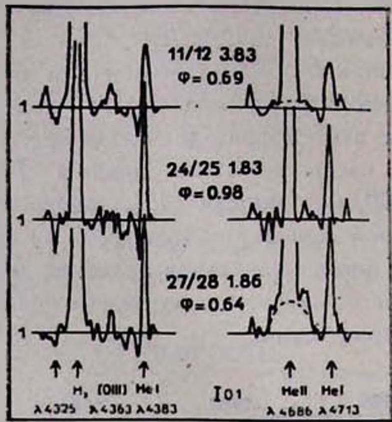


Рис. 2. Избранные контуры спектральных линий в спектре AG Dra в зависимости от фазы. Пунктиром отмечены широкие подложки линии He II λ 4686 при фазах 0.64 и 0.69.

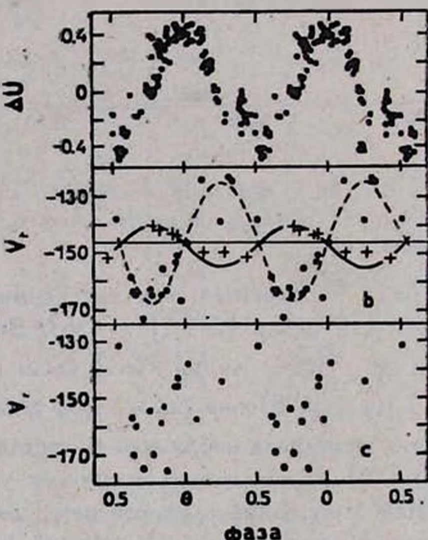


Рис. 3. Периодичность некоторых величин AG Dra: a) кривая блеска в спокойном состоянии звезды согласно [17], b) кривые лучевых скоростей: пунктир — по He II λ 4686, непрерывная линия — по линиям металлов согласно Гарсия [3], c) кривая лучевых скоростей по эмиссиям H_γ.

Полученные в Шемахинской обсерватории данные о лучевых скоростях позволяют построить и кривую лучевых скоростей по линии He II λ 4686. Обе эти кривые показаны на рис. 3 b. Наблюдения лучевых скоростей линии He II λ 1640 [5] по времени довольно близки к наблюдениям, проведенным в Шемахинской обсерватории, и тоже довольно хорощо удовлетворяют оптической кривой лучевых скоростей. Согласие с более ранними наблюдениями Роман [18] и Хуанга [19] хуже. Видимо, кроме орбитального движения имеются и другие долговременные процессы, искажающие иногда общую форму кривой лучевых скоростей по линиям He II. К этой проблеме мы вернемся при обсуждении модели.

На *рис.* 3с показаны лучевые скорости по линиям H_γ. Хотя и наблюдается слабовыраженная периодичность, видимо, область, излучающая водородные линии, имеет сложную структуру и/или отражает более активные процессы в объекте, чем возникающая вблизи белого карлика линия He II λ 4686.

На *рис.* 3b для приблизительной оценки параметров AG Dra как двойной звезды мы аппроксимируем кривые лучевых скоростей синусоидами, т. е. совершаем приближение круговых орбит. Получаем, что полуамплитуды $K_1 = 7.5$ км/с и $K_2 = 21$ км/с, а $\gamma = -148$ км/с. Согласно Мейнунгеру [20], $P = 554^d$.

Теперь по формулам, связывающим указанные величины с другими параметрами системы, получаем следующую информацию о AG Dra:

$$M_1 : M_2 = 2.8,$$

$$M_1 \sin^3 i = 0.98\ M_\odot,$$

$$M_2 \sin^3 i = 0.35\ M_\odot,$$

$$a_1 \sin i = 82\ R_\odot,$$

$$a_2 \sin i = 230\ R_\odot,$$

$$a \sin i = 312\ R_\odot.$$

Для контроля определяем по этим данным функцию масс: $f_1(M) = 0.024\ M_\odot$, которая точно совпадает с величиной, оцененной Гароия [3] из кривой холодной звезды.

Далее определяем массы и размеры системы в зависимости от угла i (табл. 2). Отметим, что угол i не может быть малым, иначе имело бы место затмение горячего источника и, учитывая его малые размеры [5], линия He II λ 4686 не наблюдалась бы при фазах ~ 0.5.

4. *Возможна ли в системе AG Dra аккреция звездного ветра?* Аккреция звездного ветра на белый карлик рассматривалась в работе Ливио и Варнера [21]. В дальнейшем использованные Ливио и Варнером формулы применялись для интерпретации O Ceti [22], RS Oph [23] и CH Cyg [24]. Лууд и Ягомяги [25] рассмотрели процесс аккреции в симбиотических звездах в более общем плане.

В данном пункте мы рассмотрим случай AG Dra, имея в виду орбитальные параметры в их зависимости от угла i между плоскостью орбиты

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ AG Dra В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАКЛОНА i

	Параметр \ i	90°	60°	50°	40°	39°
Общие	$M_1/M_\odot$	0.98	1.51	2.18	2.77	3.92
	$M_2/M_\odot$	0.35	0.54	0.78	0.99	1.40
	$a/R_\odot$	312	360	407	441	495
	$V_{орб}$	21	24.2	27.4	29.7	33.4
	$R_{б.к}/R_\odot$	0.018	0.014	0.010	0.0073	0.0037
$\dot{M}=10^{-8}\ M_\odot$/год	$R_{акк}/R_\odot$	159	210	258	296	356
$V_{ветер}=20$ км/с	$\dot{m}_{акк}$ [$M_\odot$/год]	$9.3\cdot10^{-10}$	$1.2\cdot10^{-9}$	$1.8\cdot10^{-9}$	$2.0\cdot10^{-9}$	$2.4\cdot10^{-9}$
	q	0.09	0.12	0.18	0.20	0.25
	$\lg L/L_\odot$	−0.25	0.18	0.64	0.93	1.46
	$R_{диск}/R_\odot$	20	35	66	83	121
$\dot{M}=5\cdot10^{-8} M_\odot$/год	$R_{акк}/R_\odot$	65	94	127	153	197
$V_{ветер}=40$ км/с	$\dot{m}_{акк}$ [$M_\odot$/год]	$6.2\cdot10^{-10}$	$9.4\cdot10^{-10}$	$1.5\cdot10^{-9}$	$1.8\cdot10^{-9}$	$2.5\cdot10^{-9}$
	q	0.012	0.019	0.031	0.037	0.050
	$\lg L/L_\odot$	−0.42	0.06	0.58	1.35	2.48
	$R_{диск}/R_\odot$	0.58	1.45	3.9	5.9	11.2

и картинной плоскостью. Формулы мы заново приводить не будем, они содержатся в работах [21, 25].

В табл. 2 приведены необходимые для обсуждения результаты расчетов. Радиус белого карлика рассчитан по формуле $R = -0.024 \lg M + 0.0072$ [25]. Мы рассматриваем два случая: 1) $\dot{M} = 10^{-8}$ $M_{\odot}$/год найдена по общеизвестной формуле Раймерса в работе Лууда и Леэдъярва [26], а скорость ветра принята равной 20 км/с; 2) $\dot{M} = 5 \cdot 10^{-8}$ $M_{\odot}$/год и скорость ветра 40 км/с. Приведенные параметры хорошо соответствуют реально измеренным величинам. Этот вопрос детально обсуждается в работе Лууда и Ягомяги [25]. Результаты расчетов даны в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что во всех случаях $R_{акк} < a$, что является условием применения формулы Ливио—Варнера. Всегда $R_{диск} < a$, следовательно, вокруг горячего компонента AG Dra имеется питаемый звездным ветром аккреционный диск. Светимость диска и доля аккрецирующего вещества растут с уменьшением наклона между орбитой и картинной плоскостью. Большие светимости, наблюдаемые в случае горячего компонента AG Dra, позволяют, вероятно, считать $i \approx 45°$. К уточнению выбора i мы еще вернемся. Отметим, что во всех случаях полость Роша не заполняется, если $R_{gK} = 38\ R_{\odot}$ [26].

5. *Распределение энергии.* Для исследования энергетического баланса в системе необходимо иметь хотя бы квазиодновременные всеволновые ряды наблюдений. Однако их мы никогда не имеем, поэтому при анализе распределения энергии всегда приходится учитывать всевозможные необнаруженные изменения блеска. При анализе распределения энергии мы считаем, что в системе AG Dra происходит дисковая аккреция звездного ветра холодного гиганта, т. е. задаем модель системы.

При исследовании распределения энергии мы опирались на распределение в красной и ближней инфракрасной областях спектра, где спектр красного гиганта фактически не искажен. В области $\lambda \geqslant 1$ мкм переменности звезды не наблюдается [1]. Поэтому на рис. 4 изображен спектр красного компонента на основе ИК-фотометрии по Гезари и др. [27] и по данным IRAS. Радиоизлучения, по данным Сиквист и др. [28], не обнаружено. Поскольку, начиная с $\lambda \gtrsim 20$ мкм, наблюдаются лишь верхние пределы, то мы считаем, что AG Dra не имеет ИК-эксцесса, и в длинноволновой области распределение энергии достаточно хорошо представляется распределением энергии K5 III гиганта [29].

Распределение в видимой и ультрафиолетовой областях спектра переменное. На рис. 4 представлено распределение энергии во время спокойствия объекта согласно кривой блеска V. Отметим, что по источнику данных IUE [16] изменения потока не связаны с периодическим движением, а характеризуют состояние активности горячего источника. На рис. 4 ультрафиолетовое излучение аппроксимируется чернотельным излучением $T = 29\,000$ К.

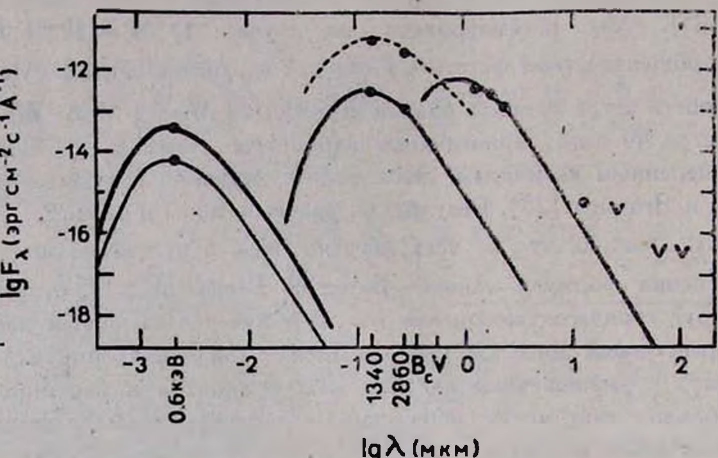


Рис. 4. Схематическое распределение энергии в спектре AG Dra. Жирные линии — аппроксимирующие три составляющие распределения чернотельного излучения, тонкая линия — рентгеновское излучение в его минимуме, пунктир — ультрафиолетовое излучение во время его максимальной интенсивности. Точки — измеренные потоки, галочки — верхние их пределы.

11 апреля 1980 г., тоже в период оптической неактивности, наблюдалось рентгеновское излучение AG Dra [30], которое характеризовалось эффективной температурой около $1.7\cdot10^6$ К и светимостью $L_x \approx 5\cdot10^{32}$ эрг/с. Это распределение также представлено на рис. 4.

Грубое приближение ультрафиолетового и рентгеновского излучений привело бы к распределению заметно более широкому, чем распределение чернотельного излучения, и светимость горячего источника намного превышала бы светимость красного гиганта. Поэтому нам кажется, что составной спектр аппроксимируется чернотельным излучением в трех областях спектра: рентгеновской, $T\approx1.7\cdot10^6$ К и $L_x\approx5\cdot10^{32}$ эрг/с, ультрафиолетовой, $T\approx29\,000$ К и $L_{уф}\approx8.5\cdot10^{34}$ эрг/с, и красной-инфракрасной, $T\approx4200$ К и $L_{gK}\approx1.5\cdot10^{36}$ эрг/с.

Следовательно, при моделировании системы мы должны определить три источника излучения. Это, конечно, не просто чернотельные источники. Положение самое сложное в случае ультрафиолетового источника, который, несомненно, имеет сложную структуру, ведь помимо континуума наблюдается и излучение разреженного газа.

Лутц и др. [31] указали на присутствие областей, излучающих ультрафиолетовое излучение, которые имеют $n_e = 10^6$—10^9 см$^{-3}$. Наблюдаемый сильный континуум и отрицательный бальмеровский скачок [32] тоже свидетельствуют о сложной структуре ультрафиолетового источника.

6. *Феноменологическая модель AG Dra.* Приступим к построению феноменологической модели AG Dra, с помощью которой можно было бы описать основные свойства системы. Мы имеем несколько возможностей в зависимости от принятого угла наклона орбиты. В предыдущем разделе мы оценили светимость горячего источника $L = 8.5 \cdot 10^{34}$ эрг/с, откуда получаем $\lg L/L_{\odot} = 1.35$, т. е. нужно выбрать модель с $i \approx 45°$, иначе аккреция не обеспечивает светимости горячего источника. В таком случае в системе не наблюдается затмения и нужно объяснить кривую блеска в фильтре без привлечения затмения. Такая попытка была предпринята в работе Оливерсена и Андерсон [17], где рассматривается возможность получения U-кривой в предположении наличия горячего пятна. Плавец [33] указал на обстоятельство, что кривую блеска в фильтре U (из-за наличия бальмеровского скачка в полосе пропускания) трудно интерпретировать, поскольку не всегда понятно, в какой степени это отражает процессы, связанные с околозвездным газом или с поверхностью звезды. В дальнейшем мы будем считать, что обращенная к горячему источнику сторона К-звезды излучает больше ультрафиолетового излучения, частично из-за нагрева поверхности, но в основном из-за ионизации околозвездного газа, который дает сильное ультрафиолетовое излучение за бальмеровским скачком. При этом вклад излучения газа в суммарное излучение на длинах волн короче бальмеровского скачка наибольший из области, близкой к холодной звезде. Для точного исследования этого процесса нужны целенаправленные наблюдения.

Еще несколько слов о возникновении водородных линий. По рис. 3b и 3c, несмотря на низкое качество кривой лучевых скоростей по H_{γ}, можно сказать, что она синфазна с кривой по He II. Следовательно, водородные линии тоже возникают в аккреционном диске. Искажения кривой вызваны двумя причинами: неоднородностью аккреции, которая больше всего выражается в неплотных частях аккреционного диска, и излучением водорода в области вблизи красного гиганта.

Итак, мы имеем феноменологическую модель AG Dra, которая приведена на рис. 5. По наклонной орбите ($i \approx 45°$) расположена пара — гигант K5 и белый карлик, аккрецирующий ветер красного гиганта через аккреционный диск. Гигант излучает красное-инфракрасное излучение, в желто-зеленой области спектра прибавляется излучение аккреционного диска, которое вместе с излучением околозвездной среды наблюдается как доминирующая составляющая в ультрафиолетовой области; рентгеновское излучение исходит с поверхности белого карлика, из его полярных областей.

Необходимо сделать выбор между двумя вариантами по табл. 2. Кажется, что модель с малым аккреционным диском более вероятна. В таком случае можно ожидать, что температура достаточно высока для того, чтобы ионизировать околозвездный газ, и полярная плотность достаточно мала для того, чтобы в полярных областях наблюдалось рентгеновское излучение.

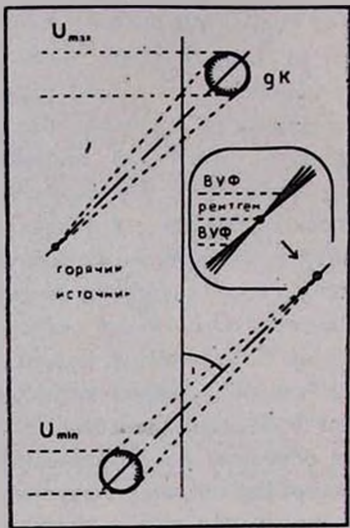


Рис. 5. Объяснение модели AG Dra. Заштрихованная область на поверхности gK-звезды освещается горячим источником и имеет ультрафиолетовый избыток из-за излучения околозвездного водорода за бальмеровским скачком. Это излучение наблюдается лишь тогда, когда gK-звезда за картинной плоскостью. Ультрафиолетовый континуум излучается аккреционным диском, рентгеновское излучение выходит из его внутренних частей около поверхности аккрецирующего белого карлика.

Учитывая все неопределенности, пока рано начинать уточнение модели.

7. *Заключение.* В данной статье мы получили следующие основные результаты: а) показали, что AG Dra является двойной звездой с видимыми линиями обоих компонентов; б) показали, что совокупность наблюдательных фактов можно интерпретировать с помощью модели с дисковой аккрецией ветра красного гиганта белым карликом.

Наиболее вероятные параметры системы следующие:

$$M_{gK} = 2.8\ M_{\odot}, \quad \dot{M} = 5\cdot 10^{-8}\ M_{\odot}/\text{год}$$
$$M_{\text{б.к.}} = 1.0\ M_{\odot}, \quad q = 0.037$$
$$a = 440\ R_{\odot}, \quad R_{\text{диск}} = 6 R_{\odot}$$
$$V_{\text{орб}} = 30\ \text{км/с}$$

Однако мы не в состоянии доказать единственность нашей модели. Имеющиеся наблюдательные данные допускают и другие интерпрстации (см., например, Ипатов и Юдин [1]). Учитывая, что AG Dra имеет малое $E(B-V) = 0.06$ и большое расстояние (0.7—1.2 кпк), прямые наблюдения структуры вряд ли возможны, поскольку требуется разрешение около 0."001. Поэтому путь к выяснению истины заключается только в комплексных наблюдениях высокой точности. Особенно важно повышение точности лучевых скоростей по разным линиям.

Авторы выражают благодарность А. Линнас, Л. Кивиранд и Х. Тургулайнен за помощь при оформлении данной статьи.

Шемахинская астрофизическая обсерватория
Институт астрофизики и физики атмосферы АН Эст.ССР

ON THE MODEL OF THE SYMBIOTIC STAR AG DRA

H. MIKAILOV, L. LUUD

The radial velocities of the He II λ 4686 line from the Shemakha Observatory indicate that AG Dra is a spectroscopic binary whose spectra of both components are observable. The following parameters of the system have been determined: $K_1 = 7.5$ km/s, $K_2 = 21$ km/s and $\gamma = -148$ km/s. For the period of 554-d found by Meinunger we have $M_1 : M_2 = 2.8$, $M_1 \sin^3 i = 0.98\ M_\odot$, $M_2 \sin^3 i = 0.35\ M_\odot$ and $a \sin i = 312 R_\odot$. The model of a white dwarf accreting K-giant's wind is proposed. We have adopted a gK-star with the mass loss rate $5 \cdot 10^{-8}\ M_\odot$/yr and a white dwarf with an approximate mass of 1—1.2 $M_\odot$ as the most adequate case. The ultraviolet flux is radiated by small disk and the X-ray flux from the polar areas of the disk.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. П. Ипатов, Б. Ф. Юдин*, Астрофизика, 25, 435, 1986.
2. *E. M. Leibowitz, L. Formiggini, H. Netzer*, ESA Spec. Publ., ESA Sp-236, 109, 1985.
3. *M. R. Garcia*, Astron. J., 91, 1400, 1986.
4. *О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин*, Астрон. ж., 59, 92, 1982.
5. *R. Viotti, A. Altamore, G. B. Baratta, A. Cassatella, M. Friedjung*, Astrophys. J., 283, 226, 1984.
6. *J. Bortle*, IAU Circ., No. 3554, 1981.
7. *D. Chochol, L. Hric, A. Skopal, J. Papusek*, Con. Astron. Observ. Skalnate Pleso, 12, 261, 1984.

8. *M. T. Martel, R. Gravina,* IBVS, No. 2750, 1985.
9. *W. Wenzel,* IAU Circ, No. 4038, 1985.
10. *J. Bortle, K. Medway, G. M. Hurst, S. Lubbock,* IAU Circ, No. 4045, 1985.
11. *J. Bortle,* IAU Circ, No. 4054, 1985.
12. *J. Bortle,* IAU Circ, No. 4073, 1985.
13. *J. Bortle,* IAU Circ, No. 4091, 1985.
14. *J. Bortle,* IAU Circ, No. 4106, 1985.
15. *R. Luthardt,* IBVS, No. 2789, 1985.
16. *R. Viotti, O. Ricciardi, D. Ponz, A. Giangrande, M. Friedjung, A. Cassatella, G. B. Baratta, A. Altamore,* Astron. and Astrophys., 119, 285, 1983.
17. *N. A. Oliversen, C. M. Anderson,* in "The Nature of Symbiotic Stars," IAU Coll. 70, eds. T. Friedjung, R. Viotti, Reidel, Dordrecht, 1982, p. 177.
18. *N. G. Roman,* Astrophys. J., 117, 467, 1953.
19. *C. C. Huang,* in "The Nature of Symbiotic Stars", IAU Coll. 70, eds. M. Friedjung, R. Viotti, D. Reidel, Dordrecht, 1982, p. 151.
20. *L. Meinunger,* IBVS, No. 1611, 1979.
21. *M. Livio, B. Warner,* Observatory, 104, 152, 1984.
22. *D. Reimers, A. Cassatella,* Astrophys. J., 297, 271, 1985.
23. *M. Livio, J. W. Truran, P. F. Webbink,* Illinois Astronomy, IAP 86—34, 1986.
24. *Л. Лууд, Т. Томов, Я. Венник,* Астрофизика (в печати).
25. *Л. Лууд, М. Ягомяги,* Астрофизика (в печати).
26. *Л. Лууд, Л. Леэдьярв,* Астрофизика, 24, 265, 1986.
27. *Y. Gezari, M. Schmitz, J. M. Mead,* NASA Reference Publication, 1118, 1984.
28. *E. R. Sequist, A. R. Tailor, S. Batton,* Astrophys. J., 284, 202, 1984.
29. *Л. Лууд, Т. Тувикене,* Астрофизика, 26, 457, 1987.
30. *C. M. Anderson, J. P. Cassinelli, W. T. Sanders,* Astrophys. J., 247, L127, 1981.
31. *J. Lutz, J. Dall, T. Lutz, D. Kolb,* Publ. Astr. Soc. Pacific, 98, 1105, 1986.
32. *Э. А. Исмаилов, Х. М. Микаилов,* Астрофизика, 25, 447, 1986.
33. *M. Plavec,* in "The Nature of Symbiotic Stars", IAU Coll. 70, eds. M. Friejung, R. Viotti, D. Reidel, Dordrect, 1982, p. 177.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524.354.7

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ БЛЕСКА КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ SS Aur В МИНИМУМЕ БЛЕСКА

Г. Г. ТОВМАСЯН

Поступила 11 февраля 1987
Принята к печати 20 июля 1987

Приведены результаты пятицветной UBVRI-фотометрии карликовой новой SS Aur. Показано, что у этой звезды в минимуме блеска присутствуют квазипериодические колебания с характерным периодом 20—30 минут. Эти колебания блеска со значительными амплитудами были зарегистрированы в течение пяти достаточно разделенных по времени ночей. В *U* и *B* полосах амплитуда колебаний превосходит $0^m.5$ и зависит от уровня общей светимости. Сделано предположение, что эти колебания возникают в связи с нестабильностью диска или же автоколебаниями фронта ударной волны на горячем пятне.

1. *Одной из характерных* особенностей катаклизмических переменных и, в частности, карликовых новых, является наличие в кривых блеска этих звезд периодических колебаний блеска во время вспышки. Они бывают различными по характеру. Это, так называемые, когерентные осцилляции с характерными периодами 10—30 с, амплитудами $\leqslant 0^m.01$ и квазипериодические колебания с периодами в 3—5 раз большими, доходящими в некоторых системах до $1.2 \cdot 10^3$ с амплитудами около $0^m.05$ [1].

Предположений об источниках возникновения периодических изменений достаточно много [1]. Наиболее вероятно, что когерентные осцилляции связаны с белым карликом или граничной областью между ним и диском, а квазипериодические колебания — с внешними областями диска. Необходимо отметить, что квазипериодические колебания, по-видимому, не связаны с областью горячего пятна, так как таковые наблюдались также во время затмения области горячего пятна в системе U Gem [2].

В настоящей работе обсуждаются обнаруженные нами квазипериодические колебания блеска звезды SS Aur. Следует обратить внимание на то, что рассмотренные здесь колебания сильно отличаются от описанных выше — у них достаточно нетипичный период, около 1500 с, большая амплитуда (до $0^m.7$ в цвете *U*) и, самое главное, что эти колебания наблюдаются в минимуме блеска. Какие-либо данные о периодических изменениях во время вспышки у SS Aur нам не известны.

На основе данных, полученных в одну из ночей наблюдений карликовой новой SS Aur на АЗТ-11 КрАО с помощью пятиканального фотометра, нами было указано на возможные периодические изменения блеска этой тесной системы с периодом в 21^m [3], в то время как ее орбитальный период составляет 4^h20^m. В работе [3] в качестве наиболее вероятного источника периодических колебаний блеска рассматривалось вращение белого карлика.

С тех пор на том же телескопе и с той же аппаратурой выполнены новые наблюдения этой звезды, любезно предоставленные нам Н. М. Шаховским и Ю. С. Ефимовым. Описание методики наблюдений и обработки данных приводится в работе [3]. Даты наблюдений и их продолжительности приведены в табл. 1.

Таблица 1

НАБЛЮДЕНИЯ SS Aur И ОБНАРУЖЕННЫЕ ПЕРИОДЫ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА

Дата	Начало (местное время)	Продолжительность	Периоды
3.04.1984	$18^h03^m55^s$	2^h09^m	21^m, $28^m\!.8$
25.08.1985	04 36 34	0 40	недостаточно точек
28.08.1985	04 09 15	1 20	27^m
30.08.1985	04 11 03	1 07	19^m
25.11.1985	04 11 21	1 00	23^m

Новые наблюдения, несмотря на их относительно малую продолжительность, убедительно свидетельствуют о наличии периодических колебаний блеска карликовой новой SS Aur. Ниже приводятся результаты обработки наблюдений всех ночей, в течение которых были обнаружены периодические изменения.

Как оказалось, период изменений блеска карликовой новой SS Aur в минимуме непостоянен и меняется от ночи к ночи в пределах от 20^m до 30^m. На рис. 1 приведены энергетические спектры наблюдений, полученные в каждую из ночей, а в табл. 1 — значения периодов, соответствующих пикам в спектрах мощности.

Как видно из рисунков, спектры мощности довольно похожи друг на друга — везде есть сильный пик в районе 50—60 1/день (20—30 мин), а в спектре, относящемся к 3. 04. 84 г., два пика, соответствующих периодам в 21^m и $28^m\!.8$ соответственно (рис. 1d). Что касается данных этой ночи, то здесь необходимо дать некоторое пояснение. В [3] отмечалось, что стандартная звезда наблюдалась приблизительно с периодом в 25—30 минут, и поэтому в спектральном окне на этой же частоте присутствовал экстремум, в связи с чем и пик в спектре мощности был отнесен к наблюдениям стандарта. Однако при повторном анализе интервалы, соответствующие

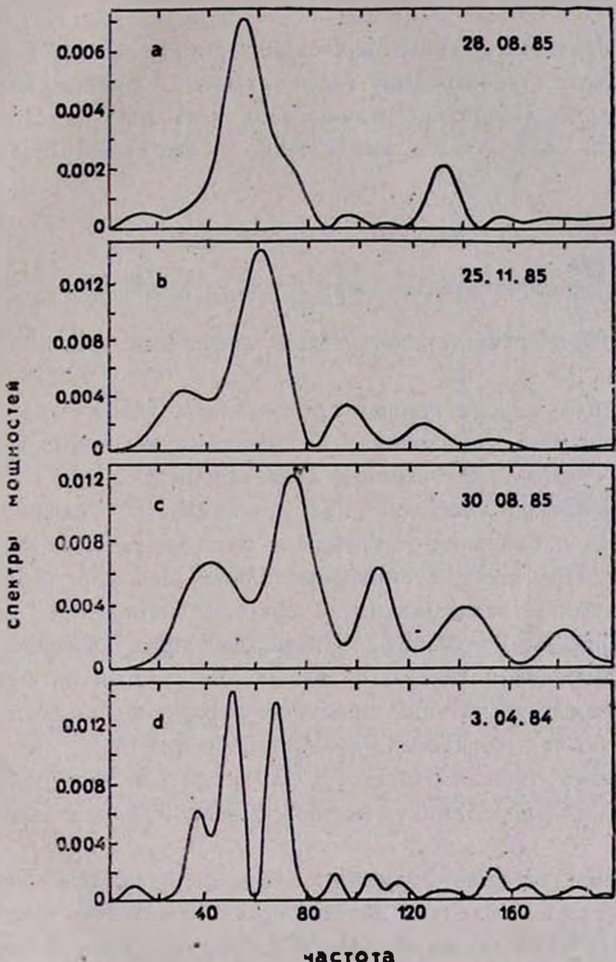


Рис. 1. Спектры мощностей SS Aur, полученные по наблюдениям в различные ночи. По оси абсцисс отложены частоты, выраженные в числах колебаний в день.

наблюдениям стандартной звезды, были восполнены точками, близкими к соседним значениям наблюдений исследуемой звезды, и только после этого было проведено фурье-преобразование. Как и следовало ожидать, экстремум в спектральном окне пропал, однако пик в спектре мощности стал сильнее, что, конечно, свидетельствует о наличии периодических изменений блеска звезды также с периодом 28^m8 мин.

Таким образом, в ночь на 3. 04. 84 г. в кривой блеска звезды присутствовали примерно с одинаковой степенью достоверности периодические колебания с периодами в 21^m и 28^m8.

2. *Для проверки полученных* значений периодов нами было проведено описание имеющихся наблюдений гармоническими функциями с обнаруженными периодами. Поскольку в нашу задачу входило описание периодических колебаний без учета амплитуды, то была выбрана простейшая функция

$$m = m_0 + a_1 \sin \omega t + a_2 \cos \omega t, \tag{1}$$

где частота $\omega = \dfrac{2\pi}{T}$ принималась равной обнаруженным периодам. А для данных ночи 3. 04. 84 г. была использована сумма двух функций (1) с разными периодами.

На рис. 2 полученные кривые представлены графически. В качестве точек на этих рисунках приводятся не звездные величины в каком-либо из фильтров, а суммы отклонений в двух фильтрах, U и B, от среднего значения, полученного линейной интерполяцией. Это сделано для того, чтобы, во-первых, избавиться от тренда и, во-вторых, повысить отношение сигнала к шуму. При этом рассмотрены только полосы U и B, в которых амплитуды колебаний максимальны, а ошибки измерений минимальны. Как видно из рис. 2, полученные кривые достаточно хорошо описывают периодичность изменений блеска, с учетом, что на периодические изменения блеска накладывается также присущая карликовым новым неправильная переменность, так называемое явление фликеринга.

Таким образом, кривая блеска SS Aur испытывает периодические колебания блеска с периодами, меняющимися от ночи к ночи в области 20—30 минут.

Распределение энергии излучения, обуславливающего периодические изменения блеска, в последних наблюдениях аналогично распределению, полученному в [3] для данных 30. 12. 83 г. Это еще раз подтверждает, что источник периодических колебаний связан с источником общего повышения блеска системы.

В [3], как уже указывалось, наиболее вероятным источником периодических изменений блеска было принято вращение белого карлика. Учитывая все доводы, приводимые в [3], о том, что 3. 04. 84 г. звезда находилась в пониженном состоянии блеска и распределение ее энергии в это время описывается суммой излучений белого и красного карликов, один из периодов, выявленных в эту ночь, по-видимому, возможно приписать вращению белого карлика. Что же касается второй составляющей, выявленной в ночь 3.04.84 г., а также периодических изменений, обнаруженных в другие ночи, то, вероятно, эти изменения связаны с неоднородностями в системе струя—диск.

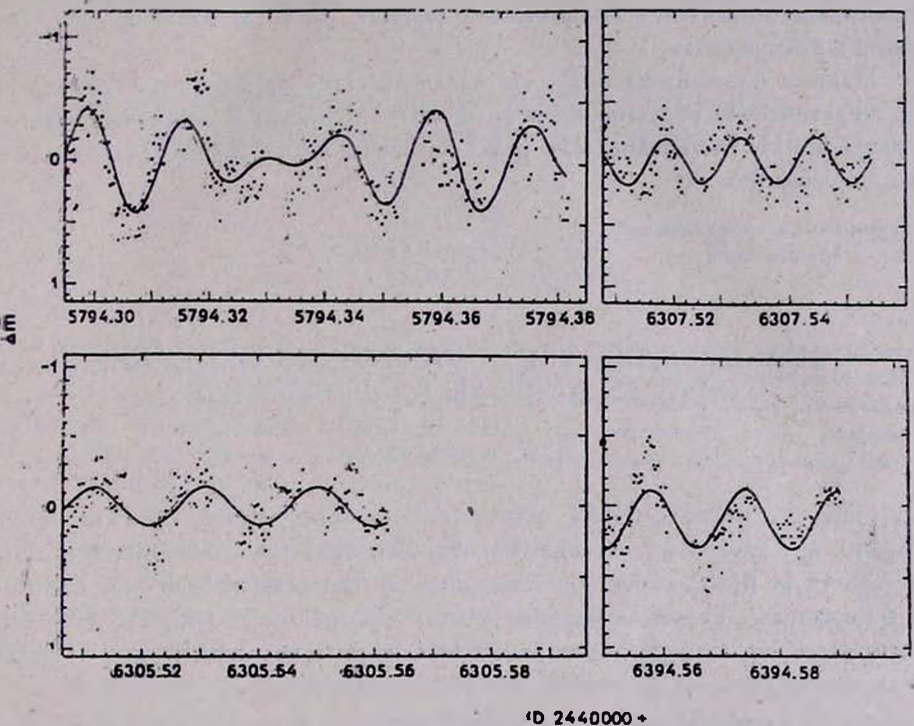


Рис. 2. Кривые блеска SS Aur в минимуме. Точки получены сложением отклонений значений величин в U и B от среднего значения. $Mag = (U_i - \bar{U}) + (B_i - \bar{B})$. Кривые соответствуют синусоидам с соответствующими периодами (см. текст).

3. *Можно выделить три* возможные области локализации источника периодической переменности: граничный слой, граница горячего и холодного диска и горячее пятно—место соударения вытекающей из красного карлика материи с диском.

В работах [4, 5], где ставилось целью моделирование вспышки катаклизмических переменных, при расчетах временных моделей нестабильности дисков, связанных с границей между ионизованными и нейтральными частями диска при постоянной α, получаются квазипериодические колебания блеска с малой амплитудой, но, естественно, с периодами, по крайней мере, на порядок большими, чем в нашем случае. Более близкие значения периодов и амплитуд получаются в теории неустойчивости волн на поверхности фронта ударной волны. Колебательная неустойчивость состоит в том, что фронт ударной волны раскачивается относительно своего стационарного положения, вызывая соответствующие изменения температуры и светимости газа за фронтом. Работы в этой области были предприняты еще в начале 70-х годов Тарановым [6], сейчас более детальные теории с временными моделями развиваются в работах [7, 8] и ссылках, содержащихся в этих работах.

Нами в ближайшем будущем предполагается опубликовать результаты теоретических расчетов временных моделей диска. В заключение автор благодарит Н. М. Шаховского и Ю. С. Ефимова за предоставление данных наблюдений.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

QUASIPERIODIC LIGHT VARIATIONS OF DWARF NOVA SS AURIGAE AT QUIESCENCE

G. H. TOVMASSIAN

The results of *UBVRI* photoelectric observations of dwarf nova SS Aur are presented. It has been shown that there are quasiperiodic variations in light curve of this star of the order of 20—30 minutes at quiescence. These variations observed during five nights with different time lag between them have had significant amplitudes at shorter wavelenghts. At U and B bands the amplitudes of variations have been $\gtrsim 0^m.5$ and did not depend on the general luminosity of the system.

It has been suggested that disk instability or shock waves at hot spot are responsible for the observed quasiperiodic light variations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. Warner*, Astrophys. and Space. Sci., 118, 271, 1986.
2. *E. L. Robinson, R. E. Nather*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 39, 461, 1979.
3. *Ю. С. Ефимов, Г. Г. Товмасян, Н. М. Шаховской*, Астрофизика, 24, 227, 1986.
4. *F. Meyer*, Astron. and Astrophys., 131, 303, 1984.
5. *S. Mineshige, Y. Osaki*, Publ. Astron. Soc. Jap., 37, 1, 1985.
6. *В. И. Таранов*, Астрофизика, 7, 295, 1971.
7. *J. N. Imamura, M. T. Wolff, R. H. Durisen*, Astrophys. J., 276, 667, 1984.
8. *S. H. Langer, G. Chanmugam, G. Shaviv*, Astrophys. J., 258, 289, 1982.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 523.3—735

О ПРИРОДЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НОВОЙ ЗМЕЕНОСЦА (Н 1705—25)

В. А. КРОЛЬ

Поступила 10 сентября 1986
Принята к печати 20 июля 1987

На основании механизма теплового тормозного излучения тонкого слоя газа из околозвездной оболочки, разогретого сильной ударной волной при вспышке новой, дается объяснение природы рентгеновского излучения от источника Новая Змееносца (Н 1705—25). Получено аналитическое выражение для измеряемого потока фотонов с изменяющимися со временем интенсивностью и спектральным распределением. Рассчитанный спектр хорошо согласуется с наблюдаемым.

1. *Новоподобные рентгеновские источники.* Среди звездообразных рентгеновских источников выделяется класс новоподобных [1, 2]. Новоподобные источники внезапно появляются на небесной сфере, у них наблюдается повышение интенсивности излучения до максимума в течение короткого времени, затем происходит спад интенсивности с неким характерным временем. В настоящее время неизвестны расстояния до этих объектов. Если они находятся на расстоянии в 1 кпк, тогда светимость рентгеновских новых достигает 10^{37} эрг/с.

Новоподобные рентгеновские источники наряду с вариацией полной интенсивности излучения характеризуются также систематическим изменением спектрального распределения. Возможно существует связь между классическими и рентгеновскими новыми. Присутствие в спектре линии λ 4686 He II является характерной особенностью оптического излучения отряда идентифицированных новоподобных рентгеновских источников [3].

Среди этих источников можно выделить две группы объектов, на что указывают данные наблюдений спектров излучения [4]. К первой группе относятся, так называемые, «мягкие» источники, тепловой спекгр которых характеризуется $kT \lesssim 7$ кэВ. В их спектрах не наблюдается пульсаций, характерное время спада интенсивности излучения более месяца.

Во вторую группу входят «жесткие» источники, отличительной особенностью которых является наличие пульсаций в спектре излучения, а также короткое время жизни, более низкая, в среднем, светимость в максимуме яркости. Тепловой спектр этих источников характеризуется $kT \gtrsim 15$ кэВ.

В большинстве рассматриваемых моделей рентгеновских новых процесс аккреции на нейтронную звезду, черную дыру или белый карлик в двойных системах считается ответственным за генерацию высокоэнергетического излучения [5]. При этом предполагается, что рентгеновская вспышка происходит при резком увеличении темпа аккреции на компактный объект, а тепловое тормозное излучение горячего газа в аккреционном диске формирует наблюдаемый рентгеновский спектр.

У некоторых источников наблюдаются сложные спектры, для описания которых кроме теплового тормозного излучения привлекались другие механизмы генерации рентгеновских лучей, как, например, комптонизация потока излучения в [6]. Для объяснения таких спектров предлагался вариант модели, в котором высокоэнергетическая часть спектра генерируется в аккреционном диске, а низкоэнергетическая своим происхождением обязана комптоновскому рассеянию жесткого излучения на холодной среде короны, окружающей аккреционный диск.

2. *Рентгеновская Новая Змееносца (Nova Ophiuchi H 1705—25).* До появления статьи Вилсона, Ротсхилда [7] рентгеновская Новая Змееносца относилась к первой группе источников. В работе [3] приведены результаты наблюдений спектра излучения этого объекта. Вилсон, Ротсхилд [7] показали, что спектр Новой H 1705—25 в диапазоне энергий 1—200 кэВ имеет сложный вид. Он представляет собой как бы композицию из двух спектров: теплового с $kT \approx 2$ кэВ на интервале энергий $1 \div 10$ кэВ и теплового с $kT \approx 32$ кэВ, либо степенного с показателем $\alpha \approx 2.2$ на интервале $10 \div 200$ кэВ (см. рис. 1). Природа такого спектра не ясна.

В настоящей работе предлагается вариант возможного объяснения природы рентгеновского излучения от новоподобного источника H 1705—25, основанный на привлечении теплового тормозного излучения тонкого слоя газа, разогретого сильной ударной волной при вспышке новой, как основного механизма генерации излучения в нем.

При вспышке новой звезды от нее отрываются внешние слои, образующие, так называемую, главную оболочку. Взаимодействие главной и околозвездной оболочек приводит к появлению сильной ударной волны, так как обычно скорость расширения главной оболочки во много раз превышает скорость звука в околозвездной среде. Пересекая ударный фронт, газ околозвездной оболочки подвергается сжатию. При этом часть кинетической энергии расширяющейся главной оболочки, выброшенной при взрыве, трансформируется в тепловую энергию газа околозвездной оболочки. Температура его в результате этого значительно повышается. Остызая, возмущенный ударной волной газ будет излучать в рентгеновском диапазоне.

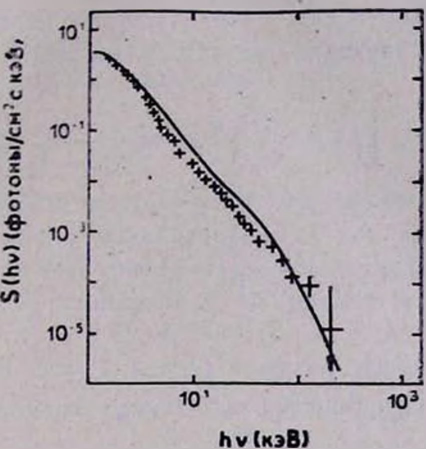


Рис. 1. Данные наблюдений спектра рентгеновского излучения от источника Новая Змееносца в интервале энергий 1—200 кэВ [7]. Непрерывная кривая — зависимость $S(h\nu)$, рассчитанная по формуле (10).

3. *Рентгеновское излучение при вспышке новых звезд.* Главная оболочка действует как сферический поршень на околозвездную оболочку, в которой распределение плотности в невозмущенном состоянии описывается формулой [8]:

$$\rho_0(r) = \rho_0(r_0)(r_0/r)^2, \quad \rho_0(r_0) = \rho_{00}. \tag{1}$$

Невозмущенная и возмущенная расширением главной оболочки газовые среды при этом разделены фронтом сильной ударной волны. Распространение сильной ударной волны по околозвездной оболочке в приближении сферической симметрии главной и околозвездной оболочек исследовалось В. Г. Горбацким [8]. Аналитические выражения для профилей плотности $\rho(r, t)$ и температуры $T(r, t)$ газа за фронтом ударной волны приведены в монографии [8]. Профиль температуры $T(r, t)$ газа может быть представлен в виде [9]:

$$T(r, t) = Br^2\sqrt{1 - \left(1 - \frac{1}{G_0^2}\right)\cdot\left(\frac{R}{r}\right)^2}. \tag{2}$$

Здесь

$$B = \frac{3G_0 m}{16\,k(G_0 - 1)}\cdot\xi_0^4\left(\frac{K_0}{R^2\rho_{00}}\right)^2, \tag{3}$$

$$R = \xi_0 (K_0/\rho_{00})^{1/2} \cdot t^{1/2} \qquad (4)$$

— координата фронта ударной волны, распространяющейся по околозвездной оболочке, $\xi = (\rho_{00} r^2/K_0 t)^{1/2}$ — безразмерная переменная. Тогда ξ_0 — значение ξ, соответствующее фронту ударного разрыва, и определяется выражением:

$$\xi_0^2 = 2\left[\left(1 - \frac{1}{G_0}\right)\left(1 + \ln\frac{G_0}{G_0 - 1}\right)\right]^{-1}. \qquad (5)$$

Плотность газа $\rho(r, t)$ за фронтом ударной волны связана с невозмущенной плотностью $\rho_0(r)$ околозвездной оболочки следующим образом: $\rho(r, t) = G(\xi)\cdot\rho_0(r)$, где $G(\xi)$ — так называемая функция-представитель, зависящая только от ξ. Величина G_0 — значение функции $G(\xi)$ на фронте волны, т. е. $G_0 = G(\xi_0)$. В отсутствие стоков энергии внутри фронта ударного разрыва $G_0 \approx 4$, $\xi_0^2 \approx 2$. Величина K_0 — количество движения, приходящееся на единицу поверхности главной оболочки*.

Из выражений для $\rho(r, t)$, $T(r, t)$ видно, что при $r \to r_1 = R\sqrt{1 - \frac{1}{G_0^2}}$ значение $\rho \to \infty$, $T \to 0$. Это означает, что часть вещества околозвездной оболочки, возмущенного ударной волной, остывая присоединяется к главной оболочке, играющей роль поршня. Анализ зависимостей $\rho(r, t)$, $T(r, t)$ показывает, что в околозвездной оболочке за фронтом ударной волны образуется горячий тонкий (так как $4 \leqslant G_0 < \infty$) слой сжатого газа, температура которого убывает до значения температуры главной оболочки, а плотность возрастает до значения плотности главной оболочки при $r \to r_1$. Толщина слоя ΔR равна $\Delta R = R - r_1 = R\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{G_0^2}}\right)$. Газ в этом слое, нагретый ударной волной до температуры $T \gtrsim 10^7$ K, будет излучать в рентгеновском диапазоне, при этом тепловое тормозное излучение горячего газа является основным механизмом генерации рентгеновских лучей [10]. Спектр рентгеновского излучения с учетом частотно-температурной зависимости фактора Гаунта [11] вычисляется по формуле:

$$F(h\nu) = 2\pi\left(\frac{G_0 - 1}{G_0}\right)^2 \frac{\rho_{00}^2 r_0^4}{kR} q_0 h \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} g_{ff}(\nu, T)\,\frac{dT}{T^{3/2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \qquad (6)$$

---

* Профили $\rho(r, t)$, $T(r, t)$, были получены в предположении, что сбрасываемая оболочка расширяется по инерции и что выполняется условие постоянства количества движения оболочки и приведенного ею в движение газа.

Здесь T_{max} — температура возмущенного газа непосредственно за фронтом волны [8], T_{min} — температура остывающего газа за фронтом ударной волны, при которой остается ощутимым вклад в суммарное рентгеновское излучение слоев с этой температурой (при вычислениях положим $T_{min} \simeq 10^6$ K), $q_0 = 5.0 \cdot 10^{20}$ эрг см^3 с$^{-1}$ г$^{-2}$ град$^{-1/2}$, фактор Гаунта $g_{ff}(\nu, T)$ аппроксимируется выражением [12]

$$g_{ff}(\nu, T) = 0.8\,(kT/h\nu)^{2/5}, \quad h\nu/kT \gtrsim 0.1. \tag{7}$$

В результате интегрирования для $F(h\nu)$ получим:

$$F(h\nu) = 1.6\,\pi\left(\frac{G_0 - 1}{G_0}\right)^2 \frac{q_0 h\rho_{00}^2 r_0^4}{R\sqrt{kh\nu}}\,\Delta\gamma\,(\nu,\ T_{min},\ T_{max}), \tag{8}$$

где

$$\Delta\gamma\,(\nu,\ T_{min},\ T_{max}) = \gamma\left(\frac{1}{10};\ \frac{h\nu}{kT_{min}}\right) - \gamma\left(\frac{1}{10};\ \frac{h\nu}{kT_{max}}\right), \tag{9}$$

$\gamma\,(\alpha,\ z)$ — неполная гамма-функция. Значение фиксируемого потока фотонов в окрестности Земли вычисляется по формуле: $S(h\nu) = F(h\nu/)$ $4\pi d^2 \cdot (h\nu)$, d — расстояние до звезды. Учитывая зависимость $R(t)$ (4), /а также соотношение (8), запишем $S(h\nu)$ в виде:

$$S(h\nu) = 6.0 \cdot 10^{25}\left(\frac{G_0 - 1}{G_0}\right)^2 \frac{q_0 h\rho_{00}^{5/2} r_0^4}{\xi\,(K_0 t)^{1/2} d^2 \sqrt{k}}(h\nu)^{-3/2} \cdot \Delta\gamma\,\frac{\text{фотон}}{\text{кэВ см}^2\ \text{с}}. \tag{10}$$

Из (10) видно, что интенсивность излучения уменьшается с ростом t, причем $S(h\nu) \sim t^{-1/2}$. Видно также, что спектральное распределение исследуемого рентгеновского излучения изменяется со временем. Температура непосредственно за фронтом волны T_{max} зависит от t, следовательно, $\Delta\gamma\,(\nu,\ T_{min},\ T_{max})$ меняется с течением времени, изменяя при этом характер спектра.

Уменьшение интенсивности излучения с течением времени сопровождается обрезанием высокоэнергетической части спектра, так как скорость падения интенсивности потока фотонов неодинакова на разных участках спектра: этот процесс идет быстрее в высокоэнергетической области. Об этом свидетельствует форма рентгеновской вспышки, т. е. эволюция потока $S_\nu(t) = S(h\nu_{фиксир},\ t)$.

4. *Сравнение теоретических расчетов с данными наблюдений.* На рис. 1 представлены данные наблюдений спектра рентгеновского излучения Новой Змееносца. Здесь же для сравнения представлено графическое выражение потока фотонов $S(h\nu)$, рассчитанного по формуле (10) при

следующих значениях параметров: $\rho_{00}=4.54\cdot10^{-3}$ г см$^{-3}$, $r_0=10^9$ см, $v=3.5\cdot10^3$ км с$^{-1}$, $d=3.0$ кпк, $R=1.2\cdot10^{15}$ см, $t=1.26\cdot10^6$ с, $kT_{max}=$ $=42.23$ кэВ.

Безразмерный параметр $y=\dfrac{4kT_e}{m_e c^2}\max(\tau_T,\tau_T^2)$, где $\tau_T=\sigma_T n_e \Delta R$ — оптическая толща плазмы по томсоновскому рассеянию, характеризует влияние процесса комптонизации на спектр излучения источника. Оценка величины y при выбранных значениях параметров модели $\left(kT_e\simeq kT_{max}=42.23\ \text{кэВ};\ G_0=4;\ \Delta R\simeq3.84\cdot10^{13}\ \text{см};\ n_e\simeq4\dfrac{\rho_{00}}{m_H}\left(\dfrac{r_0}{R}\right)^2=\right.$ $\left.=1.74\cdot10^{10}\ \text{см}^{-3}\right)$ дает $y\simeq8.7\cdot10^{-2}$, при этом $\tau_T\simeq2.7\cdot10^{-1}<1$. С увеличением R значения y и τ_T уменьшаются. Так как $y<1$ и $\tau_T<1$, то влиянием процесса комптонизации можно пренебречь. Поэтому в рассматриваемой здесь модели аналитическое выражение для $S(h\nu)$ (10) получено в приближении оптически тонкого источника.

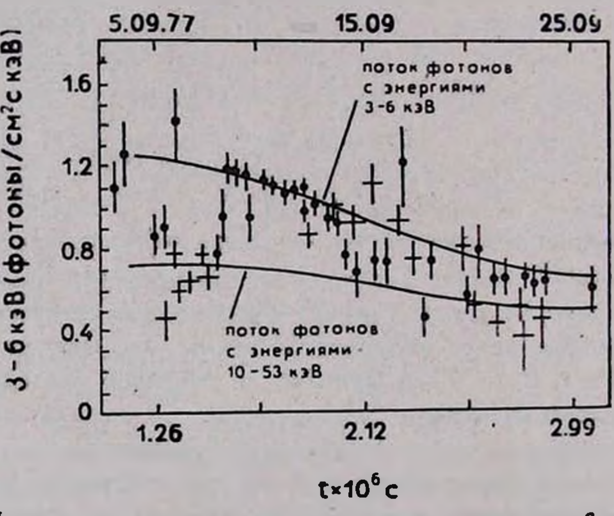


Рис. 2. Изменение потоков фотонов с энергиями в диапазонах 3—6 кэВ и 10—53 кэВ (последний на рисунке представлен крестиками) от источника Н 1705—25 за время наблюдения. Теоретически рассчитанные потоки фотонов в предлагаемой модели источника представлены непрерывными кривыми.

На рис. 2 представлены данные о поведении потока фотонов в диапазоне энергий 3—6 кэВ от источника Н 1705—25 за время наблюдения. Данные наблюдений потока фотонов в диапазоне энергий 10—53 кэВ отнормированы и приведены на этом же рисунке [7]. Здесь же представлены теоретически рассчитанные потоки фотонов в предлагаемой модели.

источника H 1705—25. Как видно из рисунков, существует хорошее согласие теоретически рассчитанных кривых с данными наблюдений, что, по-видимому, подтверждает правильность выбора модели*.

При исследовании рентгеновского излучения в аккреционной модели новоподобных рентгеновских источников, например, с маломассивной нейтронной звездой, окруженной протяженной оболочкой, возникает вопрос: почему у одних источников в спектре наряду с мягким компонентом присутствует жесткий (с энергией фотонов $E_{\gamma} > 10$ кэВ), а у других его нет? [7]. Из предлагаемого варианта модели видно, что чем больше скорость расширения сбрасываемой оболочки, тем более жесткое излучение присутствует в спектре. При этом (так как расширение оболочки замедляется), жесткий компонент спектра со временем стремится к нулю.

Институт теоретической
физики АН УССР

ON THE NATURE OF X-RAY EMISSION FROM NOVA OPHIUCHI (H 1705—25)

V. A. KROL'

Explanation of the nature of X-ray emission from transient source Nova Ophiuchi (H 1705—25) based on utilization of mechanism of the thermal bremsstrahlung from the thin gas layer in star envelope heated by the strong shock wave in the nova outburst has been given in this paper. An analytical expression for the observed spectrum that has the time-dependent intensity and spectral distribution is obtained. The calculated spectra agree well with observed data for Nova Ophiuchi source.

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. Крайвен*, Физика космических рентгеновских лучей, гамма-лучей и частиц высокой энергии, Мир, М., 1975.
2. *В. В. Усов*, Галактическая и внегалактическая астрономия (астрофизика высоких энергий), Итоги науки и техн., ВИНИТИ, Исслед. космич. простр., т. 9, 1977.
3. *R. E. Griffiths, H. Bradt, R. F. Doxsey, H. Fiedman, H. Gursky*, Astrophys. J., 221, L63, 1978.
4. *L. Cominsky, C. Jones, W. Forman, H. Tananbaum*, Astrophys. J., 224, 46, 1978.
5. *L. J. Kaluzienski, S. S. Holt, J. H. Swank*, Astrophys. J., 241, 779, 1980.

* Всплеск в потоке фотонов с энергиями в диапазоне 10—53 кэВ, зарегистрированный 15 сентября 1977 г., по-видимому, связан с активностью центрального объекта, либо с какими-то эпизодическими процессами в его окрестности.

6. *Я. Б. Зельдович, Н. И. Шакура*, Астрон. ж., 46, 225, 1969.
7. *C. K. Wilson, R. E. Rothschild*, Astrophys. J., 274, 717, 1983.
8. *В. Г. Горбацкий*, Космическая газодинамика, Наука, М., 1977.
9. *В. А. Кроль*, Укр. физ. ж., 25, 1617, 1980.
10. *С. Хаякава*, Физика космических лучей, ч. 2, Астрофизический аспект, Мир, М., 1974.
11. *E. H. B. M. Gronenschild, R. Mewe*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 32, 283, 1978.
12. *Y. Hirayama*, Progr. Theor. Phys., 60, 724, 1978.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524.312.3/7:519.237.8

MULTIVARIATE STATISTICAL ANALYSIS OF OB STARS AROUND *h* AND χ PERSEI

L. G. BALAZS, A. T. GARIBJANIAN

Received 25 May 1987
Accepted 20 July 1987

A multivariate statistical analysis has been carried out on 49 OB stars having radial velocities and distance moduli in a field around *h* and χ Persei. A hierarchical cluster analysis, combined with discriminant analysis, has revealed the probable presence of two groups: one belonging to the Perseus spiral arm (mean distance 2100 pc) the other located at a distance of 1150 pc. Comparison of the difference in mean radial velocities of the groups with the value predicted by the formula of Oort also supports our result.

1. *Introduction*. The cosmogonic significance of grouping tendency of OB stars was first emphasized in 1947 by Ambartsumian [1]. Since his pioneer work many efforts have been made to investigate in detail the structure and kinematics of these groups and their galactic distribution. One of the crucial points of these studies appeared to be the determination of reliable distance moduli of stars forming the associations. The close relationship of OB stars with the interstellar obscuring makes it difficult to obtain accurate distances. More sophisticated investigations have revealed that in some cases OB associations which were thought to be single ones are in fact projections of several groups of associations of physically connected young stars having different distances in the line of sight [2]. Recently one of the authors has investigated the spatial distribution of OB stars around *h* and χ Persei [3] and has concluded that these stars in fact are composed of two groups.

One of them is really associated with *h* and χ Persei having a distance of 2300 pc belonging therefore to the Perseus spiral arm while in contrast the other group is only a projection onto the first and has a distance of 1300 pc. The separation of groups on the (E_{B-V}, r) plane, however, is not convincing enough to serve as a firm basis of this hypothesis. The aim of our paper is to investigate this problem in more detail using supplementary observational data and more sophisticated multivariate statistical methods.

2. *Multivariate Statistical Analysis.* a) *The Data Field.* The data field of our statistical analysis consisted of the data from [3] visual magnitude (V), absolute magnitude (M_V) and colour excess (E_{B-V}) on 86 OB stars supplemented with radial velocities from the general catalogue of Abt and Biggs [4]. Out of 86 OB stars only 49 had velocity data in this catalogue. In some cases the catalogue contained more velocities from single objects. We used the mean value of those data unless one of them deviated significantly from the mean. In these cases we discarded the deviating values and computed the mean value again. We determined the reddening free distance moduli from the V, M_V and E_{B-V} data in order to obtain parameters measuring the true distances only. In this way we transformed the originally four dimensional data field into a two dimensional one. We have used these data field in the forthcoming analysis.

b) *Cluster analysis.* A plot of radial velocities (V_r) with the distance moduli (DM) suggested the presence of two groups. The respective histograms of V_r and DM also supported this idea (Fig. 1a). We have performed a cluster analysis to prove the reality of these suspected groups. The variables were standardized by subtracting their mean value and dividing them by their standard deviations. We specified squared Euclidean distances and computed the distance matrix, i. e. the mutual distances of the objects in the standardized (V_r; DM) plane. Starting from the distance matrix the algorythm was searched for the closest pair and fusioned them into one point. Computing the distance matrix again with the reduced number of points, the method was repeated until all the points were aggregated into one group. The whole process could be represented by means of a dendogram where the individual objects were marked on the horizontal axis while on the vertical direction the fusions were displaced at the distances where they appeared. In general, a lower level at which the objects merge means a more pronounced group.

In order to demonstrate the reality of the groups we found, we simulated two random samples: one with uniform (Fig. 1b, 2b) and the other one with Gaussian (Fig. 1c, 2c) varieties. Fig. 1 and Fig. 2 give a comparison of the real and the random samples. Note that the groups in the real sample merge at much lower levels than in the random samples. The dendogram of the real sample suggests the existence of two well pronounced groups as indicated on the figure.

c) *Discriminant Analysis.* Starting from these groups we carried out a discriminant analysis to compute a variable in which the separation of the groups was the greatest and assigned membership probabilities to the objects in the sample. Fig. 3 shows a histogram of the resulted discriminant variable (RDV). As the histogram demonstrates, there are two well pronounced and separated peaks supporting the reality of the classification of objects into two groups. Assigning member-

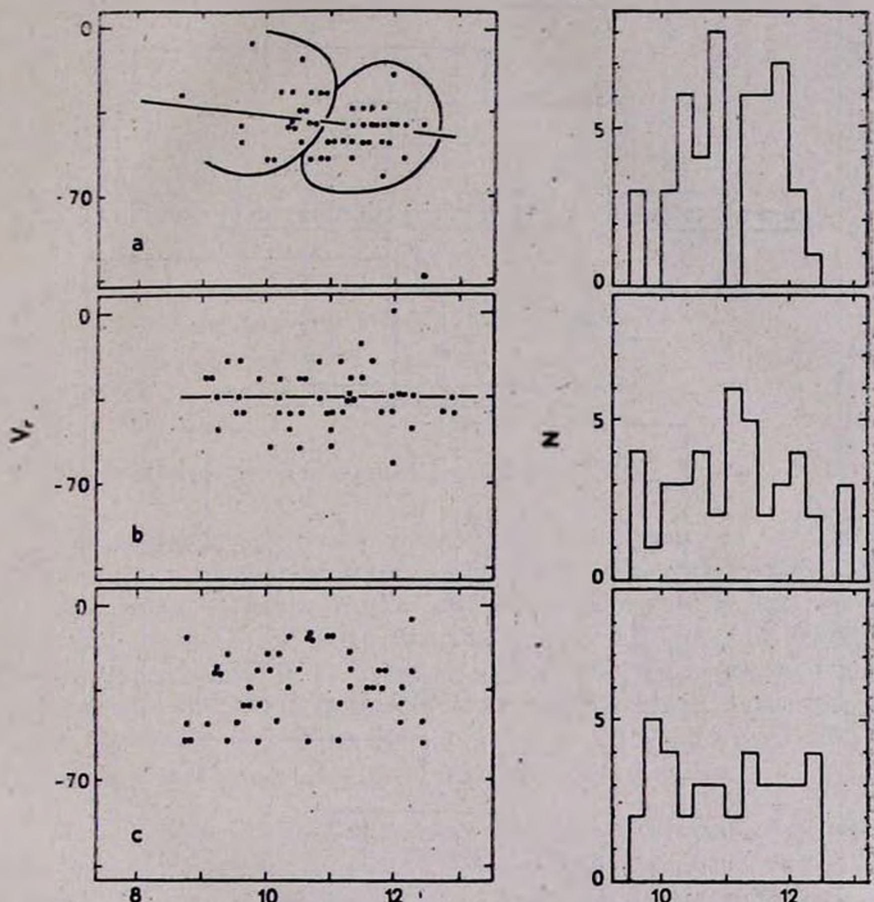


Fig. 1. Histograms of V_r and DM a) real distribution, b) uniform distribution, c) Gaussian distribution.

ship probabilities to the individual objects, we obtained probabilities quite close to 1.0 (Table 1). However, as the comparison with uniformly distributed two dimensional data indicates, we could get practically the same distribution of probabilities from the random sample as well. We defined the groups in this case by splitting the sample into two parts according to one of the variables (group 1 consisted of objects having

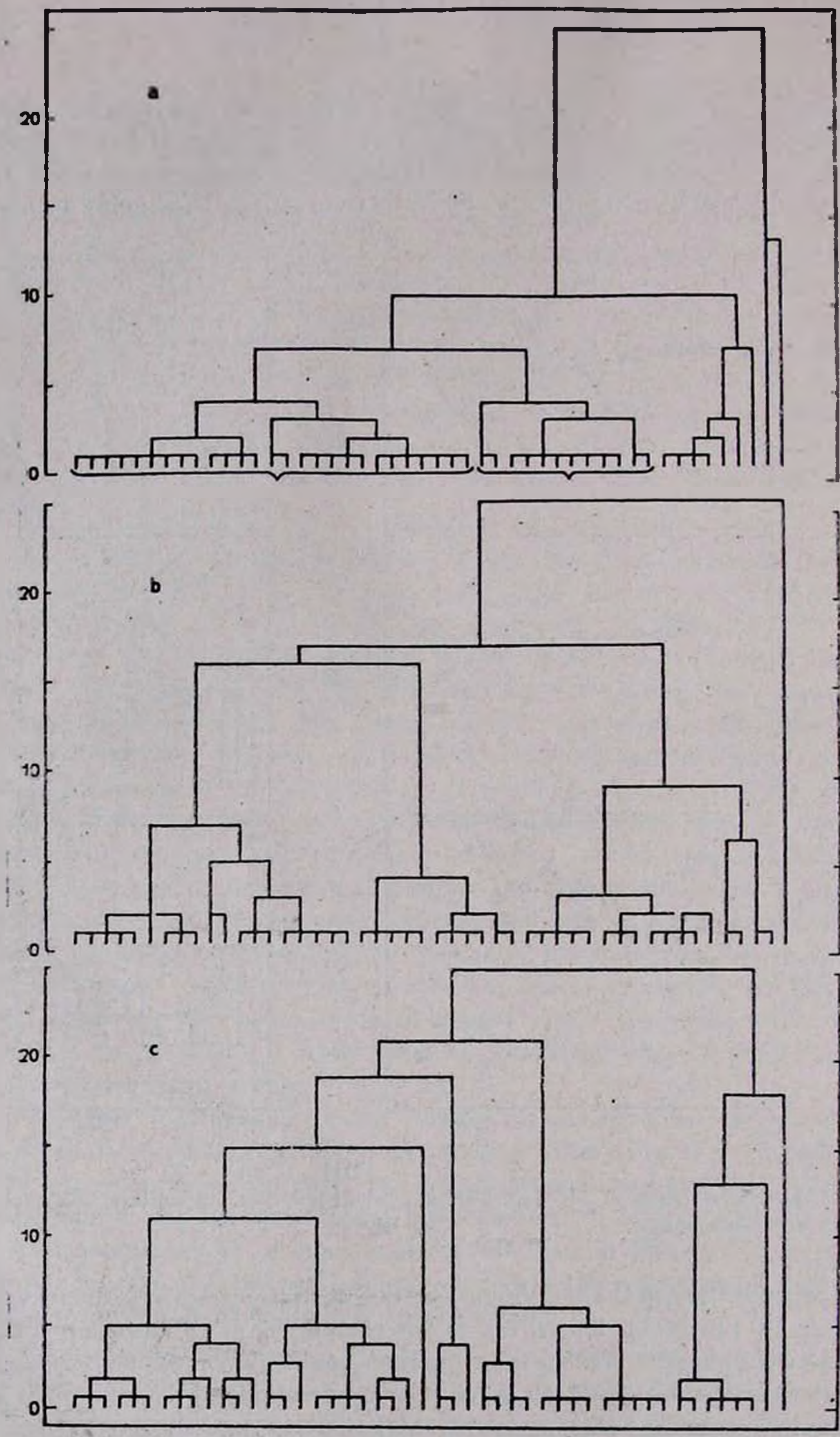


Fig. 2. Dendograms of cluster analysis a) real distribution, b) uniform distribution, c) Gaussian distribution.

values less than a certain value in this variable, in contrast, group II binned objects above this limit). Table 1 contains the radial velocities, distance moduli, grouping and membership probabilities of the program stars.

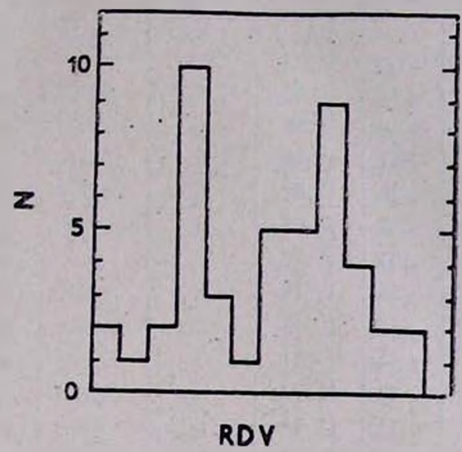


Fig. 3. Histogram of the resulted discriminant variable.

The characteristic mean values, standard deviations (Std Dev) of the groups and number of stars (n) in them are summarized in Table 2.

According to Table 2 the difference in mean radial velocities (DV_r) and in distances (Dr) for the groups is equal to 9 km/s and 950 pc, respectively. It is interesting to note that one could get for the difference in DV_r just the same value (13 km/s) using the Oort formula $DV_r = A \times \mathrm{Dr} \times \sin 21$ adopting $A = 15$ km/s [5]. This fact also gives some support for the reliability of the groups.

3. *Conclusions.* Our multivariate analysis has demonstrated that OB stars in a field around h and χ Persei probably form two separate groups. The first group has a distance of 1150 pc and —36 km/s mean velocity, while for group II these guantities are 2100 pc and—45 km/s respectively. The second group therefore belongs to the Perseus spiral arm and is physically associated with h and χ Persei. Nevertheless, in Humphrey's catalogue [6] all OB stars in this area have distances near 2300 pc indicating a strong concentration to the Perseus spiral arm. There are some explanations to resolve this contradiction. The list [3] also contains somewhat fainter absolute magnitude stars and therefore it could happen that the brighter stars are concentrated around the Perseus spiral arm while the fainter ones form group 1. By inspection of the distribution of absolute magnitudes inside the groups, we have

Table 1

THE RADIAL VELOCITIES, DISTANCE MODULI AND MEMBERSHIP PROBABILITIES OF SOME STARS IN THE h AND χ PER FIELD

HD	V_r	DM	Group	P_{gr} I	P_{gr} II
1	2	3	4	5	6
12150	− 58	10.12	I	.98100	.01900
12302	− 4	9.68	I	1.00000	.00000
12727	− 51	11.28	II	.01318	.98682
12867	− 38	11.82	II	.00276	.99724
12856	− 27	10.85	I	.99293	.00707
12993	−107	12.47			
13022	− 56	12.18	II	.00000	1.00000
13051	− 53	10.95	II	.12260	.87740
13056	− 41	10.41	I	.99565	.00435
13338	− 42	10.72	I	.92804	.07196
13402	− 41	11.30	II	.10381	.89619
13561	− 42	11.97	II	.00030	.99970
13621	− 53	10.86	II	.23136	.76864
13669	− 30	8.71	I	1.00000	.00000
13659	− 51	11.45	II	.00312	.99688
13716	− 51	10.99	II	.13670	.86330
13745	− 30	10.75	I	.99393	.00607
13758	− 16	10.64	I	.99991	.00009
13831	− 41	11.58	II	.01053	.98947
13841	− 38	10.50	I	.99535	.00465
13854	− 40	9.67	I	.99999	.00001
13866	− 46	11.83	II	.00039	.99961
13900	− 60	11.85	II	.00001	.99999
13970	− 26	10.45	I	.99981	.00019
13969	− 38	11.38	II	.10541	.89459
14053	− 47	10.99	II	.28686	.71314
14052	− 41	11.74	II	.00271	.99729
14134	− 43	10.41	I	.99309	.00691
14143	− 42	10.38	I	.99575	.00425
14250	− 48	11.38	II	.01133	.98867
14302	− 54	11.39	II	.00259	.99741
14434	− 20	11.97	II	.04861	.95139
14443	− 39	12.03	II	.00037	.99963
14501	− 47	9.57	I	.99999	.00001

Table 1 (continued)

1	2	3	4	5	6
14605	−40	12.48	II	.00001	.99999
236961	−37	11.66	II	.01348	.98652
14818	−46	10.50	I	.97070	.02930
14947	−54	10.71		.46141	.53859
14956	−25	10.80	I	.99709	.00291
15325	−31	10.17	I	.99995	.00005
15571	−43	10.79	I	.84903	.15097
15642	−39	12.22	II	.00007	.99993
15690	−35	11.55	II	.05271	.94729
236971	−51	11.51	II	.00188	.99812
16243	−36	10.49	I	.99731	.00269
16310	−53	10.12	I	.99400	.00600
16691	−41	11.77	II	.00210	.99790
16779	−49	11.88	II	.00013	.99987
16808	−41	11.69	II	.00415	.99585

Table 2

CHARACTERISTIC VALUES OF THE GROUPS

Groups	Characteristics	Mean	Std Dev	n
GR I	V_r	−35.90	12.63	20
	DM	10.29	.53	
GR II	V_r	−44.89	8.35	28
	DM	11.59	.44	

rejected this possibility. The differences in assigning the absolute magnitudes and interstellar absorption to the individual objects could account for the differences. The list from [3] contains more stars so it is more suitable for statistical analysis. Comparison of separation of the groups with the formula of Oort for radial velocities also gives support for the reality of the groups.

Konkoly Observatory, Hungary
Byurakan Astrophysical Observatory

МНОГОМЕРНЫЙ СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОВ ЗВЕЗД ВОКРУГ h и χ Per

Л. Г. БАЛАШ, А. Т. ГАРИБДЖАНЯН

Относительно 49 ОВ звезд области h и χ Персея, с известными радиальными скоростями и модулями расстояния, выполнен многомерный статистический анализ. Иерархический кластерный анализ, в комбинации с дискриминантивным, выявил возможное наличие двух групп звезд, одну на расстоянии 2100 пк (принадлежащую спиральному рукаву Персея) и другую на расстоянии 1150 пк. Разница средних радиальных скоростей выявленных групп, близкая к значению, предсказуемому формулой Оорта, подтверждает этот вывод.

REFERENCES

1. *V. A. Ambartsumian*, Evolutziya Zvezd i Astrofizika, Izdateljstvo AN Arm.SSR, Erevan, 1947.
2. *A. T. Garibjanian, K. G. Gasparian, R. Ch. Hovhanessian*, Astrofizika, 2, 247, 1984.
3. *A. T. Garibjanian*, Astrofizika, 3, 437, 1984.
4. *H. A. Abt, E. S. Biggs*, Bibliography of Stellar Radial Velocities, New York, 1972.
5. *C. W. Allen*, Astrophysical Quantities, The Athlone Press, University of London, 1973.
6. *R. M. Humphreys*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 8, 309, 1978.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524.7:520.82

ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК В КОМПАКТНЫХ ГРУППАХ

Н. А. ТИХОНОВ

Поступила 12 мая 1987
Принята к печати 20 июля 1987

Представлены результаты фотографической фотометрии галактик в компактных группах. Функция светимости галактик исследованных групп подобна функция светимости галактик поля, рассеянных групп и скоплений. Из 54 групп только в одной группе наблюдаются признаки поглощения галактик.

1. *Для изучения морфологии* компактных групп галактик на 6-м телескопе БТА САО АН СССР были получены снимки 54 групп галактик из списка Хиксона [1]. Снимки, полученные в основном на эмульсиях IIa-O и 103a-O, после изучения морфологии групп были использованы для фотометрии галактик. Применение двухлинзового корректора с линзой поля делало фотометрическую систему снимков близкой к системе *B*.

Измерения интегрального блеска галактик проводились на автоматическом микроденситометре АМД-1 с использованием программы фотометрии объектов [2]. Прямоугольный участок, внутри которого расположена галактика, подвергался сплошному сканированию с квадратной диафрагмой размером 40 мкм (0.″34) и шагом сканирования 40 мкм. Фон неба измерялся вокруг галактики по периметру, если галактика имела малые размеры, или в нескольких заранее выбранных точках, если галактика имела размеры более 1.′0.

Во время сканирования изображения все измеряемые плотности переводились в освещенности при помощи характеристической кривой, вводимой в ЭВМ. После вычитания фона неба и суммирования, получаемые освещенности преобразовывались в звездные величины. Таким путем были получены интегральные фотометрические величины всех исследуемых галактик при произвольном нуль-пункте шкалы звездных величин.

При использовании микроденситометра АМД-1 возможны ошибки фотометрии из-за рассеянного света в микроденситометре, дрейфа нуль-пункта шкалы, неравномерности деления плотностей и по некоторым другим причинам. Более подробно фотометрия на АМД-1 пластинок БТА и ошибки фотометрии рассмотрены в работе [3].

Кратко можно указать, что большой масштаб снимков БТА позволяет избежать больших градиентов плотности изображения галактик и существенно уменьшить ошибку фотометрии из-за рассеянного света микроденситометра. Дрейф нуль-пункта микроденситометра контролировался измерением одного и того же участка фона на снимке. Общая ошибка фотометрии, возникающая из-за технических особенностей АМД-1, не превосходит $0\overset{m}{.}1$. Контроль точности фотометрии по галактикам скопления А 1377 показал, что среднеквадратичная ошибка измерений восьми галактик $\sigma = \pm\, 0\overset{m}{.}07$. Применяемый метод фотометрии дает фотометрические величины, весьма близкие к B_T-величинам Вокулера [4]. Некоторая трудность состоит в определении размеров площадки сканирования. Ее всегда приходится брать «с запасом», чтобы избежать обрезания изображения галактики. Лишняя площадь фона уменьшает получаемое отношение сигнал/шум для галактики, но любой другой способ выбора площади сканирования создает дополнительные трудности и не гарантирует полного захвата всей площади галактики.

Ни на одном снимке групп галактик нет фотометрических стандартов, и возникает сложность определения нуль-пункта шкалы фотографических величин АМД-1.

Для нескольких групп имеются фотоэлектрические B-измерения галактик с различными диафрагмами [5], но этого совершенно недостаточно для всех снимков, которые получались в разные времена на разных эмульсиях и при разных режимах очувствления фотоэмульсий.

Для единообразия фотометрии за основу были взяты измерения блеска галактик, выполненные Цвикки [6]. Почти во всех группах, для которых известны лучевые скорости, есть измерения Цвикки одной-двух галактик или всей группы как единой сложной системы.

Известно, что измерения блеска галактик у Цвикки подвержены ошибкам, и много работ выполнено для исследования этих ошибок и преобразования величин Цвикки в полные B_T-величины. Особенно велика разность $m_{zw} - B_T$ из-за различий в поверхностных яркостях галактик. Дисперсия этой разности минимальна у E и S0 галактик, которые и выбирались для определения нуль-пункта шкалы снимков БТА.

В некоторых группах отсутствуют E и S0 галактики с измерениями Цвикки. В таких случаях привязка нуль-пункта выполнялась по измерениям других снимков, сделанных в ту же ночь, на той же эмульсии и проявленных вместе. Для выбранных галактик величины Цвикки (m_{zw}) преобразовывались в B_T-величины по формуле из работы [7].

Таким образом, получая на основе измерений Цвикки привязку нуль-пункта к шкале величин B_T и используя относительную фотометрию на АМД-1, можно найти B_T-величины всех галактик снимка.

Ошибка получаемого нуль-пункта шкалы вычислялась на основе результатов по группам, где есть несколько галактик с известными величинами Цвикки. В таких случаях за нуль-пункт принималось среднее значение постоянной, получаемое усреднением постоянных по отдельным галактикам группы. Ошибка такого среднего по 42 галактикам равна $0^m\!.1$. Независимая проверка точности нуль-пункта делалась по галактикам с известными фотоэлектрическими UBV-измерениями из работы [5]. Сравнение двух методов показало среднюю разность $\Delta m = 0^m\!.2$, но статистика очень небольшая (3 группы).

2. *Общие результаты фотометрии* галактик в компактных группах представлены в табл. 1. При вычислении абсолютных величин галактик постоянная Хаббла принималась $H = 75$ км/с Мпк. В таблице приведены измерения галактик тех групп, для которых известны лучевые скорости [9]. Если в группе только одна галактика имеет лучевую скорость, то предполагается, что остальные члены группы находятся на таком же расстоянии.

В столбцах таблицы указаны: 1—номер группы, 2—номер галактики в группе, 3—тип галактики по Хабблу на основе изучения пластинок БТА, 4—полные B_T-величины по измерениям на АМД, 5—абсолютные величины без каких-либо поправок, 6—абсолютные величины с поправками за поглощение света в нашей Галактике, внутри исследуемой галактики и с поправкой за красное смещение [8].

Из табл. 1 видно, что в группах 10, 38, 56, 72, 99 вторая галактика ярче первой, и в некоторых случаях ее доминирующее положение бесспорно. Например, в группе 56 центром, конечно, является яркая сейфертовская галактика № 2 по Хиксону. Аналогичное положение и в группе 38.

На основе табл. 1 построено распределение светимостей галактик. На рис. 1 представлено общее распределение всех галактик и ярчайших галактик в группах, на рис. 2—распределение спиральных галактик, а на рис. 3—распределение линзовидных и эллиптических галактик. Поскольку Хиксон использовал при выборке групп критерий, по которому весь интервал звездных величин галактик $\Delta M \leqslant 3^m$ для любой отдельной группы, то слабых галактик в распределении должно быть очень мало. Большая часть ярчайших галактик (рис. 1) имеет $-20^m\!.5 > M \geqslant -22^m$, значит резкое падение численности галактик на рис. 1 должно наблюдаться от -18^m до -19^m. Здесь действительно наблюдается резкое падение от 19 до 0 галактик на интервал $0^m\!.5$. Таким образом, падение численности галактик за пределом -19^m легко объяснить эффектом выборки. Средние яркости спиральных и эллиптических галактик почти одинаковы. Среди

Таблица 1

СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Группа	Галактика	Тип	B_1	$-M_B$	$-M_B^0$
1	2	3	4	5	6
2	1	SBc	14.18	19.76	20.33
	2	Sa(p)	14.76	19.18	19.62
	3	Sb(p)	15.19	18.75	19.20
	4	SBb	16.93	17.01	17.49
5	1	Sb(R)	14.61	21.51	21.90
	2	E	16.09	20.03	20.46
	3	S0/E	16.91	19.21	19.64
	4	Sb	17.52	18.60	19.13
7	1	Sb	13.50	20.31	20.88
	2	S0/E	13.70	20.11	20.39
	3	SBc	13.55	20.26	20.61
	4	SBb	14.70	19.11	19.44
8	1	S0 (p)	15.42	21.26	21.85
	2	S0	16.02	20.66	21.26
	3	S0/E	15.91	20.77	21.39
	4	E	15.82	20.86	21.42
10	1	Sc(R)	13.14	21.03	21.81
	2	E	12.64	21.53	22.04
	3	SBb	14.15	20.02	20.85
	4	Sb	14.98	19.19	20.19
15	1	Sa	14.38	20.53	21.45
	2	E	14.27	20.64	21.30
	3	E	14.27	20.64	21.30
	5	E/S0	14.50	20.41	21.07
25	1	Sc	14.38	20.31	20.89
	2	Sa	14.51	20.18	20.86
	4	S0	15.89	18.80	19.36
	6	E	16.40	18.29	18.67
34	1	E	14.59	20.83	21.55
	2	Irr	16.91	18.51	19.55
	3	SBb	16.63	18.79	19.83
	4	E	17.78	17.64	18.36

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
35	1	Sa	16.13	20.54	21.46
	2	E/S0	15.73	20.94	21.50
	3	E	16.25	20.42	20.98
	4	Sab	16.77	19.90	20.82
	5	E	17.70	18.97	19.53
	6	E	18.45	18.22	18.79
	7	E	16.21	20.46	21.03
	8	Sc(R)	16.12	20.55	20.94
	9	S0	16.24	20.43	21.08
38	1	Sb(p)	15.11	20.12	20.96
	2	SBb	14.06	21.17	21.55
	3	Sa	15.24	19.99	20.40
41	1	Sa/S0	14.42	19.07	19.80
	2	Sb	15.46	18.03	18.75
	3	Irr	16.00	17.49	18.02
	4	E	17.49	16.00	16.31
	5	E	17.20	16.29	16.60
43	1	Sa	15.07	20.49	21.22
	2	SBb	14.87	20.69	21.54
	3	S0	15.55	20.01	20.64
	4	Irr	16.73	18.83	19.15
	5	E/S0	17.47	18.09	18.53
46	1	S0	16.13	18.99	19.42
	2	Sa	15.98	19.14	19.57
	3	E	15.93	19.19	19.56
	4	SBa	16.24	18.88	19.43
49	1	Sa	16.26	19.39	19.98
	2	Sb	16.95	18.70	19.44
	3	Irr	17.78	17.87	18.17
	4	Sa	17.37	18.28	18.77
51	1	E	14.92	20.23	20.56
	2	SBc	15.66	19.49	19.97
	3	Sa	15.10	20.05	20.60
	4	S0	16.45	18.70	19.03
	5	E	16.06	19.09	19.42
	6	Sa/S0	16.18	18.99	19.64

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
56	1	Sb	16.58	18.56	19.45
	2	Sa	14.80	20.34	21.01
	3	S0	15.64	19.50	19.89
	4	Sa/S0	16.75	18.39	18.84
	5	S0	16.23	18.91	19.30
57	1	Sa(p)	14.58	20.83	21.60
	2	SBb	14.79	20.62	21.17
	3	E	15.27	20.14	20.49
	4	Sb(p)	15.72	19.69	20.06
	5	Sa/S0	15.89	19.52	20.01
	6	E/S0	15.91	19.50	19.90
	7	S0	15.95	19.46	19.91
	8	SBb	17.36	18.05	18.44
58	1	Sb	13.66	20.99	21.32
	2	SBb	13.55	20.99	21.30
	3	SBa(R)	14.08	20.46	20.81
	4	E	14.69	19.85	20.16
	5	Sc	14.93	19.61	19.97
61	1	S0	12.94	20.64	21.04
	3	Sb	14.00	19.58	20.29
	4	Sa/S0	14.19	19.39	19.91
68	1	Sa	12.05	20.41	20.85
	2	E(p)	12.45	20.01	20.26
	3	SBc	12.20	20.26	20.62
	4	E/S0	13.90	18.56	18.87
	5	Sa/S0	14.50	17.96	18.51
70	1	Sa	15.06	20.41	21.25
	2	Sa	14.93	20.28	21.04
	3	Sbc	16.26	18.95	19.90
	4	Sb(p)	16.06	20.97	21.47
	5	SBb(p)	15.77	21.26	21.62
	6	SBa(R)	16.82	20.21	20.76
	7	Sa(R)	16.10	20.93	21.40

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
72	1	S0/Sa	16.18	19.97	20.59
	2	S0/Sa	16.11	20.04	20.71
	3	S0	16.01	20.14	20.60
	4	S0	16.54	19.61	20.17
	5	Sa(R)	17.22	18.93	19.30
73	1	Sc	14.10	20.33	20.64
	2	Sa(p)	15.89	18.54	18.90
	3	S0	17.36	17.07	17.47
	4	Sab	17.77	16.66	17.02
	5	Irr	17.84	16.59	17.03
75	1	E	15.70	20.44	20.87
	2	Sb	16.20	19.94	20.74
	3	S0	17.05	19.09	19.58
	4	Irr	17.01	19.13	19.72
	5	Sa/S0	17.08	19.06	19.68
	6	E	17.45	18.69	19.12
88	1	Sb	13.76	20.77	21.50
	2	Sb(R)	13.92	20.61	21.27
	3	Sc	14.28	20.25	20.68
	4	Sb	15.25	19.28	20.35
93	1	S0	13.47	20.73	21.13
	2	Sc(p)	13.84	20.36	21.20
	3	Sb	14.65	19.55	20.09
	4	Sa/S0	15.62	18.58	19.02
95	1	E	15.24	20.80	21.26
	2	Sa(p)	15.56	20.48	21.04
	3	Sc(p)	15.81	20.23	20.85
	4	Sbc	16.57	19.47	20.48
96	1	Sbc	13.59	21.78	22.11
	2	E	14.64	20.73	21.13
	3	Sa	15.80	19.57	20.12
	4	Irr	16.54	18.83	19.43
97	1	S0	14.05	20.73	21.08
	2	Sc	15.58	19.20	20.17
	3	Sa	15.05	19.73	20.11
	4	E	14.87	19.91	20.24
	5	E	16.60	18.18	18.51

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
98	1	Sa/S0	14.14	21.02	21.60
	2	S0	14.95	20.21	20.67
	3	E	16.25	18.91	19.26
	4	Sa	16.79	18.37	18.73
99	1	SBb	14.72	20.69	21.48
	2	E/S0	14.27	21.14	21.64
	3	SBa(R)	15.41	19.99	20.59
	4	S0	16.82	18.59	19.18
100	1	Sa	13.92	20.41	21.01
	2	Irr	15.11	19.22	19.63
	3	Sb	15.78	18.55	19.17
	4	Sb	16.40	17.93	18.75

ярчайших галактик спиральные составляют почти 70%, что с одной стороны не подтверждает данные Хиксона о 50% спиральных галактик среди ярчайших, а с другой стороны косвенно указывает на отсутствие или малочисленность процессов поглощения галактик друг другом, так как результатом такого поглощения должна явиться эллиптическая галактика.

Из распределения размеров компактных групп по работе [9] видно, что значительная часть групп имеет размеры 80—100 кпк, а населенность таких групп 4—5 членов. Примерная стабильность этих параметров у разных групп упрощает построение функции светимости. Таким образом, будем считать, что все группы одинаковы по размерам и населенности. Нормировку функции светимости проведем только на интервале от -19^m до $-22^m.5$, так как данные для более слабых галактик не имеют смысла.

Шехтер представил аналитическое выражение функции светимости, которое при изменении параметров хорошо описывает функции светимостей от галактик поля до скоплений [10]:

$$\varphi(L)\,dL = \varphi^*\,(L/L^*)^{\alpha} \exp(-L/L^*)\,d(L/L^*).$$

Фелтен [11] предложил перевести аналитическое выражение в более удобную для использования форму:

$$\Phi(M)\,dM = 0.4\,\Phi^* \ln 10\,[\mathrm{dex}\,0.4\,(M^* - M)]^{\alpha+1} \exp[-\mathrm{dex}\,0.4\,(M^* - M)]\,dM,$$

где Φ^*, α, M^* — изменяемые параметры, нормирующие функцию и приводящие ее в наилучшее согласие с наблюдательными данными.

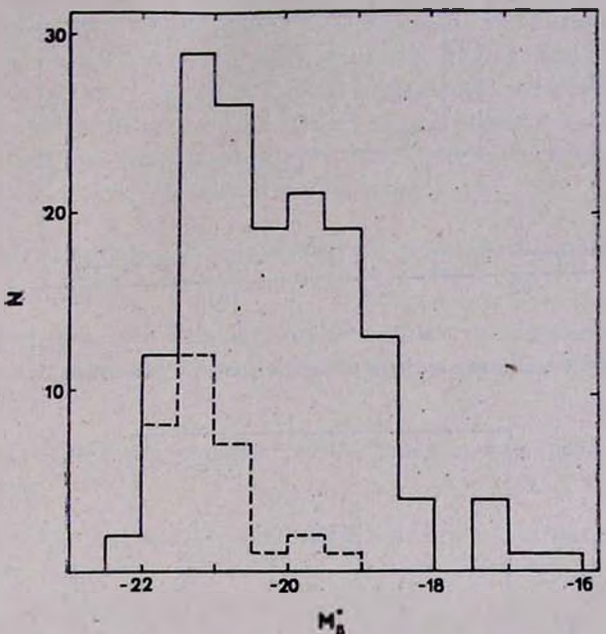


Рис. 1. Распределение светимостей галактик компактных групп. Все галактики — сплошная линия, ярчайшие в группах — пунктир.

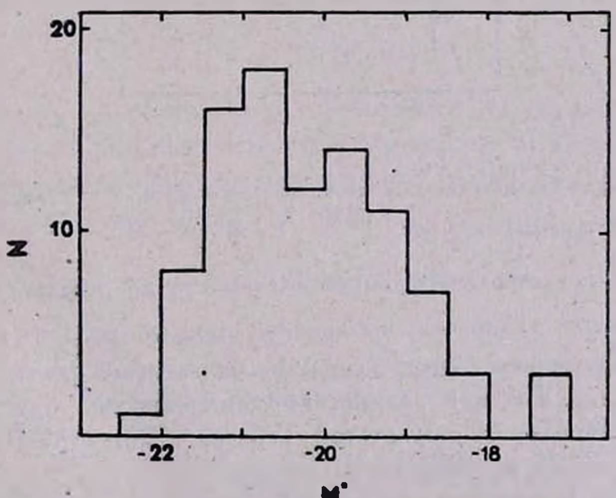


Рис. 2. Распределение светимостей спиральных галактик.

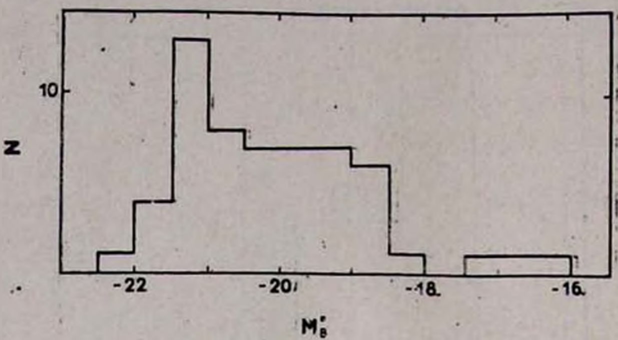


Рис. 3. Распределение светимостей эллиптических и линзовидных галактик.

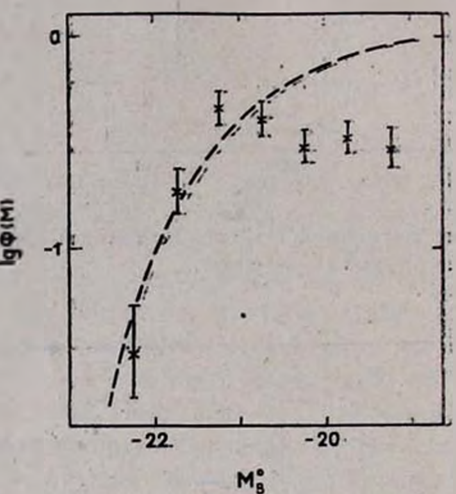


Рис. 4. Функция светимости галактик компактных групп. Для сравнения приведена функция светимости по Шехтеру при $\alpha = -1$, $M^* = -21^m$.

На рис. 4 представлена функция светимости по результатам табл. 1. Метод наименьших квадратов позволяет определить $M^* = -21^m$, в то время как α определяется очень ненадежно из-за малого интервала по оси звездных величин. По всей видимости, компромиссом будет значение $\alpha = -1$, что совпадает с результатом Тернера и Готта [12] и близко к значению $\alpha = -1.25$, полученному Шехтером.

Полученные результаты не подтверждают выводы работы [13], где было найдено резкое различие функций светимостей компактных и рассеянных групп, и находятся в согласии с результатами Хиксона и др., представивших функцию светимости компактных групп на основе глазомерных оценок блеска галактик [14].

Изучение всех 54 пластинок БТА показало, что только в группе 8 наблюдается возможное слияние двух галактик. В группах 34, 38, 72, 75, 80 наблюдаются сильные гравитационные деформации слабых галактик с возможным их последующим разрывом. В таких случаях должно наблюдаться повышенное свечение фона в пределах группы, однако фотометрия отдельных групп такого свечения не выявила.

3. *Выводы, которые можно* сделать в результате нашего исследования, таковы:

1. Для ярких галактик функция светимости компактных групп мало отличается от функции светимости галактик поля, рассеянных групп и скоплений.

2. Среди ярчайших галактик компактных групп преобладают спиральные галактики.

3. Несмотря на высокую пространственную плотность галактик случаи слияния галактик в компактных группах очень малочисленны.

Специальная астрофизическая
обсерватория

PHOTOMETRY OF THE GALAXIES IN COMPACT GROUPS

N. A. TIKHONOV

The results of photographic photometry of galaxies in compact groups are presented. The luminocity functions of these groups, field galaxies and cluster galaxies are similar. On the 54 plates of 6-m telescope only one group shows the merging.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Hickson*, Astrophys. J., 255, 382, 1982.
2. *А. Ф. Наварснко*, Астрофиз. исслед. (Изв. Спец. астрофиз. обсерв.), 13, 89, 1981.
3. *Н. А. Тихонов*, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, вып. 53 (в печати).
4. *M. R. S. Hawkins*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 194, 1013, 1981.
5. *G. Longo, A. de Vaucouleurs*, A General Catalogue of Photoelectric Magnitudes and Colors in the U, B, V System, Univer. of Texas, Austin, 1983.
6. *F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, C. T. Cowal*, Catalog of Galaxies and Clusters of Galaxies, Vol. 1—6, Pasadena, 1961—1968.
7. *J. R. Auman, P. Hickson, G. G. Fahlman*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 94, 19, 1982.
8. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin*, Second Referense Catalogue of Bright Galaxies, Univer. of Texas, Austin, 1976.

9. *Н. А. Тихонов*, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, вып. 49, 69, 1986.
10. *P. Schechter*, Astrophys. J., 203, 297, 1976.
11. *J. E. Felten*, Astron. J., 82, 861, 1977.
12. *E. L. Turner, J. R. Gott*, Astrophys. J., 209, 6, 1976.
13. *G. M. Heiligman, E. L. Turner*, Astrophys. J., 236, 745, 1980.
14. *P. Hickson, Z. Ninkow, J. P. Huchra, G. A. Mamon*, in "Clusters and Groups of Galaxies", Dordrecht e. a., 1984, p. 367.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 | ОКТЯБРЬ, 1987 | ВЫПУСК 2

УДК: 524.35—355

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 6240

Н. К. АНДРЕАСЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 19 июля 1986

Принята к печати 20 июня 1987

Представлены результаты подробного спектрального исследования NGC 6240. Выполнена спектрофотометрия двух отстоящих друг от друга на $2''$ компонентов ядра, обнаруженных ранее в радио- и ИК-диапазонах и рассматриваемых как ядра двух столкнувшихся галактик. Определены физические условия в них и химический состав. Оказалось, что сейфертовские характеристики, приписываемые всему ядру, присущи только одному компоненту, в то время как второй имеет спектральные признаки H II-областей и, по-видимому, является комплексом H II-областей. Выявлено вращение сейфертовского компонента ядра, в котором не принимает участия H II-комплекс.

1. *Введение.* На Паломарских картах NGC 6240 имеет весьма необычную форму и классифицирована в RCBG как 10 галактика [1], а в Уппсальском каталоге описана как очень пекулярная, возможно, эруптивная галактика [2]. Воронцов-Вельяминов отнес эту галактику к возможным гнездам галактик [3]. NGC 6240 отождествлена с довольно мощным радиоисточником Pks 1650+24=4C 2.44 [4], имеющим спектральный индекс —0.8 на низких и —1.3 на высоких частотах [5].

Спектральные и фотометрические наблюдения, выполненные Архиповой и Еспповым [6], Засовым и Караченцевым [7], показывают, что спектр NGC 6240 имеет признаки, характерные для спектров сейфертовских галактик второго типа, а светимость ее ядра гораздо выше в R-диапазоне, чем в B. Выявлено наличие большого количества пыли в этой галактике и сделано предположение о том, что ее красный цвет и низкая светимость ядра обусловлены поглощением пылью.

Исходя из радиохарактеристик, морфологических особенностей и анализа оптического спектра NGC 6240 Фосбюри и Уолл [5] сделали предположение о том, что она является результатом столкновения двух богатых газом галактик.

На радиокартах NGC 6240, приведенных в работе Кондона и др. [8], отчетливо выделяются два радиоисточника, расположенные в центральной части галактики на расстоянии примерно 2″ друг от друга. Двухъядерная структура NGC 6240 проявляется также в *I* и *r* полосах, на крупномасштабных фотографиях, полученных Фридом и Шульцем с помощью CCD-камеры. Этот факт, а также полученные ими спектральные характеристики NGC 6240, указывающие на излучение протяженной области ионизованного ударной волной газа, были интерпретированы как результат излучения двух столкнувшихся, взаимопроникающих галактик [9].

Недавно Янг и др. [10] обнаружили излучение молекул CO в NGC 6240 и показали, что эта галактика является (наряду с другой пекулярной галактикой, Арп 220) одним из самых ярких объектов в далеком ИК-диапазоне среди выборки из 20 галактик, зарегистрированных на IRAS, и содержит примерно в три раза больше пыли, чем яркие спиральные галактики этой выборки. Полученные наблюдательные факты авторы интерпретируют как свидетельства в пользу активного звездообразования в NGC 6240. К такому же выводу пришли также Райк и др. [11] на основании результатов инфракрасной и оптической спектроскопии и инфракрасной фотометрии. Согласно Райку и др., процесс звездообразования NGC 6240 по параметрам очень похож на звездообразование галактики M 82 — прототипе Irr II-галактик.

Джозеф и Райк [12] отмечают, что NGC 6240 является одной из ультраярких ИК-галактик и считают, что оптические, инфракрасные и радиоданные не указывают на присутствие в этой галактике центрального нетеплового источника, как у сейфертовских галактик, также ярких в диапазоне ИК. Авторы работы [12] предполагают, что в NGC 6240 происходит вспышка звездообразования, после чего она превратится в эллиптическую галактику, подобно мерджерам [13].

Из всего изложенного выше ясно, что NGC 6240 является интересной пекулярной галактикой, как в морфологическом, так и физическом аспектах, и новые наблюдательные данные весьма важны для понимания полной физической картины происходящих в этой галактике процессов. Особенно интересна двухъядерная структура этой галактики, и нами была поставлена задача получить оптические спектры этих ядер на БТА. В настоящей работе приведены результаты денситометрического и детального спектрофотометрического анализа NGC 6240.

2. *Наблюдения и результаты.* Получена одна фотография NGC 6240 09. 06. 1985 г. с экспозицией 20 минут в первичном фокусе 2.6-метрового телескопа БАО на пластинках Zu-21 и 13 спектрограмм в первичном фокусе 6-м телескопа с помощью спектрографа UAGS и ЭОП типа УМК-91в.

Спектральные наблюдения выполнены 24—26 июня 1984 г. и 16—17 июня 1985 г. Спектрограммы в общей сложности охватывают область 3600—7000 A, средняя дисперсия 100 A/мм, результирующий масштаб поперек дисперсии примерно 17″/мм, спектральное разрешение примерно 3 А. Пять положений щели спектрографа, при которых снимались спектры, показаны на рис. 1, где приведена репродукция полученной на 2.6-м телескопе прямой фотографии. Для учета спектральной чувствительности аппаратуры наблюдались стандартные звезды Feige 92 и BD + 25°3941 [14]. Журнал спектральных наблюдений NGC 6240 приведен в табл. 1.

Таблица 1

Дата	Спектральная область	Положение щели	Экспозиция (мин)	Изображение
24/25.06.1984	3600—6100	1	15	1″.5
"	"	"	5	"
"	4500—7000	"	15	"
"	"	2	5	"
"	"	"	15	"
"	3600—6100	"	10	"
25/26.06.1984	"	4	25	2″
"	4500—7000	4	25	"
"	"	3	10	"
"	3600—6100	"	10	3″
16/17.06.1985	4500—7000	5	30	"
"	"	3	20	"
"	"	4	20	"

В центральной части NGC 6240, как видно на рис. 1, наблюдается слабое, без определенной формы сгущение, примерно на том месте, где Фрид и Шульц обнаружили двойное ядро. Светимость этого сгущения по сравнению со всей галактикой мала и если в I и r диапазонах она составляет всего 6% от общей светимости галактики [9], то в фотографических лучах она еще меньше. Двойная структура ядра, так отчетливо наблюдаемая в IR-лучах, не проявляется на полученной нами фотографии.

На рис. 2 приведены репродукции спектрограмм, полученных при разных положениях щели спектрографа. На спектрограммах, полученных при положениях щели 1 и 2, зарегистрированы два совершенно разных по характеру спектра соприкасающихся друг с другом областей, расположенных в центральной части галактики, и звездообразного объекта, находящегося в северной части галактики на расстоянии примерно 20″ от центра. Спектр одной из центральных областей, обозначенной нами А, имеет сильный непрерывный спектр, на котором хорошо выделяются абсорбционные и широкие эмиссионные линии. В спектре же второй области (В), расположенной примерно на 2″ южнее первой, континуум крайне слаб и фактически наблюдаются только интенсивные эмиссионные линии. Спектр центральной области с сильным континуумом наблюдается также на спектрограммах, полученных при положении щели 3.

При положении щели 4 получен слабый непрерывный спектр с неоднородной плотностью по высоте щели, на котором видны только эмиссионные линии H_α, [O III] λ 5007 и [O II] λ 3727. Линии по высоте щели имеют клочковатую прерывистую структуру, то есть принадлежат спектрам отдельных облаков ионизованного газа. Отчетливо различаются два сгущения по линиям [O III] λ 5007 и H_α, отстоящие друг от друга примерно на 7″ и примерно равной интенсивности, и одно более слабое сгущение, расположенное севернее первых двух. Сгущения в эмиссионных линиях не повторяют неоднородную структуру непрерывного спектра. Спектр, полученный при положении 5, также имеет слабый континуум, на котором обнаруживается только линия H_α, состоящая из нескольких слабых сгущений по высоте щели.

Количественный спектральный анализ можно осуществить только для спектров двух центральных областей, так как спектры остальных областей галактики слишком слабы. Методика обработки спектров описана в работах [15, 33] и не считаем целесообразным здесь ее повторять.

Как уже отмечалось, эмиссионные линии в спектре с сильным континуумом широкие и, кроме того, сильно наклонены. Исправленные за инструментальное уширение полуширины линий равны примерно 750 км/с. Линейный размер центральной области с сильным континуумом равен примерно 1.7 кпк. Наклон линий в спектре этой области указывает на ее сравнительно быстрое вращательное движение с линейной скоростью, достигающей значения около 370 км/с на краю области. Фактически мы тут имеем дело с компактным быстровращающимся ядром с сейфертовскими характеристиками. Масса ядра, судя по вращению, порядка массы нормальной галактики — $4.8 \cdot 10^{10}\ M_\odot$.

Спектр области, расположенный южнее описанного выше ядра, как отмечалось, имеет крайне слабый континуум, а полуширины эмиссионных линий порядка инструментальных. Наклон у этих линий не обнаруживается, то есть, находясь столь близко (примерно 1.5 кпк в проекции на небесную сферу) к ядру, эта область не участвует во вращательном движении ядра. Диаметр околоядерной эмиссионной области несколько больше, чем диаметр ядра и составляет примерно 2 кпк. Судя по спектру, эта область представляет собой гигантскую H II-область, которая в I и r диапазонах имеет большую светимость, чем само ядро и была отмечена Фридом и Шульцем как один из компонентов двойного ядра. Возможно, что H II-область в действительности находится далеко от ядра и расположена близко к ядру лишь в проекции на небесную сферу.

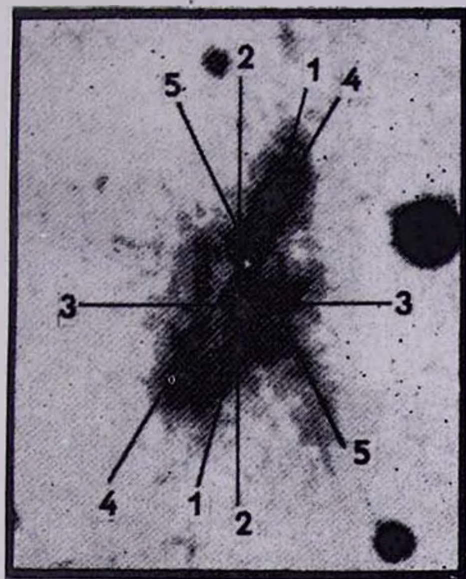


Рис. 1. Прямой снимок NGC 6240, показаны положения щели спектрографа при спектральных наблюдениях.

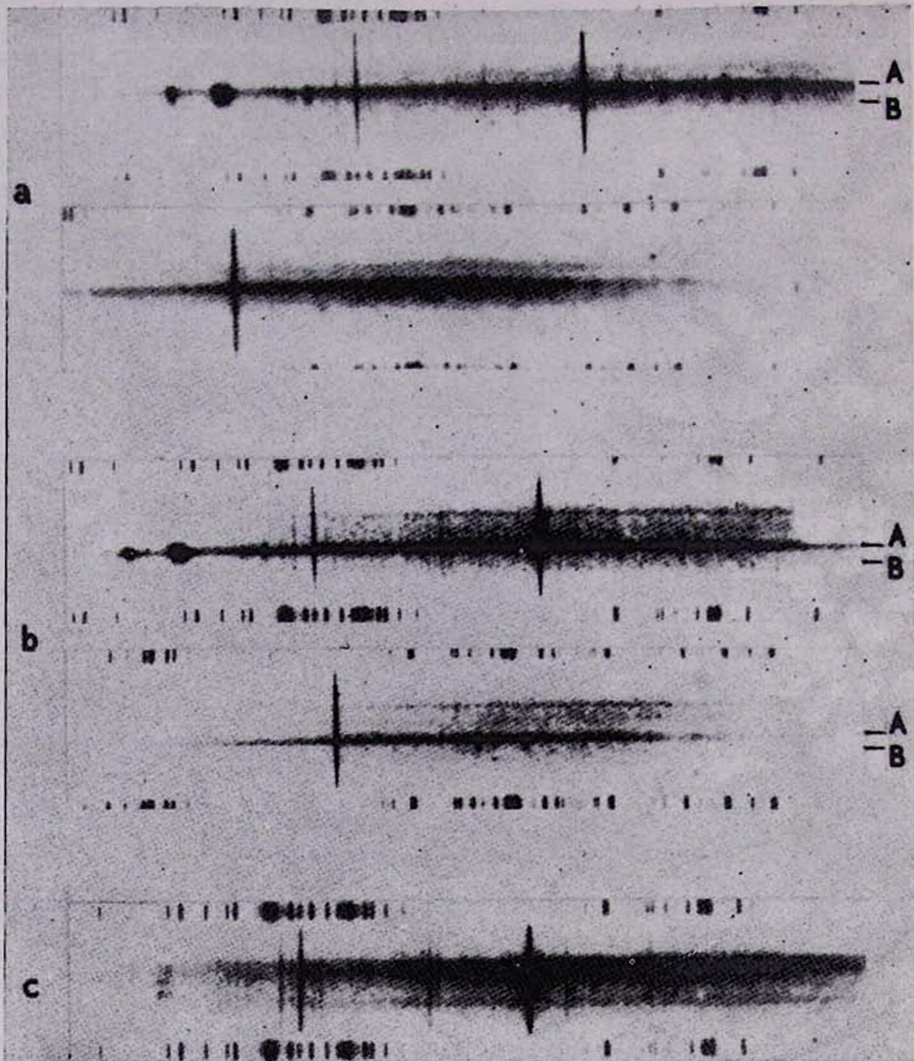


Рис. 2. Репродукция спектрограмм, полученных при разных положениях щели спектрографа: а) положение щели 1, области спектра 3600—6100 А и 4500—7000 А; b) положение щели 2, те же области; с) положение щели 4, области спектра 4500—7000 А.

К статье Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикяна

Выполнена спектрофотометрия ядра и околоядерной H II-области, результаты которой приведены в табл. 2 и 3. В табл. 2 приведены наблюденные и исправленные за покраснение значения относительных интенсивностей эмиссионных линий, а в табл. 3 — эквивалентные ширины наиболее уверенно отождествленных абсорбционных линий в спектре ядра. Поправка за покраснение вычислена в предположении о том, что бальмеровские линии в обоих спектрах имеют рекомбинационное происхождение (случай B, $T_e = 10^4 K$ [16]), а поглощение происходит по нормальному закону. Логарифмические коэффициенты покраснения в линии H_β для обеих областей приведены в последней строке табл. 2. Ошибка измерений интенсивностей для слабых спектральных линий достигает 25—30%, а для линий с нормальной выдержкой не превышает 20%.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ДВУХ ОБЛАСТЕЙ В ГАЛАКТИКЕ NGC 6240

λ_0	Ион	A		B	
		$(I_\lambda/I_{H_\beta})_H$	$(I_\lambda/I_{H_\beta})_0$	$(I_\lambda/I_{H_\beta})_H$	$(I_\lambda/I_{H_\beta})_0$
6731	[SII]	6.66	.78	7.94	1.61
6717	[SII]	6.97	.81	10.29	2.08
6584	[NII]	26.14	3.25	16.18	3.28
6563	H_α	22.99	2.86	13.53	2.87
6527	HeII	--	—	1.25	.28
6406	HeII	—	—	.58	.13
6364	[OI]	1.29	.20	1.26	.31
6312	[SIII]			.45	.11
6300	[OI]	5.16	.87	1.72	0.81
5197	[NI]	.52	.36	—	—
5007	[OIII]	2.13	1.72	1.72	1.47
4959	[OIII]	.61	.52	.58	.52
4893	Fe VII	.22	.21	—	—
4861	H_β	1.00	1.00	1.00	1.00
4686	HeII	.14	.18	—	—
4340	H_γ	.21	.48	.27	.50
3727	[OII]	1.34	8.41	1.10	4.32
C (H_β)		2.66		1.98	

3. *Физические условия и химический состав.* Полученные нами спектрофотометрические данные позволяют определить физические условия, а

а также судить о химическом составе центральной области NGC 6240. В табл. 4 приведены некоторые физические параметры ядра и околоядерной эмиссионной области этой галактики: классификационные параметры $\langle E \rangle$ и (3727/5007) Болдуина и др. [17], электронная температура, определенная эмпирическим методом по отношению интенсивностей линий [O III]+[O II]/H_β [18], электронная плотность, определенная по отношению интенсивностей линий [S II] 6717 и 6731 и индекс возбуждения r = [O III] 5007+4959/[O II] 3727.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРЕ ЯДРА NGC 6240

λ	5893	5645	5616	5167	5133	4489	4427	4405	4384
Ион	NaI	TiI	FeI	FeI	FeI	TiI	FeI	FeI	FeI
W (A)	5.51	1.78	1.85	3.07	1.67	0.91	1.26	1.75	1.20

Эмиссионные линии в спектре ядра NGC 6240 широкие, характерные для спектров Sy 2 галактик, а индекс возбуждения низкий, как у лайнеров.

Таблица 4

Область	$\langle E \rangle$	3727/5007	$T_e \cdot 10^{-4}$ K	N_e см$^{-3}$	r
A (ядро)	0.86	0.68	1.0	630	0.27
B	0.20	0.47	0.9	170	0.46

На классификационной схеме Болдуина и др. [17] ядерная область NGC 6240 по своим характеристикам попадает в область лайнеров, обозначенную авторами как область ионизации ударной волной, так как предполагается, что ионизация у лайнеров и Sy 2 галактик происходит под действием ударной волны (например, [19]). Исследования последних лет показали, что спектральные характеристики лайнеров (и Sy 2 галактик) могут быть объяснены в рамках фотоионизационных моделей [19—24]. Основная разница между H II-областями и ядрами указанного выше класса объектов в смысле ионизации заключается в отличии источников ионизующего излучения и геометрического фактора (см., например, [24, 25]).

Таким образом, так как спектральные характеристики ядра NGC 6240 схожи с характеристиками Sy 2 галактик (и лайнеров), то можно считать, что в ядре NGC 6240, как и в упомянутых объектах, основную роль играет фотоионизационный механизм. Источником ионизующего излучения в данном случае могут быть вновь образовавшиеся массивные звезды, доститающие в процессе эволюции сверхвысоких температур. Такие объекты названы вормерами (warmers) [26].

Что же касается околоядерной эмиссионной области NGC 6240, то на той же классификационной схеме [17] она попадает в область нормальных H II-областей с низкой степенью ионизации, и можно считать, что в этой области, как и в нормальных H II-областях, фотоионизация обусловлена излучением молодых, горячих звезд класса O—B. Вообще всеми своими параметрами околоядерная эмиссионная область напоминает, как уже отмечалось, гигантскую H II-область.

Считая, что фотоионизационный механизм является основным в рассматриваемых двух областях NGC 6240, можно определить их химический состав методами, приведенными в [27]. В табл. 5 приведены результаты определения относительного содержания ионов, линии которых наблюдаются в спектрах ядра и околоядерной H II-области NGC 6240, а также относительное содержание элементов, нормированные к количеству водорода при lg H = 12. С целью сравнения приведены также значения соответствующих параметров для нормальных H II-областей [28] и Солнца [29].

Таблица 5

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ В ЯДРЕ И ОБЛАСТИ В NGC 6240

Ион, элемент	Ядро	Область В	НII-области	Солнце
He^{++}	$1.51 \cdot 10^{-2}$	—		
O^{+}	$4.29 \cdot 10^{-4}$	$3.28 \cdot 10^{-4}$		
O^{++}	$5.61 \cdot 10^{-6}$	$5.83 \cdot 10^{-5}$		
N^{+}	$5.37 \cdot 10^{-5}$	$1.05 \cdot 10^{-4}$		
S^{+}	$3.20 \cdot 10^{-6}$	$1.52 \cdot 10^{-5}$		
He	—	—	11.07	10.83
O	8.46	8.48	8.60	8.84
N	7.80	7.97	7.59	7.94
S	7.09	7.60	7.26	7.27
N/O	0.21	0.30	0.10	0.12
Z	$7.6 \cdot 10^{-3}$	$7.9.10^{-3}$	$1.05 \cdot 10^{-2}$	$1.81 \cdot 10^{-2}$

Как в ядре NGC 6240, так и в околоядерной H II-области, как это видно из табл. 5, имеется значительный дефицит тяжелых элементов, характерный для молодых объектов, где все еще продолжается процесс звездообразования.

4. *Обсуждение результатов.* Благодаря большому масштабу 6-м телескопа, нам удалось получить спектры двух областей в центральной части NGC 6240, отстоящих друг от друга примерно на 2″. Наличие двойного ядра в NGC 6240 было известно из радионаблюдений [8] и крупномасштабных фотографий, снятых в *I* и *r* диапазонах [9], причем они рассматривались как ядра двух столкнувшихся галактик [5, 9, 12]. Полученные же нами результаты показывают, что один из компонентов ядра, по-видимому, является гигантской H II-областью, причем она, по всей вероятности, находится далеко от ядра галактики и всего лишь проектируется на ядерную область. Последнее предположение аргументировано тем, что, будучи расположенными столь близко друг к другу, они динамически совершенно независимы — наклон спектральных линий указывает на довольно быстрое вращение ядра, которое не обнаруживается у H II-области.

Полученные нами спектрофотометрические данные обеих областей можно объяснить в рамках фотоионизационных моделей, хотя при обсуждении спектральных характеристик NGC 6240 отмечалось, что спектр этой галактики показывает признаки, характерные для излучения ионизованного ударной волной газа (например, [5, 9]).

Внутреннее поглощение в NGC 6240, как было отмечено другими авторами, довольно высокое. Судя по логарифмическому коэффициенту покраснения в ядре, оно достигает значения $5.^m26$, а в H II-области — $3.^m81$ (приведенные значения A_V исправлены за галактическое поглощение).

Заслуживает внимания тот факт, что околоядерная H II-область в ИК имеет большую светимость по сравнению с ядром, в то время, как в голубой части спектра она гораздо слабее ядра. Большое значение отношения инфракрасной светимости к голубой, вместе с некоторыми другими параметрами, характерно для областей интенсивного звездообразования [30]. Штайн и Сойфер [31] отметили, что инфракрасная светимость может послужить мерой доли звездообразования, причем пыль в данном случае играет роль преобразователя частот.

В обеих рассмотренных нами областях обнаруживается ощутимый дефицит тяжелых элементов, что характеризует их как области продолжающегося звездообразования.

Таким образом, полученные нами результаты можно объяснить мощной вспышкой звездообразования в этой галактике, огромным очагом которой является H II-область, рассматривавшаяся прежде как компонент двойного ядра. Что же касается самого ядра, то оно имеет признаки ядер Sy 2, возможно также является областью бурного звездообразования.

Отметим также, что на спектрограммах, полученных при разных положениях щели спектрографа, кроме ядра и околоядерного огромного H II-комплекса обнаруживаются еще несколько облаков ионизованного газа, излучающего в линиях.

Все полученные результаты показывают, что к NGC 6240 совершенно не подходят критерии класса Irr II (или I0), как класса объектов со вторым типом звездного населения. Во многих объектах, отнесенных к классу I0, также были обнаружены доказательства присутствия в них первого типа звездного населения и очагов звездообразования (см., например, [15, 32, 33]), но NGC 6240 следует отметить среди них как пекулярную галактику с необыкновенно мощной вспышкой звездообразования.

Авторы статьи благодарны Г. В. Абрамяну за полученный по нашей просьбе прямой снимок галактики и А. Н. Буренкову за помощь при спектральных наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

SPECTRAL INVESTIGATION OF PECULAR GALAXY NGC 6240

N. K. ANDREASSIAN, E. YE. KHACHIKIAN

The results of detailed spectral investigation of NGC 6240 are presented. Spectrophotometry of two components of the nucleus founded earlier in the radio and IR regions which are at 2″ from each other and were considered to be nuclei of two colliding galaxies is carried out. Physical properties and chemical abundances are determined. Seyfert properties revealed earlier to the spectra of the nucleus turned out to belong to one component while the other has spectral properties of H II regions. The Seyfert component rotates but the second component which is obviously a complex of H II region does not rotate.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. C. Jr. Corwin*, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Austin, London, 1976.
2. *P. Nilson*, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala Offset Center, 1973.
3. *V. A. Vorontsov-Velyaminov*; Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 28, 1, 1977.
4. *I. R. Caswell, D. Wills*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 135, 231, 1967.
5. *R. E. A. Fosbury, I. V. Wall*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 79, 1979.
6. *В. П. Архипова, В. Ф. Есипов*, Письма в Астрон. ж., 5, 168, 1979.
7. *А. В. Засов, Н. Д. Караченцев*, *Письма* в Астрон. ж., 5, 237, 1979.
8. *I. I. Condon, M. A. Condon, G. G. Gisler, I. I. Puschell*, Astrophys. J., 252, 102, 1982.
9. *I. W. Fried, H. Schulz*, Astron. and Astrophys., 118, 166, 1983.
10. *S. Young, I. Kenney, S. D. Lord, F. P. Schloerb*, Astrophys. J., 287, L65, 1981.

11. *G. H. Rieke, R. M. Cutri, I. H. Black, W. F. Kailey, C. W. McAlary, M. I Lebovsky, R. Elston*, Astrophys. J., 290, 116, 1985.
12. *R. D. Joseph, G. S. Wright*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 214, 87, 1985.
13. *A. Toomre*, in Evolution of Galaxies and Stellar Population, eds. B. M. Tinsley, R. B. Larson, New Haven, Connicut, 1977, p. 401.
14. *R. P. Stone*, Astrophys. J., 218, 767, 1977.
15. *Н. К. Андреасян*, Астрофизика, 19, 45, 1983.
16. *M. Brocklehurst*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 153, 471, 1971.
17. *I. A. Baldwin, M. M. Phillips, R. Terlevich*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 93, 3, 1969.
18. *B. E. Pagle, M. D. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 95, 1979.
19. *T. Heckman*, Astron. and Astrophys., 87, 142, 1980.
20. *M.-H. Ulrich, D. Pequignot*, Astrophys. J., 238, 45, 1980.
21. *G. I. Ferland, H. Netzer*, Astrophys. J., 264, 105, 1983.
22. *I. A. Rose, M. I. Tripicco*, Astrophys. J., 285, 55, 1984.
23. *A. I. Diaz, B. E. I. Pagel, J. R. C. Wilson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 212, 737, 1985.
24. *L. Binnete*, Astron. and Astrophys., 143, 334, 1985.
25. *A. V. Filippenko*, Astrophys. J., 289, 475, 1985.
26. *R. Terlevich, I. Melnick*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 213, 841, 1985.
27. *M. Peimbert, R. Costero*, Bol. Observ. Tonantzintla, 5, 3, 1969.
28. *S. A. Hawley*, Astrophys. J., 224, 417, 1978.
29. *A. G. W. Cameron*, in "Essays in Nuclear Astrophysics", eds. S. A. Barnes, D. D. Clayton, D. M. Schramm, Cambridge Univ. Press, Cambridge.
30. *D. Kunth, F. Sevre*, Prepr. No. 114, Inst. Astrophys., Paris, 1985.
31. *W. K. Stein, B. T. Soifer*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 21, 177, 1983.
32. *Н. К. Андреасян, Э. Е. Хачикян*, Астрофизика, 15, 577, 1979.
33. Н. *К. Андреасян*, Астрофизика, 21, 74, 1984.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 | ОКТЯБРЬ, 1987 | ВЫПУСК 2

УДК: 524.4

О СВЯЗИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК СО СКОПЛЕНИЯМИ

А. Р. ПЕТРОСЯН

Поступила 1 июля 1986
Принята к печати 20 июля 1987

Для отбора сейфертовских галактик (СГ)—членов скоплений проведено сопоставление выборки известных СГ (464 объекта) со скоплениями Цвикки, Эйбелла и скоплениями Южного неба. В результате, по критериям, принятым в настоящей работе, 67 СГ отобраны как вероятные члены скоплений Цвикки, 15—как члены скоплений Эйбелла и 18—как члены Южных скоплений. Приведены списки этих объектов.

1. *Введение.* В ряде работ, опубликованных во второй половине семидесятых годов, впервые были приведены данные о связи сейфертовских галактик со скоплениями, причем с противоречивыми результатами. По данным работ [1—4] галактики с сейфертовскими ядрами избегают богатых скоплений, в то время как по [5] число сейфертовских галактик в скоплениях соответствует общему возрастанию числа галактик в скоплениях.

Наблюдения последующих лет выявили много новых галактик с активными ядрами в скоплениях [6—11], а в скоплении вокруг 3C 295 было обнаружено сразу три сейфертовских объекта [12].

Новые статистические исследования, проведенные по более обширным выборкам сейфертовских галактик и отдельно по выборкам скоплений Цвикки [13] и Эйбелла [14], показали, что сейфертовские галактики участвуют в тенденции скучивания в скопления. Аналогичный результат, в частном случае в скоплении в Деве, был получен в работе [15].

В настоящей работе проведено сопоставление выборки известных сейфертовских галактик со скоплениями из каталогов Цвикки и Эйбелла, со скоплениями южного неба, в результате которого отобраны все случаи предположительно реального членства сейфертовских галактик в скоплениях.

2. *Выборка сейфертовских галактик и скоплений.* В использованную выборку сейфертовских галактик входят все объекты из каталога [16], классифицированные как Sy 1 и Sy 2 (~ 390 галактик) и еще около 75

новых объектов. Общий объем выборки — 464 объекта. Обозначим для краткости объекты данной выборки через СГ.

В выборку скоплений галактик вошли скопления из каталогов Цвикки [17], Эйбелла [18], скопления каталога [19] для южного неба.

3. *Метод отбора сейфертовских галактик—членов скоплений.* а) *СГ—скопление Цвикки.* Считается, что СГ является реальным членом скопления Цвикки, если она находится внутри контурной линии скопления, приведенной в [17], и абсолютное значение разности ее лучевой скорости и скопления меньше или равно 2000 км/с (см., например, [20, 21]). Лучевые скорости скоплений заимствованы из работ [22—26].

б) *СГ—скопление Эйбелла.* В этом случае использованы записи выборки СГ и скоплений Эйбелла на магнитном диске ЭВМ. Принимается, что СГ является реальным членом скопления, если ее угловое проекционное расстояние от центра скопления меньше эйбелловского углового радиуса скопления и абсолютное значение разности ее лучевой скорости и скопления $\leqslant 2000$ км/с.

Для вычисления эйбелловского радиуса скопления использовано выражение (для $q_0 = 0$ и $H = 75$ км/с Мпк),

$$R_A = 0.0287 \cdot z^{-1} (1 + z)^2 (1 + z/2)^{-1} \text{ угл. град.,} \tag{1}$$

где для красного смещения скопления (z) использовано его точно измеренное значение, заимствованное из [27, 28], а при отсутствии последнего — среднее значение красного смещения, соответствующее классу расстояния скопления.

в) *СГ—южные скопления.* Так как для южных скоплений, каталогизированных в [19], не приведены конкретные размеры и красные смещения подавляющего большинства из них, при отборе СГ—членов южных скоплений были использованы отдельные сообщения о реальном членстве СГ в скоплении.

4. *Результаты.* В табл. 1 приведены данные относительно СГ-членов скоплений Цвикки и о самих скоплениях. Таблица содержит последовательно: обозначение скопления; тип скопления (О—открытые, СК—средней компактности, К—компактные); его гелиоцентрическая лучевая скорость; наименование СГ; тип СГ и ее гелиоцентрическая лучевая скорость; морфологический тип СГ; отношение расстояния СГ от центра скопления (R) к эффективному радиусу скопления ($R_{эфф}$ согласно [17]); положение СГ относительно контурных линий скоплений, где обозначение 3/3 означает, что СГ расположено вне 2/3 радиуса круга, центр которого—ближайшее к СГ сгущение галактик, а радиус—расстояние от этого сгущения до

Таблица 1

СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ — ЧЛЕНЫ СКОПЛЕНИЙ ЦВИККИ

Скопление Цвикки	Тип скопл.	v_r скопл. (км/с)	СГ	Тип СГ	v_r СГ (км/с)	Морфолог. тип СГ	$R/R_{эфф}$	Положение СГ
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0007.7+1056	СК	26700	III Zw2	1	26754	N⁻	0.354	2/3
0024.0+1652	К	120000	0024+1652#42	2	120000		—	—
0107.5+3212[a]	СК	5130	NGC 513	2	5840		1.096	3/3
			Марк 1	2	4803	SB0/SBa	0.462	1/3
			Марк 352	1	4475	S0	0.776	2/3
			Марк 993	2	4910	Sa	1.084	2/3
0228.0+2600	О	4910	Марк 1040	1	4910	Sb	1.091	3/3
0233.0+0124	СК	6900	NGC 1019	1	7251	SBb	0.565	1/3
0240.6+0740	О	6840	Марк 595	1	8000		0.416	2/3
0303.0+4125[b]	СК	5690	NGC 1275	1.5	5220	рес.	0.352	1/3
			Марк 1073	2	6980	SBb	0.234	2/3
0449.3−0437	О	4290	NGC 1685	2	4200		0.771	3/3
0510.0+0458A	К	4410	X0459+034	1	4800		1.019	3/3
			UGC 3255	2	5689	SBb	0.864	3/3
0628.9+5232	О	11460	Марк 374	1	13080	S0	1.624	3/3
0642.0+7334	О	5590	Марк 6	1.5	5590	S0/a	0.799	2/3
0712.4+4523	СК	16800	Марк 376[c]	1	11830	$S0_{pec}$	0.347	1/3
0733.4+6102B		8750	Марк 10	1	8710	Sb	0.635	1/3
0739.8+4949	СК	6560	Марк 79	1	6560	SBb	0.138	1/3
0745.5+4020	О	8870	Марк 382	1	10200	SBc	1.039	3/3
0801.3+3954	О	8420	Марк 622	2	6990		1.075	2/3
0810.1+5813	СК	7830	SBS0807+581	2	8370		0.420	3/3
			SBS0808+587	2	8040		0.703	3/3
0837.0+2506	О	11090	Марк 1218	1	9400	SB	0.341	2/3
0909.7+1814B	О	8440	Марк 704	1	8960		0.766	2/3
0941.7+2430	О	7240	Марк 403	2	7260		1.008	3/3
1006.3+2320	О	19190	Марк 716	1	17190		0.511	2/3
1051.4+4041	СК	34550	Марк 1269	1.5	36000		0.939	3/3
1054.6+2017	СК	19420	Марк 634	1	19420		0.481	1/3
1058.6+1049	СК	10780	Tol 1059+105	1	10200		0.672	3/3
			Марк 728	1.5	10430	S0/a	1.077	3/3
1112.7+7259B	О	2600	NGC 3516	1	2600	SB0	0.701	2/3
1123.9+3541	О	10380	Марк 423	1	9610		0.606	1/3
1138.7+5650A	СК	2980	NGC 3982	2	975	S	0.556	3/3
			NGC 3998	1	1125	S0	0.557	3/3

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
1138.7+5650B		5800	Марк 40	1	6200	E-S0	0.680	3/3
1138.7+5650C		9220	Марк 176	2	7910	S0/a pec	0.832	3/3
			1213.6+51	1.5	9330		1.674	3/3
			Марк 1469	1.5	9340		1.673	3/3
1202.0+2028	O	6950	Арак 347	2	6600		0.141	1/3
1217.5+2915A	CK	3990	Марк 766	1	3970	SBa	0.315	2/3
1257.1+2806[e]	K	6830	NGC 4922B	2	7226		0.579	2/3
1339.9+3030	CK	11080	Марк 268	2	12000	S0/a	0.241	2/3
1348.7+0249	O	9920	Tol 1347+023	1	9900		0.856	3/3
1351.3+3333A	CK	2340	NGC 5347	2	2340	SBa/b	0.334	1/3
1352.9+3856	CK	3140	NGC 5350	2	2300	SBb/c	0.827	2/3
1354.0+1834	O	15020	Марк 463	2	15020	pec	0.170	1/3
1510.0+0315	O	11600	Марк 1395	1	12780		0.438	2/3
1517.3+2910	CK	24150	Марк 849	1	24150		1.019	2/3
1555.1+4146	CK	10580	Марк 1102	2	10430		0.112	1/3
			Марк 1103	2	10310		0.152	1/3
1556.2+2725	K	27120	E1556+274	1	27000		0.116	1/3
1600.4+1925[f]	CK	10960	Марк 291	1	10631	SBa	0.561	3/3
			Марк 298	2	10180	pec	0.520	1/3
1609.0+8212	CK	6545	NGC 6251	2	6900	E	0.643	3/3
1625.5+4006	CK	9110	IIIZw 77	1	10220		0.837	3/3
1628.0+2438	CK	11320	Марк 883	1	11320		0.178	2/3
1701.4+2830	O	10900	Марк 504	1	10900	SBa	0.723	2/3
1704.9+3056	CK	10210	Марк 700	1	10100		0.982	2/3
1722.8+3120	CK	13230	Марк 506	1	12850	SBb	0.638	1/3
1916.8+4855A	CK	4300	Арак 539	2	5070		1.179	3/3
2231.2+3732	O	6080	NGC 319	2	6622	SB	1.298	3/3
2256.8+2445	O	7200	Марк 1127	2	7150	Sb	1.401	3/3
2259.6+0746	O	4860	NGC 7469	1	4835	SBa	0.635	2/3
2316.5+0046	O	8870	Марк 530	1	8730	Sb	0.830	3/3
2320.0+0845	CK	3940	NGC 7672	2	4394	Sb	1.136	3/3
2335.5+2449	CK	8370	Марк 1133	2	7080		0.977	2/3

Примечания. a — Скопление галактик в созвездии Рыбы (Piscus). b — Скопление галактик в созвездии Персей (Perseus). c — О связи Марк 376 со скоплением см. в [3]. d — Галактика SBS 0807+581 является также членом открытого скопления Zw 0756.1+5616 с $v_r = 9630$ км/с. В этом случае $R/R_{эфф} = 1.540$, а положение СГ— 3/3. e — Скопление галактик в созвездии Волосы Вероники (Coma I). f — Скопление галактик в созвездии Геркулес.

соответствующего участка контурной линии скопления. Обозначение 1/3 означает, что СГ расположена в пределах 1/3 радиуса круга концентрации галактик в скоплении, 2/3—СГ занимает промежуточное положение.

Таблица 2

СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ — ЧЛЕНЫ СКОПЛЕНИЙ ЭЙБЕЛЛА

Скопл.	Класс богатства	Тип		$z_{скопл.}$	СГ	Тип СГ	$z_{СГ}$	Морфолог. тип СГ	R/R_A
		BM	RS						
A 419	0	—	C7	0.0406	NGC 1229	2	0.035	SBb pec	0.960
426	2	II—III	L9	0.0183	NGC 1275	1.5	0.0174	pec	0.134
					Марк 1073	2	0.0233	SBb	0.528
634	0	III	F	0.0266	SBS 0807+581	2	0.0279		0.341
					SBS 0808+587	2	0.0268		0.534
1142	0	II—III:	C7	0.0373	Марк 728	1.5	0.0348	S0/a	0.606
					Tol 1059+105	1	0.0340		0.456
1257	0	III	F	0.0339	Марк 423	1	0.0320	pec	0.791
1455	2	II	B	0.165	GQ Com	1.5	0.165		0.974
1781	0	III	F	0.0762	Марк 69	1	0.076	S0?	0.979
2142	2	II	Bb	0.0904	E1556+274	1	0.090		0.190
2151	2	III	F	0.0365	Марк 298	2	0.0339	pec	0.126
2197	1	III	L8a	0.0303	III Zw 77	1	0.0341		0.853
2534	2	II—III	—	0.191	1E2304—2259	2	0.193		0.276
2597	0	III	cD	0.0852	PKS 2322—12	2	0.082		0.013

В табл. 2 приведены данные о СГ—членах скоплений Эйбелла и о самих скоплениях. Таблица содержит последовательно: номер скопления по [18]; класс богатства; тип скопления по Баутц и Моргану [29]; пересмотренный (RS) тип скопления по [30]; его красное смещение; наименование СГ; тип и гелиоцентрическое красное смещение СГ; морфологический тип СГ; расстояние (в проекции) каждой СГ от центра скопления, выраженное в долях эйбелловского радиуса.

В табл. 3 приведен список СГ—членов южных скоплений. В ней содержится: номер скопления по [19]; название скопления; его гелиоцентрическая лучевая скорость; наименование, тип и гелиоцентрическая лучевая скорость СГ; морфологический тип СГ; ссылки на литературу, где показано членство СГ в скоплении.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Таблица 3

СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ—ЧЛЕНЫ ЮЖНЫХ СКОПЛЕНИЙ

№ скопл. по [19]	Название скопл.	v_r скопл. (км/с)	СГ	Тип СГ	v_r СГ (км/с)	Морфолог. тип СГ	Литература
S 0321—374	Печь I	1440	NGC 1365	1	1800	SBb	[31]
			NGC 1386	2	600	Sa	[31]
0415—557	Зол. Рыба	930	NGC 1566	1	1230	SXbc	[32]
0428—540	в обл. Часы	11520	F 303	1	11400	E	[33]
0944—310		540	A 0945—30	2	2400		—
1027—353	Насос	2599	NGC 3281	2	3300	Sb?	[32]
1334—337	гр. IC 4296	3660	МКГ-6—30—15	1	2310	S?	—
			NGC 5135	2	4157	SBab	[34]
1347—305	скоп. IC 4329	4320	IC 4329A	1	4651	S0/a	[32]
1843—634		4320	F 51	1	4290		—
2004—485	Телескоп	2765	NGC 6890	2	2409	Sb	[32]
2159—322	Клемола 34	2400	NGC 7172	2	2400	Sab pec	[35]
2209—469	гр. NGC 7213	1900	NGC 7213	1	1740	Sa	[32]
2254—367	Журавль	1580	NGC 7496	2	1500	SBb	[32]
			NGC 7582	2	1427	SBab pec	[32]
			NGC 7590	2	1500	Sbc?	[32]
2355—616		28770	PKS 2356—61	2	28800		[31]
	гр. NGC 6300	1410	NGC 6300	2	1120	SBb	[36]

ON THE RELATION OF SEYFERT GALAXIES WITH CLUSTERS

A. R. PETROSIAN

For the selection of Seyfert galaxies (SG) — clusters members, comparison of the SG sample (464 objects) with Zwicky and Abell clusters and southern clusters as well is carried out. By criteria accepted in this paper 67 SG are identified in Zwicky clusters, 15 SG in Abell clusters and 18 in southern clusters. Lists of these objects are presented.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. van den Bergh*, Astrophys. J., 198, L1, 1975.
2. *Б. В. Комберг*, Препр. ИКИ, № 274, 1976.
3. *T. F. Adams*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 33, 19, 1977.
4. *G. R. Gisler*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 183, 633, 1978.

5. *К.-Н. Шмидт*, в сб. «Крупномасштабная структура Вселенной», Симп. МАС, № 79, Мир, М., 1981, стр. 120.
6. *G. O. Abell, T. S. Eastmond, D. C. Jenner*, Astrophys. J., 221, L1, 1978.
7. *A. S. Wilson, M. V. Penston*, Astrophys. J., 232, 389, 1979.
8. *M. M. Phillips, J. A. Frogel*, Astrophys. J., 235, 761, 1980.
9. *P. Veron, P. O. Linblad, E. J. Zuiderwijk, M. P. Veron, G. Adam*, Astron. and Astrophys., 87, 245, 1980.
10. *M. M. Phillips, D. F. Malin*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 905, 1982.
11. *J. P. Huchra, W. F. Wyatt, M. Davis*, Astron. J., 87, 1628, 1982.
12. *A. Dressler, J. E. Gunn*, Astrophys. J., 270, 7, 1983.
13. *А. Р. Петросян*, Астрофизика, 18, 548, 1982.
14. *М. А. Аракелян, В. Ю. Теребиж*, Письма в Астрон. ж., 8, 139, 1982.
15. *J. Stauffer*, Ph. D. Dissertation, Univ. California, Berkeley, 1981.
16. *M. P. Veron-Cetty, P. Veron*, A Catalogue of Quasars and Active Nuclei, ESO Sci. Rep. No. 1, 1984.
17. *F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz, C. T. Kowal*, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, Vol. 1—6, California Institute of Technology, Pasadena, 1961—1968 (CGCG).
18. *G. O. Abell*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 3, 211, 1958.
19. *A. Duus, B. Newell*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 35, 209, 1977.
20. *Дж. О. Эйбелл*, в сб. «Крупномасштабная структура Вселенной», Симп. МАС, № 79, Мир, М., 1981, стр. 281.
21. *T. C. Beers, M. J. Geller, J. P. Huchra, D. W. Latham, R. J. Davis*, Astrophys. J., 283, 33, 1983.
22. *A. Dressler, J. E. Gunn*, Astrophys. J., 263, 533, 1982.
23. *G. C. Balesi-Pillastrini, G. G. C. Palumbo, G. Vettolani*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 56, 363, 1984.
24. *T. W. Noonan*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 45, 613, 1981.
25. *М. Туратто, А. Р. Петросян*, Астрон. циркуляр, № 1371, 1, 1985.
26. *A. R. Petrosian, M. Turatto*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 65, 349, 1986.
27. *Т. С. Фетисова*, Астрон. ж., 58, 1137, 1981.
28. *C. L. Sarazin, H. J. Rood, M. F. Struble*, Astron. and Astrophys., 108, L7, 1982.
29. *L. P. Bautz, W. W. Morgan*, Astrophys. J., 162, L149, 1970.
30. *M. F. Struble, H. J. Rood*, Astron. J., 87, 7, 1982.
31. *N. U. Mayall, A. de Vaucouleurs*, Astron. J., 67, 363, 1962.
32. *A. Sandage*, Astrophys. J., 202, 563, 1975.
33. *A. P. Fairall*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 196, 417, 1981.
34. *A. Sandage*, Astron. J., 83, 904, 1978.
35. *V. C. Rubin*, Astrophys. J., 191, 645, 1974.
36. *G. de Vaucouleurs*, in "Stars and Stellar Systems", 9, 557, 1975.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 | ОКТЯБРЬ, 1987 | ВЫПУСК 2

УДК: 524.3—823

ЗАВИСИМОСТЬ МАССА — СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ЯДЕР

В. П. РЕШЕТНИКОВ

Поступила 8 апреля 1987

Принята к печати 20 июля 1987

На основе каталога параметров активных ядер галактик Э. А. Дибая рассмотрена зависимость светимости активных ядер в разных спектральных диапазонах от их массы. Показано, что для ядер сейфертовских галактик первого типа и близких квазаров зависимость болометрической светимости от массы ($L_{bol} \sim m^{4/3}$) удовлетворяет модели Хиллса.

1. *Введение*. Накопленный в настоящее время обширный наблюдательный материал позволяет на основе статистического рассмотрения сделать ряд важных выводов о природе активности ядер галактик и квазаров. Особое значение имеет вопрос о существовании и виде зависимости масса — светимость. Следует ожидать, что факт ее существования, а также конкретный вид зависимости светимости активного ядра в разных спектральных диапазонах от массы окажется хорошим тестом для проверки моделей активности.

По-видимому, первое рассмотрение вопроса о соотношении масса — светимость для активных ядер галактик (AGN) принадлежит Дибаю [1—3]. Им установлен факт вероятного существования этого соотношения для ядер сейфертовских галактик и квазаров [1] и получены эмпирические уравнения регрессии для зависимости болометрической светимости от массы активного ядра [2, 3]. Недавно этот же вопрос был рассмотрен в работах Вондела и др. [4, 5].

В настоящей работе на основе каталога параметров активных ядер галактик Дибая [6] и списка объектов из [5] 1) оцениваются параметры зависимости светимости ядер Sy 1 и близких QSO в разных спектральных диапазонах от их массы, 2) обсуждается влияние селекции на рассматриваемые зависимости, 3) предлагается интерпретация соотношения масса—светимость для AGN в рамках модели Хиллса.

2. *Оценки масс активных ядер и их точность.* Основой большинства современных оценок масс AGN является предположение о том, что ширины наблюдающихся в их спектрах эмиссионных линий соответствуют параболическим скоростям в гравитационном поле массивного ядра [7].

При составлении каталога Дибая [6] предполагалось, что все активные ядра устроены одинаково по таким параметрам, как объемная скважность, электронная концентрация и температура, и оценка масс ядер Sy 1 и QSO была получена в виде: $m \sim L_\beta^{1/3} \cdot v^2$, где L_β — светимость ядра в линии H_β, а v — эффективная скорость газа во внутренней плотной зоне (определялась в [6] в основном по H_β). Всего в каталоге [6] приведены оценки масс, а также параметры линейчатого и непрерывного спектров, для 55 ядер Sy 1, 24 Sy 2 и 22 близких QSO.

В [5] массы AGN оцениваются двумя разными способами. Один из них близок к использованному в [6], но основан на более детальной модели, учитывающей вариации объемной скважности от объекта к объекту. Итоговая оценка массы в [5] выражается зависимостью: $m\,(\mathrm{O\,III}) \sim$ $\sim L_{\mathrm{O\,III}}^{1/2} \cdot v^2$, где $L_{\mathrm{O\,III}}$ — светимость ядра в линии [O III], v — пространственная дисперсия скоростей по [O III] ($\sqrt{3}/2$ FWHM).

Второй использованный в [5] способ предполагает, что в центре активного ядра находится массивная черная дыра, и характерное время переменности жесткого ($E > 2$ кэВ) рентгеновского излучения от него дает верхнюю оценку размера области формирования этого излучения, принимаемого в статье равным $5r_g$, где $r_g = 2Gm_{bh}/c^2$ — радиус Шварцшильда черной дыры. Оценка массы ядра имеет в таком случае вид: $m\,(\Delta t) \lesssim$ $\lesssim 10^4 \cdot \Delta t$, где Δt (с) — характерное время переменности излучения ядра в рентгеновском диапазоне, а $m\,(\Delta t)$ — в $m_\odot$. Всего в [5] приведены оценки масс для 24 объектов, из которых 18 Sy 1 и QSO.

Используются и другие, более сложные, но также модельные, способы оценки масс AGN, например, основанные на анализе их ИК-УФ спектров [8].

Принципиальное значение имеет вопрос о том, являются ли различия между найденными таким образом массами отдельных объектов реальными или же они характеризуют точность определения масс. Существуют, по-видимому, некоторые свидетельства в пользу первой точки зрения.

Так, полученные независимо в [5] и [6] шкалы масс m и $m\,(\mathrm{O\,III})$ очень близки: по 10 общим объектам коэффициент корреляции $r = 0.87$, наклон зависимости в пределах ошибок равен 1, систематический сдвиг меньше 1 dex.

В [5] показано, что массы, найденные по переменности рентгеновского излучения — $m\,(\Delta t)$ и по линии [O III] — $m\,(\mathrm{O\,III})$, также хорошо коррелируют. Там же показано, что корреляция между Δt и комбинацией $L_{\mathrm{O\,III}}^{1/2} \cdot v^2$ заметно выше, чем между Δt и $L_{\mathrm{O\,III}}$ или v по отдельности.

Имеющиеся в литературе оценки масс для отдельных объектов, основанные на предположениях, принципиально отличных от использованных в [5] и [6], согласуются с ними с точностью лучше 1 dex: NGC 4151 — $\lg m = 7.7$—8.0 [9], в [6] — 7.2; 3С 273 — $\lg m = 8.2$—8.7 [8], в [6]—8.5.

Приведенные выше примеры хорошей взаимной согласованности различных оценок масс AGN позволяют предположить, что случайная ошибка значений масс для индивидуальных объектов в [5] и [6] меньше порядка величины, а систематическая не превышает 1 dex.

3. *Нахождение эмпирической зависимости масса—светимость.* Рассмотрим зависимость светимости от массы по данным каталога [6]. В каталоге помимо оценок масс приведены следующие характеристики непрерывного спектра активных ядер: L_{NT} (эрг/с) — суммарная светимость ядра в оптическом и ИК-диапазонах (0.4—10.4 мкм); L_X (эрг/с) — рентгеновская светимость в диапазоне 0.5—4.5 кэВ. Статистическая ошибка определения $\lg L_{NT}$ согласно [6] составляет 0.4, ошибка L_X не превышает (30—50)% [10].

Для определения параметров линейной регрессии $\lg L_{NT,\,X} - \lg m$ воспользуемся не обычно применяемой моделью метода наименьших квадратов (МНК), предполагающей, что ошибки содержит только зависимая переменная, независимая же известна точно, а методом ортогональной регрессии (см. Приложение 1 к [11]), позволяющим решить задачу об определении параметров линейной зависимости в случае, когда обе переменные известны с ошибками (возможно, неравными).

Результаты представлены в табл. 1 (см. также рис. 1, 2), где $\sigma(L)/\sigma(m)$ — отношение ошибок в $\lg L$ и $\lg m$, при котором найдены параметры зависимости $\lg L = a \lg m + b$ (m — в $m_\odot$, L — в эрг/с); N — объем выборки; r — коэффициент корреляции. В качестве ошибки указан 95 % доверительный интервал. В нижней части таблицы приведены параметры приближения зависимостей $\lg L_{B,\,X} - \lg m$(O III) согласно [5].

Табл. 1 показывает, что по данным [6] рассматриваемые зависимости систематически круче, чем это получено в [5]. В [5], как и в более ранней работе [4], утверждается, что светимость активных ядер пропорциональна первой степени массы, то есть составляет примерно постоянную долю их эддингтоновской светимости. Однако различие между результатами настоящей работы и [5] кажущееся и обусловлено различием способов обработки. Опубликованные в [5] данные показывают, что в этой работе (по-видимому, и в [4]) использован стандартный МНК, предполагающий, что значения $\lg m$ известны точно, а ошибки содержатся только в светимостях $\lg L_{B,X}$. Это, конечно, неправильно и привело авторов [4, 5] к занижению степени a в зависимости $L \sim m^a$.

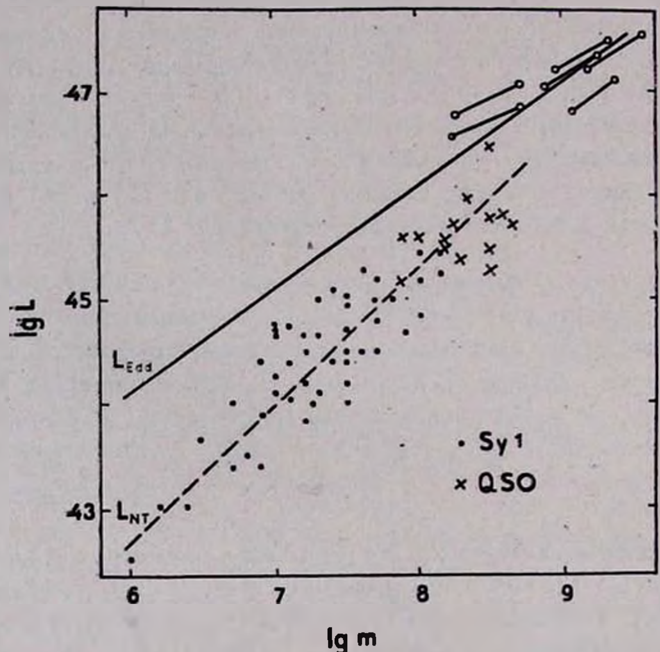


Рис. 1. Зависимость светимости AGN в оптическом и ИК-диапазоне от массы согласно данным каталога [6]. Пунктирная линия — приближение зависимости $\lg L_{NT} = a \cdot \lg m + b$, соответствующее случаю равных ошибок в $\lg L_{NT}$ и $\lg m$ (см. табл. 1). Отрезками соединены две оценки массы для 6 QSO согласно [8] (для каждого объекта оценка с меньшей массой получена для черной дыры Шварцшильда, с большей — для черной дыры Керра).

Переобработать данные [5] по использованной в настоящей работе методике невозможно, так как в [5] отсутствует информация о светимостях объектов в фильтре B (L_B), однако и опубликованные результаты приближения позволяют получить по ним более корректную оценку a. При наличии ошибок и в $\lg m$, и в $\lg L_{B,X}$ такой более корректной оценкой будет, например, среднее от использования МНК для двух предельных случаев: 1) $\sigma(\lg m) = 0$, $\sigma(\lg L_{B,X}) \neq 0$ и 2) $\sigma(\lg m) \neq 0$, $\sigma(\lg L_{B,X}) = 0$. В [5] приведены наклон зависимости $\lg L - \lg m$ для первого случая — a_1 и коэффициент линейной корреляции — r. Легко показать, что оценка наклона для второго случая имеет вид: $a_2 = a_1 \cdot r^{-2}$ и, следовательно, среднее равно $\frac{1}{2} a_1 (1 + r^{-2})$. Тогда для зависимости

$\lg L_B - \lg m$ получаем, что $a = 1.34$, а для $\lg L_X - \lg m$ $a = 1.47$. Исправленные величины в пределах ошибок совпадают с результатами, полученными по каталогу [6] (см. табл. 1), и показывают, что из имеющихся в настоящее время данных не следует вывод о постоянстве для AGN отношения L/L_{Edd}. Это заключение косвенно подтверждается также существованием объектов, светимость которых, по-видимому, близка к критической или даже превышает ее (см. рис. 1).

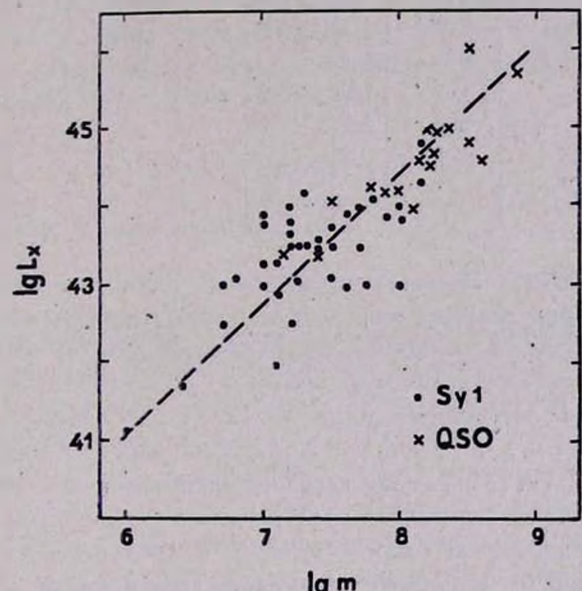


Рис. 2. Зависимость светимости AGN в рентгеновском (0.5—4.5 кэВ) диапазоне от массы по данным [6]. Пунктир — приближение для случая равных ошибок в $\lg L_X$ и $\lg m$.

4. *Влияние селекции на зависимость масса—светимость.* Согласно табл. 1 между наблюдаемыми светимостями активных ядер и их массами существует тесная корреляция. Однако перед тем, как обсуждать ее физический смысл, необходимо выяснить, не является ли она следствием того, что и L, и m зависят от какого-то неучтенного фактора. Такой зависимостью в нашем случае может быть зависимость L и величин, входящих в выражение для m, от красного смещения — z. Проверка показывает, что по данным [5] и [6] светимости (и в меньшей степени v) действительно сильно зависят от z ($r = 0.6$—0.9). Причины этого ясны: 1) наблюдательная селекция, приводящая к отбору на больших расстояниях преимущественно абсолютно более ярких объектов, и 2) отличие функции светимости AGN от константы, из-за чего даже в полной в пределах некоторого

пространственного объема выборке будет существовать корреляция светимости с расстоянием.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИБЛИЖЕНИЯ ЗАВИСИМОСТИ МАССА—СВЕТИМОСТЬ

m / L	$\frac{\sigma(L)}{\sigma(m)}$	a	b	N	r
$\lg L_{NT}$	1.0	1.33±0.08	34.69	67	0.90
	0.5	1.40			
$\lg L_X$	1.0	1.68±0.16	30.99	60	0.85
	0.5	1.79			
$\lg L_B$	—	1.14±0.17	—	16	0.86
$\lg L_{Ж}$	—	1.32±0.17	—	16	0.90

Для выяснения того, какая связь (L—m или L, v—z) является первичной, рассмотрим зависимость L—m в рандомизированных по z (о принципе рандомизации см., например, [12]) подвыборках из каталога [6], содержащего достаточное количество объектов. Для этого по данным [6] образуем случайные подвыборки достаточно большого объема, в которых отсутствует связь L_{NT}, L_X, $L_Э$ и v с z, и рассмотрим в них зависимость L—m. Если найденная по всему каталогу зависимость L—m первична (то есть имеет физический смысл), то она должна сохраниться в рандомизированных по z подвыборках, если вторична, то либо исчезнет, либо сильно изменится. Верно и обратное: если наблюдаемая связь L—m является физической, то в рандомизированных по L—m подвыборках зависимости L и v от z должны исказиться. Из данных каталога [6] были образованы случайные подвыборки Sy 1 и QSO численностью от 12 до 36 объектов, в которых для зависимостей L и v от z $|r| \leqslant 0.3$. Во всех рандомизированных подвыборках зависимость $\lg L$—$\lg m$ сохранилась на значимом уровне неизменной: например, по пяти подвыборкам $\overline{a}_{NT} = 1.27 \pm 0.07$, $r = 0.5$—0.7. И наоборот: в подвыборках, составленных так, чтобы для зависимости $\lg L$—$\lg m$ коэффициент корреляции был близок к нулю, зависимости L и v от z заметно изменились. Это свидетельствует о том, что селекция по z не оказывает заметного влияния на зависимость светимости от массы, найденную по данным [6].

Проведенный анализ подтверждает существование для ядер Sy 1 и близких квазаров реальной физической связи массы и светимости, и все последующее обсуждение будет предполагать, что приводимые в табл. 1 числа имеют физический смысл.

5. *Обсуждение результатов.* Как следует из табл. 1, показатель степени в зависимости L_{NT} от m в пределах ошибки равен $\frac{4}{3}$. Для суммы $L_{NT}+L_X$ он несколько увеличивается, так как зависимость $L_X - m$ круче $L_{NT} - m$, но, поскольку L_X составляет в среднем около 10 % L_{NT}, он по-прежнему близок к $\frac{4}{3}$. $L_{NT}+L_X$ соответствует нижней границе реальной болометрической светимости. Приняв, что непрерывное излучение ядра в диапазоне от γ до ИК имеет спектральный индекс $\alpha = 0.7$ [13], получаем $L_{bol} \approx 5\ (L_{NT}+L_X)$, что дает следующую эмпирическую оценку зависимости болометрической светимости от массы:

$$\lg L_{bol} = \frac{4}{3} \lg m_6 + 43.4, \tag{1}$$

где L_{bol} в эрг/с, а $m_6 = m/10^6\ m_\odot$.

Показатель степени $\frac{4}{3}$ в зависимости L_{bol} от m позволяет предположить, что эту зависимость можно объяснить в рамках модели Хиллса [14, 15]. Рассмотрим простейший вариант этой модели.

Пусть активное ядро представляет собой массивную черную дыру с массой m_6, окруженную звездным скоплением со средней пространственной плотностью ρ_6 (в единицах $10^6\ m_\odot/$ пк^3) и дисперсией скоростей σ_{200} (в единицах 200 км/с). Тогда за счет захвата и приливного разрушения звезд черная дыра будет постепенно «заглатывать» окружающее звездное скопление со скоростью, пропорциональной $m_6^{4/3}$. Остатки звезд формируют около черной дыры аккреционный диск, в котором происходит основное энерговыделение с эффективностью $\eta \sim 0.1$. Далее предполагаем, что система квазистационарна — темп поступления вещества в аккреционный диск (считаем, что в него поступает все вещество разрушившихся звезд) совпадает со скоростью стока вещества на черную дыру. Описанная крайне идеализированная модель позволяет сделать оценку болометрической светимости активного ядра и сравнить ее с (1).

Пусть ρ_* (в единицах $\rho_\odot = 1.41$ г/см^3) — средняя плотность вещества разрушаемых приливными силами звезд. Тогда, согласно [14, 15], темп поступления вещества в аккреционный диск равен:

$$\dot{m}_t = 5.4 \cdot 10^{23} \cdot m_6^{4/3} \cdot \rho_*^{-1/3} \cdot \sigma_{200}^{-1} \cdot \rho_6 \ (\text{г/с}).$$

Болометрическая светимость ядра, следовательно, равна:

$$L_{bol} = \eta \cdot \dot{m}_t \cdot c^2 \simeq 4.9 \cdot 10^{43} \cdot m_6^{4/3} \cdot \rho_*^{-1/3} \cdot \sigma_{200}^{-1} \cdot \rho_6 \ (\text{эрг/с}), \tag{2}$$

где η, ρ_*, σ_{200} и ρ_6 — параметры, известные из наблюдений или оцениваемые с разной точностью.

Сравнение (1) и (2) дает численную оценку комбинации четырех параметров и позволяет оценить степень их самосогласованности, а, следовательно, и справедливости в первом приближении всей модели. Приравнивая светимости из (1) и (2), получаем:

$$\eta \cdot \rho_*^{-1/3} \cdot \sigma_{200}^{-1} \cdot \rho_6 \approx 1. \qquad (3)$$

Оценим значения параметров, входящих в (3).

η — эффективность преобразования массы покоя аккрецируемого вещества в излучение. В случае дисковой аккреции в зависимости от углового момента черной дыры и направления вращения диска $\eta = 0.057$—0.42, где 0.057 соответствует невращающейся черной дыре, а 0.42—вращающейся с максимальной скоростью и прямым направлением вращения аккреционного диска. Для наших оценок принимаем $\eta = 0.1$ и считаем, что ошибаемся не более, чем в 2—3 раза.

ρ_* — средняя плотность вещества звезд, разрушаемых приливным воздействием черной дыры, выраженная в $\rho_\odot$. Для определения ρ_* требуется знание звездного населения галактических ядер. Традиционно считается, что ядра галактик — центры их конденсации и первоначального звездообразования и поэтому там сконцентрированы наиболее старые звезды. Однако детальные расчеты по синтезу звездного состава ядер содержат значительные неопределенности (см., например, обсуждение этой проблемы в [16]). К счастью, зависимость (3) от ρ_* слабая и поэтому, приняв значение $\rho_* = 10$ ($\sim$ M5V), можно ожидать, что мы ошибаемся в $\rho_*^{1/3} \approx 2$ также не более, чем в 2—3 раза.

σ_{200} — дисперсия скоростей звезд в окрестности ядра, выраженная в 200 км/с. Наблюдения ряда ближайших галактик [17] показывают, что в их ядрах $\sigma_{200} \approx (1$—$2)$. По-видимому, значение $\sigma_{200} = 1$ можно принять в качестве разумной нижней границы дисперсии скоростей звезд в окрестности ядра и, следовательно, мы считаем, что $\sigma_{200} \geqslant 1$.

Подставляя принятые выше значения параметров в (3), получаем модельную оценку звездной плотности в активном ядре: $\rho_6 \geqslant 10$.

Пространственная плотность звезд в окрестности галактических ядер — величина, известная с меньшей точностью, чем другие параметры в (3). Наблюдения ближайших ядер приводят к следующим оценкам: Галактика — $\rho_6 \approx 10$ [18—19], М 31 — $\rho_6 = 4$ при $\sigma_{200} \simeq 1$ [20], М 32 — $\rho_6 = 3$ [21]. Однако ядра этих галактик относительно «нормальные», не активные, а, как показано в [22], в ядрах активных галактик (конкретно—сейфертовских) звездная плотность выше, чем в ядрах нормальных спиральных галактик. Данные [22] относятся к околоядерной области размером около 2 кпк, однако, за неимением лучшего, используем результаты этой работы для грубой оценки плотности в непосредственной близости активного ядра. Усредняя данные табл. 2 из [22], получаем, что объемная плотность светимости в фильтре V в центральных областях сейфертовских галактик примерно на порядок выше, чем в ядрах нормальных спиральных галактик. Учитывая далее близость отношения масса — светимость для активных и неактивных галактик [23, 24], получаем, что звездная плотность в центральных областях сейфертовских галактик по крайней мере на порядок выше, чем в ядрах нормальных галактик, то есть $\rho_6 \approx 10$—100.

Приняв во внимание элементарность изложенной модели и ее очевидные трудности, такое совпадение модельной оценки с полученной, хоть и косвенно, из наблюдений следует считать очень хорошим и даже, в какой-то степени, удивительным. Если не считать это согласие случайным, то оно свидетельствует о хорошей взаимной согласованности всех параметров и, следовательно, об удовлетворительности всей модели.

Ключевой проблемой изложенного простейшего варианта модели Хиллса является предположение о квазистационарности ядер, то есть о совпадении темпов захвата звезд черной дырой и стока вещества из аккреционного диска. Действительно, захват звезд — это дискретный случайный процесс со средним темпом 1 звезда в $\sim$ (1—1000) лет в зависимости от массы черной дыры. Этот процесс определяется в рамках идеализированной модели лишь массой центрального объекта и свойствами окружающего звездного скопления. Потеря массы аккреционным диском—процесс, связанный помимо массы черной дыры со множеством трудно учитываемых факторов, характеризующих как сам диск, так и физические условия в его окрестности. Согласованность этих процессов представляется на первый взгляд труднообъяснимой. В какой-то степени квазистационарность можно считать наблюдательным фактом — об этом свидетельствует близость степени в эмпирической зависимости $L_{bol} - m$ к $\frac{4}{3}$, а также хорошее количественное согласие наблюдаемой и предсказываемой светимости активного ядра. С другой стороны, квазистационарность можно объяснить своего рода селекцией при отборе объектов. Предположим, например, что темп аккреции превышает темп захвата и приливного разрушения звезд. В этом случае активность ядра будет дискретной — фазы активности будут перемежаться спокойными фазами. Чем сильнее темп аккреции будет превышать темп захвата звезд, тем относительно дольше ядро будет находиться в спокойной фазе. Чем ближе темп аккреции к темпу захвата звезд, тем относительно дольше ядро будет в активной фазе. Следовательно, при случайном отборе объектов по характеристикам их эмиссионных спектров больше вероятность включения в каталог галактик с темпом аккреции, близким к темпу захвата ядром звезд окружающего скопления. Противоположная ситуация — скорость аккреции меньше темпа захвата звезд — менее ясна, однако можно предположить, что постепенное увеличение массы аккреционного диска должно, по-видимому, привести к усилению притока вещества в его внутренние области и, следовательно, к увеличению скорости аккреции.

6. *Заключение.* В настоящей работе показано, что сопоставление масс активных ядер галактик с их светимостями в разных спектральных диапазонах приводит к выводу о существовании для AGN зависимости масса — светимость. Приведены аргументы в пользу реальной физической природы этой зависимости и показано, что для ядер Sy1 и близких квазаров зависимость болометрической светимости от массы ($L_{bol} \sim m^{4/3}$) находит простое объяснение на основе модели Хиллса.

В заключение следует отметить, что существование для ядер Sy 1 и QSO соотношения масса—светимость является, по-видимому, фундаментальным эмпирическим фактом, который должен лежать в основе любой теории, объясняющей активность ядер галактик. С этой точки зрения большое значение имеют наблюдения активных ядер в разных спектральных диапазонах и поиск новых независимых способов оценки их масс.

Автор благодарен В. Ю. Теребижу за указание на необходимость проверки возможного влияния эффектов селекции и В. А. Гаген-Торну за просмотр рукописи и полезные замечания.

Ленинградский государственный университет

THE MASS — LUMINOSITY DEPENDENCE FOR ACTIVE GALAXIES NUCLEI

V. P. RESHETNIKOV

The paper deals with the dependence of the active nuclei luminosity in various spectral bands from their mass based on the Catalogue of data for active galaxy nuclei by E. A. Dibaj. It has been shown that for Seyfert 1 type galaxies and nearby quasars the dependence of bolometric luminosity from mass ($L_{bol} \sim m^{4/3}$) satisfy Hill's model.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э. А. Дибай*, Астрон. ж., 57, 677, 1980.
2. *Э. А. Дибай*, Письма в Астрон. ж., 7, 451, 1981.

3. *Э. А. Дибай*, Итоги науки и техн. ВИНИТИ, т. 18, М., 1981, стр. 48.
4. *A. Wandel, A. Yahil*, Astrophys. J., 295, L1, 1985.
5. *A. Wandel, R. F. Mushotzky*, Astrophys. J., 306, L61, 1986.
6. *Э. А. Дибай*, Астрон. ж., 61, 417, 1984.
7. *L. Woltjer*, Astrophys, J., 130, 38, 1958.
8. *M. A. Malkan*, Astrophys. J., 268, 582, 1983.
9. *M. V. Penston*, Observatory, 104, 53, 1984.
10. *G. A. Kriss, C. R. Canizares, G. R. Ricker*, Astrophys. J., 242, 492, 1980.
11. *W. Bronkalla, P. Notni, H. Tiersch*, Astron. Nachr., 301, 217, 1980.
12. *М. Кендалл, А. Стьюарт*, Многомерный статистический анализ и временные ряды. Наука, М., 1976, стр. 176.
13. *А. П. Мосин, Э. А. Дибай, В. М. Чаругин*, Астрон. ж., 62, 662, 1985.
14. *J. G. Hills*, Nature, 254, 295, 1975.
15. *J. G. Hills*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 182, 517, 1978.
16. *А. С. Шаров*, Туманность Андромеды, Наука, М., 1982, стр. 83.
17. *E. Davoust, G. Paturel, J. Vauglin*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 61, 273, 1985.
18. *E. E. Becklin, G. Neugebauer*, Astrophys. J., 151, 145, 1968.
19. *M. E. Bailey*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 190, 217, 1980.
20. *E. S. Light, R. E. Danielson, M. Schwarzchild*, Astrophys. J., 194, 257, 1974.
21. *S. van den Bergh*, Astron. J., 70, 124, 1965.
22. *В. Л. Афанасьев, А. А. Пимонов, В. Ю. Теребиж*, Письма в Астрон. ж., 8, 579, 1982.
23. *В. Л. Афанасьев*, Письма в Астрон. ж., 7, 390, 1981.
24. *А. В. Засов*, Астрон. циркуляр, № 1338, 1, 1984.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524—423

УСТОЙЧИВОСТЬ СФЕРИЧЕСКИХ ГРАВИТИРУЮЩИХ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

В. Л. ПОЛЯЧЕНКО

Поступила 23 июля 1986
Принята к печати 15 июня 1987

Единым методом, использующим доказываемую в статье редукционную процедуру (сводящую задачу об устойчивости сферической системы к аналогичной задаче о возмущениях простейшего вида в соответствующей цилиндрической системе), исследуется устойчивость бесстолкновительных скоплений звезд с различным характером анизотропии распределения по скоростям. Для сферических систем, погруженных в массивное «гало» или имеющих большую центральную массу, выведены уравнения — в простейшем случае интегральные — для собственных функций и собственных частот колебаний.

1. *Введение.* Требование устойчивости накладывает на возможные стационарные модели бесстолкновительных гравитирующих систем существенные ограничения. Мы сосредоточимся ниже на исследовании свойств устойчивости сферических бесстолкновительных систем. К этому типу относятся многие астрономические объекты: сферические галактики, шаровые скопления звезд, некоторые компактные скопления галактик и т. д.

Специфика бесстолкновительных систем заключается в возможности анизотропии: дисперсии скоростей звезд по разным направлениям могут сильно отличаться друг от друга. И действительно, анизотропия присуща практически всем наблюдаемым звездным системам.

Тем не менее, до недавнего времени при исследованиях устойчивости ограничивались, в основном, изотропными системами (функции распределения которых, f_0, зависят лишь от полной энергии звезды E: $f_0 = f_0(E)$). К началу семидесятых годов в теории устойчивости сферических систем сложилась ситуация, которую можно вкратце резюмировать следующим образом. К тому времени была доказана устойчивость систем с изотропными функциями распределения [1, 2], а также показано [3—6], что системы с круговыми орбитами тоже, в основном, устойчивы (за исключением некоторых заведомо нереальных)*. Таким образом, сложилось мнение, что

* Например, неустойчивость, рассмотренная в [3—6], развивается лишь в случае плотности $\rho_0(r)$, растущей к периферии: $\rho_0' > 0$. Правда, слабые неустойчивости резонансного характера могут иметь место и при $\rho_0' < 0$ [16].

все сферические системы устойчивы. Это мнение казалось естественным, особенно если иметь в виду традиционный взгляд на сферическую форму как наиболее устойчивую. Мы, однако, заметили [7, 8], что системы с радиальными орбитами должны быть неустойчивыми. Этот факт важен потому, что, с одной стороны, подобная анизотропия естественно возникает при рождении системы, а, с другой стороны, орбиты звезд в сферических и эллиптических галактиках вытянуты по радиусу. Ниже (в разделе 3) вопрос о неустойчивости систем с радиальными орбитами звезд рассматривается по-новому. В связи со сказанным естественно возникла проблема определения критического значения анизотропии распределения звезд по скоростям, разделяющего устойчивые и неустойчивые скопления. Эта задача была, в основном, решена в последующих работах автора (совместно с И. Г. Шухманом [9—11]). При этом в общем случае необходимо использовать довольно громоздкие численные методы. Но для случая системы с вытянутыми орбитами, находящейся во внешнем поле (создаваемом распределением большой массы), появляются возможности существенного аналитического продвижения в этой задаче. Они также рассматриваются в разделе 3.

Устойчивость сферических систем с противоположным характером анизотропии (с орбитами звезд, близкими к круговым) рассматривается в разделе 2. Для систем такого рода удается получить дисперсионное уравнение, описывающее коротковолновые возмущения — типа известного уравнения Лина и Шу для дисковых галактик [12]. Приложение содержит вывод точного характеристического уравнения для собственных частот колебаний однородного бесстолкновительного шара с произвольными эллиптическими орбитами звезд (модель Камма [13]).

Все основные результаты статьи получены единым методом, использующим доказываемую в начале раздела 2 редукционную процедуру, которая сводит задачу об устойчивости произвольных сферических бесстолкновительных систем к более простой задаче об устойчивости соответствующей цилиндрической системы относительно желобковых возмущений (для них составляющая волнового вектора вдоль оси цилиндра равна нулю).

2. *Редукционная процедура. Системы с почти-круговыми орбитами.* Линеаризованное кинетическое уравнение в переменных r, θ, φ, v_r, $v_\perp$, α (где r, θ, φ — сферические координаты, v_r — радиальная скорость звезды, $v_\perp^2 = v_\theta^2 + v_\varphi^2$; v_θ, v_φ — компоненты скорости по θ и φ, $\alpha = \operatorname{arctg}(v_\varphi/v_\theta)$), описывающее возмущения шара с функцией распределения $f_0 = f_0(E, L^2)$, зависящей от энергии звезды $E = \dfrac{v_r^2 + v_\perp^2}{2} + \Phi_0(r)$ (Φ_0 — гравитационный потенциал) и квадрата углового момента $L^2 = r^2 v_\perp^2$, можно представить следующим образом:

$$\frac{df_1}{dt}=\frac{\partial f_1}{\partial t}+\frac{v_\perp}{r}\hat{L}f_1+\hat{D}f_1=\frac{\partial\Phi_1}{\partial r}\frac{\partial f_0}{\partial E}v_r+\frac{1}{r}\hat{L}\Phi_1\left(\frac{\partial f_0}{\partial E}v_\perp+\frac{\partial f_0}{\partial L^2}\cdot 2v_\perp r^2\right), \quad (1)$$

где введены операторы

$$\hat{L}=\cos\alpha\frac{\partial}{\partial\theta}+\frac{\sin\alpha}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\varphi}-\sin\alpha\operatorname{ctg}\theta\frac{\partial}{\partial\alpha},$$

$$\hat{D}=v_r\frac{\partial}{\partial r}-\frac{v_r v_\perp}{r}\frac{\partial}{\partial v_\perp}+\left(\frac{v_\perp^2}{r}-\frac{\partial\Phi_0}{\partial r}\right)\frac{\partial}{\partial v_r}.$$

Оператор $\hat{L}$ имеет стандартную форму оператора бесконечно-малого поворота вокруг оси y (выраженного через углы Эйлера θ, φ, α)*. Угловая часть возмущения потенциала в рассматриваемом случае полной сферической симметрии может быть отделена в виде, пропорциональном отдельным сферическим гармоникам: $\Phi_1\sim Y_l^m(\theta,\varphi)$. Кинетическое уравнение естественно решать в той системе координат, где оператор $\hat{L}$ является диагональным, т. е. соответствующим вращению вокруг оси z' повернутой системы. В этой системе возмущение функции распределения представим в виде разложения

$$f_1=\sum_s f_s(r, v_r, v_\perp)\,T^l_{ms}(\varphi', \theta', \alpha'), \quad (2)$$

где функции $T^l_{ms}(\varphi_1, \theta, \varphi_2)=e^{-im\varphi_1-is\varphi_2}P^l_{ms}(\cos\theta)$, причем $P^l_{ms}(\cos\theta)$ — трехиндексные функции [15], в частности $P^l_{m0}(\cos\theta)$ — функции, совпадающие с точностью до коэффициентов с присоединенными функциями Лежандра. Потенциал также удобно записать в виде $\Phi_1=$ $=\chi(r, t)\cdot T^l_{m0}(\varphi, \theta, \alpha)$, или переходя в штрихованную систему,

$$\Phi_1=\chi(r, t)\cdot\sum a^l_s T^l_{ms}(\varphi', \theta', \alpha'), \quad (3)$$

где a^l_s — коэффициенты поворота, переводящего ось y в положение оси z. Таким образом, в штрихованной системе мы имеем независимые уравнения для каждой из функций разложения (2):

$$\frac{\partial f_s}{\partial t}+\frac{v_\perp}{r}isf_s+\hat{D}f_s=\frac{\partial\Phi_s}{\partial r}\frac{\partial f_0}{\partial v_r}+is\frac{\Phi_s}{r}\frac{\partial f_0}{\partial v_\varphi}, \quad (4)$$

где учтено, что $\hat{L}f_s=isf_s$. Уравнение (4) тождественно уравнению для отклика цилиндрической (или дисковой) системы f_s на желобковое

* По-видимому, впервые это было отмечено в интересующем нас контексте в работах [3—6].

возмущение потенциала вида $\Phi_s(r, \varphi) = \chi(r) e^{is\varphi}$ (где r и φ — соответствующие цилиндрические координаты). Таким образом, для решения исходной „сферической" задачи нужно найти решения соответствующей „цилиндрической" задачи (4) для всех целых s между $(-l, l)$ с четностью, совпадающей с четностью l (см. ниже).

Изложенное выше представляет первую часть процедуры редукции. Вторая ее часть состоит в рецепте вычисления полного возмущения плотности шара ρ_1. Допустим, что уравнения (4) для f_s решены. Для вычисления ρ_1 нужно в разложении (4) снова перейти к исходной нештрихованной системе, что осуществляется посредством формулы

$$T^l_{ms}(\varphi', \theta', \alpha') = \sum_{s'} T^l_{ms'}(\varphi, \theta, \alpha) \overline{a}^l_{s'}. \tag{5}$$

Так как в выражении для возмущения плотности $\rho_1 = \int f_1 v_\perp dv_\perp dv_r d\alpha$ имеется интегрирование по α, то в итоге в каждой из сумм (5) останется лишь по одному члену (соответствующему $s' = 0$), и мы получим искомую формулу в виде

$$\rho_1^{(l)} = T^l_{m0}(\varphi, \theta, \alpha) \cdot \left(\sum_s \alpha^l_s \int f_s(r, v_r, v_\perp) v_\perp dv_\perp dv_r \right), \tag{6}$$

где введено обозначение $\alpha^l_s \equiv |P^s_l(0)|^2$. После этого для нахождения, например, дисперсионного уравнения в самосогласованной задаче остается только решить уравнение Пуассона — определить соответствующий плотности ρ_1 потенциал; его сравнение с исходным и дает результирующее уравнение.

Простейшим примером применения описанной процедуры редукции является получение дисперсионного уравнения для локализованных по радиусу возмущений скопления с орбитами, близкими к круговым (подобного дисперсионному уравнению для плоского диска, являющемуся основой волновой теории спиральной структуры галактик Лина и Шу [12]). Собственно говоря, поскольку мы знаем решение соответствующей задачи для желобковых колебаний цилиндра или диска (см. [12, 14]), дисперсионное уравнение для шара с помощью формул редукции записывается сразу в окончательном виде:

$$ux = 1 - \frac{1}{2} \sum_k \alpha^l_k \frac{\nu_k}{\sin \pi\nu_k} F_x(\nu_k), \tag{7}$$

где $\nu_k = \nu - \mu k/2$, $\nu = \omega/\varkappa$, ω — частота возмущения, $\varkappa$ — эпициклическая частота, $\mu = 2\Omega/\varkappa$, Ω — частота обращения по круговой орбите, ρ_0 — плотность, $u = \dfrac{\varkappa^2}{4\pi G\rho_0} = 4/(4-\mu^2)$ для самосогласованного равновесия, $F_x(\nu) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi} ds \cos \nu s e^{-x(1+\cos s)}$, $x = k^2c^2/\varkappa^2$, c — дисперсия радиальных скоростей, k — радиальное волновое число. Функция распределения по радиальным скоростям v_r предполагалась максвелловской, а также считалось (аналогично теории Лина и Шу), что $kR \gg 1$ и $c \ll \Omega R$, R — радиус шара.

Ветви колебаний, описываемые уравнением (7), весьма напоминают ветви желобковых колебаний вращающегося цилиндра [14] (и, так же, как последние, циклотронные ветви плазмы). Правда, количество ветвей в данном случае значительно больше: своя система ветвей для каждой пары (l, μ). При произвольном μ ветви начинаются (когда $x \to 0$) с четырех „нетривиальных“ корней, заключенных в промежутках $(0, 1-\mu/2)$, $(3\mu/2-1, \mu)$, $(\mu, 1+\mu/2)$, $(1+\mu/2, 1+3\mu/2)$, и с „тривиальных“ корней (связанных с резонансами в (7)): $2 \pm \mu/2$ и $2 \pm 3\mu/2$. Марджинальная кривая для уравнения (7) при $l = 2$ получена в [14]; она состоит из вертикальной прямой $\mu = 1$ на плоскости (μ, x) и кривой $x = x(\mu)$, имеющей асимптотики: $1 - \mu = a/x^{3/2}$ $\left(a = 9\sqrt{\frac{\pi}{2}}\Big/16\pi = \text{const}\right)$ при $|\mu - 1| \ll 1$ и $x = \frac{2}{3}\mu^2$ при $\mu \ll 1$. Расширение области неустойчивости, получающееся при рассмотрении возмущений с $l > 2$, рассмотрено в [16]. Что касается физической природы неустойчивости систем с круговыми орбитами, то она проясняется, если представить критерий неустойчивости $\varkappa^2 > l^2\Omega^2$ (см. [14]) в виде $(kv_0)^2 < \omega_p^2$ $\left(k \equiv \frac{l}{r};\ v_0 \equiv \Omega r,\ \omega_p \equiv \varkappa\right)$, что совпадает с аналогичным критерием для плазменной пучковой неустойчивости [17].

3. *Сферические системы с вытянутыми по радиусу орбитами.* В случае системы с орбитами звезд, проходящими через центр, с помощью процедуры редукции можно от уравнения (4) перейти к более простой системе уравнений. Поскольку равновесная функция распределения имеет вид

$$f_0 = \delta(L^2)\varphi_0(E) = \frac{1}{r^2}\delta(v_\perp^2)\varphi_0(E),$$

где δ — дельта-функция, $E = v_r^2/2 + \Phi_0(r)$ — энергия радиального движения частицы, т. е. содержит $\delta(v_\perp^2)$, возмущенную функцию распределения можно искать в виде (аналогично [3, 4])

$$f_s = a_s \delta(v_\perp^2) + b_s v_\perp \delta'(v_\perp^2),$$

где δ' — производная δ-функции, а функции a_s, b_s зависят только от r, v_r (и времени t). Для этих функций получается система уравнений (мы ее не выписываем), которую удобно несколько преобразовать. Если выполнить замену $b_s = 2isF_1$ и учесть, что $\sum_s \alpha_s^l = 1$, $\sum_s s^2\alpha_s^l = \frac{l(l+1)}{2}$, то для функций F_1, $a_1 \equiv \sum_s \alpha_s^l a_s$, $\chi(r)\,(\Phi_s = \chi(r)\,e^{is\varphi})$ получается система уравнений $\left(\widehat{D} \equiv v_r \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\partial \Phi_0}{\partial r}\frac{\partial}{\partial v_r}\right)$

$$\frac{\partial a_1}{\partial t} + \widehat{D}a_1 + \frac{2v_r}{r}a_1 + \frac{l(l+1)}{r}F_1 = \frac{\partial \chi}{\partial r}\frac{1}{r^2}\frac{\partial \varphi_0}{\partial v_r}, \tag{8}$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + \widehat{D}F_1 + \frac{3v_r}{r}F_1 = \frac{\chi}{r^2}\varphi_0, \tag{9}$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\chi}{dr}\right) - \frac{l(l+1)}{r^2}\chi = 4\pi G\int a_1 dv_r, \tag{10}$$

совпадающая с выведенной в [14] другим способом. Дальнейшее преобразование системы (8)—(10) заключается в замене $a_1 r^2 = a$, $F_1 r^3 = F$, разложении $a = a_+\delta(v_r - v_0) + a_-\delta(v_r + v_0) + b_+\delta'(v_r - v_0) + b_-\delta'(v_r + v_0)$, $F = F_+\delta(v_r - v_0) + F_-\delta(v_r + v_0)$ (где $v_0 \equiv \sqrt{2E_0 - 2\Phi_0(r)}$, $\varphi_0(E) = \int \varphi_0(E_0)\,\delta(E - E_0)\,dE_0$) — подробности см. в [14]. Для квазиклассических возмущений с $l \gg r\,\partial/\partial r$ отсюда можно вывести симметричную систему уравнений [18]

$$\widehat{D}_\pm \xi_\pm = (J_\pm \pm v_0\xi_\pm)/r, \tag{11}$$

$$\widehat{D}_+J_+ = \widehat{D}_-J_- = 2\pi Gr\int dE_0 \rho_{E_0}(\xi_+ + \xi_-), \tag{12}$$

где $\widehat{D}_\pm = \frac{\partial}{\partial t} \pm v_0\frac{\partial}{\partial r} = \left(\frac{d}{dt}\right)_\pm$ — операторы дифференцирования по времени вдоль невозмущенных радиальных траекторий частиц „потока“ с энергией E_0, $\rho_{E_0} = \frac{\varphi_0(E_0)}{v_0 r^2}$, $J_\pm = -v_0F_\pm$, $\xi_\pm = \frac{1}{l^2}rv_0a_\pm$. Для возмущений вида $\sim Y_l^l(\theta, \varphi)$ величины $\xi_\pm$ и $J_\pm$ имеют смысл, соответственно, линейного смещения в плоскости экватора по азимуту φ и углового момента частицы rv_φ. Исходя из системы (11), (12), неустойчивость была в [18] доказана построением функционала Ляпунова. Физические соображения, делающие очевидной неустойчивость систем с радиальными орбитами, были приведены в работах [7, 8] (см. также [14]) еще до формального доказательства неустойчивости в [18]. Неустойчивость связана с отсутствием дисперсии скоростей частиц в тангенциальном направлении и, следовательно, имеет джинсовскую природу. Если представить себе какой-либо узкий конус с центром в центре рассматриваемой сферы, который в начальный момент слегка сжимается (несколько сближаются по сравнению с исходным состоянием его образующие), то дальнейшее джинсовское схлопывание этого конуса представляется очевидным, если принять во внимание, что при радиальных орбитах частицы не выходят из области возмущения.

Главным моментом при выводе системы уравнений (11), (12) было использование коротковолнового по угловым переменным приближения (условие $l \gg r\ \partial/\partial r$). Такое предположение оправдано, если существуют собственные функции такого типа. Строго говоря, этот момент требует дополнительного обоснования. Можно вспомнить, например, что для точно решаемой задачи о возмущениях твердотельно-вращающегося диска с произвольными эллиптическими орбитами такого рода собственных функций нет (см. [14]). Собственно, на качественном уровне обоснование наличия таких решений в случае систем с радиальными орбитами требует повторения рассуждений наподобие тех, что были приведены выше при качественном описании механизма неустойчивости.

Доказательства неустойчивости, основанные на применении уравнений (11), (12), описывающих коротковолновые возмущения, ничего не говорят о том, как в действительности эволюционируют системы с орбитами, близкими к лучевым. Так, ответ на вопрос о том, меняется ли в ходе эволюции или же остается неизменной сферической форма системы, зависит от устойчивости или неустойчивости как раз наиболее крупномасштабных мод. Ответ на этот вопрос был получен в работе автора [19], где было показано, что в ходе нелинейной эволюции первоначально сферическая система с радиальными траекториями превращается в эллипсоидальную. В работах [9, 10] определена граница между устойчивыми и неустойчивыми системами. Одновременно в цитированных работах доказывается (уже без каких-либо приближений) и сама неустойчивость систем с близкими к лучевым орбитами.

Проблема отыскания собственных мод ($\sim e^{-i\omega t}$) даже для упрощенной системы (11), (12) в общем случае слишком сложна для аналитического решения. Однако в частном случае (важном с точки зрения астрономических приложений), когда система частиц с радиальными траекториями движется в некотором заданном внешнем поле (создаваемом, например, более массивной центральной конденсацией или же «гало», которое само по себе слабо подвержено возмущениям рассматриваемого типа*), можно довольно значительно продвинуться на пути аналитического решения. Дело в том, что в этом случае первым приближением являются, очевидно, возмущения системы радиальных орбит в заданном внешнем потенциале (которые легко определяются), а взаимодействия частиц этой системы друг с другом — их самогравитацию, которая вызывает неустойчивость, можно учесть в следующем приближении. Таким образом, здесь имеется возможность построения хорошей теории возмущений по малому отношению $M/M_h \ll 1$, где M_h — масса «гало», M — масса системы частиц с радиальными траекториями. Будем интересоваться возмущениями, при которых частицы с одной радиальной траектории (точнее, определенный «поток» частиц, имеющих фиксированную энергию E) переходят на соседнюю, тождественную, также радиальную траекторию. Очевидно, что без учета самогравитации такие возмущения отвечают новому равновесию, т. е. в этом приближении для них частота $\omega = 0$. Условие же совместности решений первого и второго (с учетом самогравитации) приближений для системы уравнений (11), (12) приводит к интегральному уравнению, которое можно привести к стандартной форме интегрального уравнения с симметричным ядром:

$$-\omega^2 F(E) = \int\limits_{\Phi_0(0)}^{E_{max}} dE_0 K(E, E_0) F(E_0), \tag{13}$$

где $F(E) = \omega^2 F_1(E) \xi_E \sqrt{f(E)}$, смещение $\xi(r, E) = r\xi_E$, $f(E) \equiv \dfrac{2\pi G \varphi_0(E)}{F_1(E)}$,

$$F_1(E) = \int\limits_0^{r_E} r^2 \frac{dr}{v_0(r, E)}, \quad \Phi_0(r_E) = E,$$

$$K(E, E_0) = \\ = \sqrt{f(E) f(E_0)} \begin{cases} \displaystyle\int\limits_0^{r_{E_0}} dr/\sqrt{E - \Phi_0(r)}\sqrt{E_0 - \Phi_0(r)}, & E_0 < E, \\ \displaystyle\int\limits_0^{r_E} dr/\sqrt{E_0 - \Phi_0(r)}\sqrt{E - \Phi_0(r)}, & E_0 > E. \end{cases} \tag{14}$$

Из (13), (14), в частности, следует, что для знакоопределенных соб-

* В качестве «гало» может выступать, например, массивная сферическая система с изотропной функцией распределения звезд по скоростям.

ственных функций (например, всюду $F(E) > 0$) $\omega^2 < 0$, $\omega^2 \simeq -\frac{GM}{R^3}$, т. е. имеет место неустойчивость с инкрементом указанного порядка. Для простейшего случая однородного гало

$$K(E, E_0) = = 4G\sqrt{\frac{\varphi_0(E)\varphi_0(E_0)}{EE_0}} \begin{cases} \int_0^{\pi/2} d\varphi/\sqrt{E - E_0\sin^2\varphi}, & E_0 < E, \\ \int_0^{\pi/2} d\varphi/\sqrt{E_0 - E\sin^2\varphi}, & E_0 > E, \end{cases} \tag{15}$$

где потенциал гало был представлен в виде $\Phi_h = r^2/2$. Интегральное уравнение (13) с ядром (15) решалось численно для систем с различными функциями $\varphi_0(E)$. Так, для $\varphi_0 = \mathrm{const}\cdot E\cdot(E_{\max} - E)^2$ инкремент неустойчивости наиболее неустойчивой моды (она соответствует знакопостоянному ξ_E) оказался равным $\gamma \simeq 2.05\sqrt{\frac{GM}{R^3}}$. Неустойчивыми оказались и моды с одним и двумя нулями функции ξ_E; они, естественно, имеют меньшие инкременты.

Критерии устойчивости сферических звездных систем общего вида рассматривались в работах автора и И. Г. Шухмана (результаты подробно описаны в [14]). В этих работах было высказано предположение, что устойчивость или неустойчивость систем с вытянутыми по радиусу орбитами определяется значением параметра «глобальной анизотропии $\xi = 2T_r/T_\perp$, где T_r и $T_\perp$ — полные кинетические энергии, соответствующие радиальной и поперечной степеням свободы. Для нескольких исследованных серий функций распределения, которые сильно отличались друг от друга, критические значения $\xi = \xi_c$ оказались лежащими в интервале 1.4—2.0. Обобщенный критерий неустойчивости, который должен быть пригоден и для систем, имеющих в центре массивное изотропное скопление (или объект типа «черной дыры») или же погруженных в «гало», предложен в [16] в такой форме:

$$T_r > \xi(T_\perp/2) + \eta U, \tag{16}$$

где U — энергия взаимодействия звезд подсистемы с вытянутыми орбитами и центральной конденсации, ξ — определенная ранее критическая анизотропия ($\xi \sim 2$), η — число порядка единицы. Гипотезы типа (16) могут быть, в принципе, проверены, хотя бы частично, путем рассмотрения устойчивости систем в гравитационном поле массивного центрального тела (или «гало»). Эта задача, впрочем, представляет и самостоятельный интерес. В этом случае можно снова построить теорию возмущений по малому параметру M/M_h, аналогичную той, которая была использована выше при выводе интегрального уравнения (13). Как и там, в качестве первого приближения естественно принять легко определяемые возмущения исходной системы в пренебрежении самогравитацией, сводящиеся к поворотам «розеточных» траекторий частиц как целого на малые углы (зависящие от энергии и углового момента частиц). Вычисления удобно проводить в переменных действие — угол. В заключение этого раздела приведем без вывода получающееся из условия совместности описанного первого и следующего приближений уравнение для собственных частот и собственных функций этой задачи в приближении $l \gg r \frac{\partial}{\partial r}$:

$$\omega^2 \chi = \frac{4\pi G}{l(l+1)} \int dI_1 dI_2 \frac{I_2 \Omega_1}{v_r(\vec{I},\ r)} f_0(\vec{I}) \times$$
$$\times \left\{ \frac{dP_l(\cos\eta)}{d\eta} \int dw_1 \frac{\partial \chi}{\partial I_2} \frac{dP_l(\cos\eta)}{d\eta} \left(\Omega_2 - \frac{I_2}{r^2} \right) + \right.$$
$$\left. + \frac{d^2 P_l(\cos\eta)}{d\eta^2} \int dw_1 \frac{\partial \chi}{\partial I_2} P_l\ (\cos\eta)\, \Omega_2 \right\}, \tag{17}$$

где $f_0(\vec{I})$ — равновесная функция распределения, $\vec{I}$ — переменные действия, P_l — полиномы Лежандра, Ω_1 и Ω_2 — частоты колебаний частиц по радиусу и азимуту соответственно, $\eta = \partial S_1/\partial I_2$, $S_1 = \int\limits_{r_{\min}}^{r} dr' \times$ $\times \sqrt{2E(\vec{I}) - 2\Phi_0(r') - \frac{I_2^2}{r'^2}}$. В частности, граница устойчивости определяется решением, соответствующим собственному значению $\omega^2 = 0$.

Приложение

Спектр колебаний однородного шара с произвольными эллиптическими орбитами частиц. Применим редукционную технику к выводу уравнений для точных собственных частот малых возмущений однородного шара с функцией распределения [7, 1]

$$f_0 = \frac{\rho_0 \theta\left[(1-r^2)(1-v_\perp^2) - v_r^2\right]}{\pi^2 \sqrt{(1-r^2)(1-v_\perp^2) - v_r^2}} \equiv \frac{\rho_0}{\pi^2} \frac{\theta\,(A)}{\sqrt{A}}, \tag{П1}$$

где ρ_0—плотность, θ — единичная «ступенька» Хевисайда; радиус шара R и угловая скорость частиц на круговых орбитах Ω_0 положены равными единице. В данном случае, как это подробно разъясняется в [14], радиальная часть потенциала $\chi(r)$ представляет собой полином: $\chi(r) = r^N + \ldots$ $(N \geqslant l)$. Если интересоваться лишь выводом характеристического уравнения для частот (а не собственными функциями), то во всех последующих выкладках достаточно следить только за старшей степенью (r^N) этого полинома (за подробностями снова отсылаем к [14]). Тогда во всех выражениях, встречающихся дальше, также нужно всего лишь выделить старшую степень r, что можно осуществить, удерживая главные члены при формальном стремлении r к бесконечности.

Решение уравнения (4) представим в виде интеграла: $f_s = \int\limits_{-\infty}^{0} dt \cdot Re^{-i\omega t}$ от правой части этого уравнения (R) вдоль траектории частицы. В данном случае траектория является эллиптической, ее удобно записать в виде: $r'e^{\pm i(\varphi' - \varphi)} = r\cos t + (v_r \pm iv_\perp)\sin t$, где r', φ' — текущие (в момент t) координаты частицы, которая в момент $t = 0$ находится в точке (r, φ) и имеет скорость $(v_r, v_\varphi = v_\perp)$. Требующаяся нам часть функции f_s, которая генерируется старшей степенью полинома $\chi(r) \sim r^N + \ldots$, записывается как

$$f_s \sim -2f_0\{r^N + i\,[\omega - s\,(rv_\perp)]\cdot I\}, \qquad (\text{П}2)$$

$$I = \int\limits_{-\infty}^{0} e^{-i\omega t}[r\cos t + (v_r + iv_\perp)\sin t]^{n_1}\,[r\cos t + (v_r - iv_\perp)\sin t]^{n_2}dt, \qquad (\text{П}3)$$

где $n_1 = \dfrac{N+s}{2}$, $n_2 = \dfrac{N-s}{2}$. Поскольку искривления границы дают $\Phi_1 \sim r^l$, то при выводе характеристического уравнения для мод с $N > l$ („внутренние“ моды) ими можно не интересоваться. Мы займемся сначала именно этими внутренними модами; „поверхностные“ моды, для которых $N = l$, будут рассмотрены отдельно.

Так как нас в действительности интересуют не сами по себе функции f_s, а только включающее их выражение (6), можно изменить порядок действий и сначала усреднить I в (П2, П3) по скоростям, затем выполнить суммирование в (6) по s, оставив интегрирование по времени последним. В результате получится характеристическое уравнение, содержащее лишь один интеграл по t. Итак, нам нужно в выражении

$$\tilde{I} = \sum_s \int 2 l_s f_0 v_\perp dv_\perp dv_r [\omega - s(rv_\perp)][r\cos t +$$

$$+ (v_r + iv_\perp)\sin t]^{n_1}[r\cos t + (v_r - iv_\perp)\sin t]^{n_2} \qquad (\text{П4})$$

выделить члены со старшей степенью r (при $r \to \infty$). Вычисления удобно проводить, предварительно сделав замену $v_r \to \bar{v}_r = v_r/\sqrt{1-r^2}$ и перейдя к полярным координатам (ρ, ψ) на плоскости $(v_\perp, \bar{v}_r)$. Для $\tilde{I}_1$ получаем ($\tilde{I}_1 \sim \omega$, а $\tilde{I}_2 \sim s(rv_\perp)$ в (П4))

$$\tilde{I}_1 \sim -\rho_0 r^{N-2} P_N(\cos t). \qquad (\text{П5})$$

Отметим полезное соотношение [15]

$$(\cos t \pm i\sin t\cos\varphi)^n = P_n(\cos t) +$$

$$+ 2\sum_{m=1}^{\infty} (\mp i)^m \frac{n!}{(n+m)!}\cos m\varphi \cdot P_n^m(\cos t), \qquad (\text{П6})$$

которое было использовано для вычисления интеграла по $\rho = \sin\varphi$.

Для вычисления $\tilde{I}_2$ (несколько более громоздкого, чем $\tilde{I}_1$) нужно выделить из произведения квадратных скобок в (П4) члены, пропорциональные r^{N-1} (так как не зависящие от s члены $\sim r^N$ дают нуль при суммировании по s). Проинтегрировав по ψ и выполнив замену $\rho = \sin\varphi$, мы придем к интегралу по φ, который выражается через $P_n^1(\cos t) = \frac{d}{dt}P_n(\cos t)$. Но интеграл $\int\limits_{-\infty}^{0} e^{-i\omega t}\frac{d}{dt}P_n(\cos t)dt$ сводится к интегралу по t от $\tilde{I}_1$. Собирая все члены, дающие согласно (6) вклад в ρ_1, получим

$$\rho_1 \sim \rho_0 r^{N-2}\cdot 2\left[1 + i\omega\int\limits_{-\infty}^{0} e^{-i\omega t}P_N(\cos t)\,dt\right]\cdot\frac{N(N+1) - l(l+1)}{N(N+1)}.$$

Наконец, привлекая уравнение Пуассона, найдем искомое характеристическое уравнение для частот „внутренних" мод $(N > l)$ шара Камма*.

* В. А. Антонов сообщил на конференции в Волгограде (сентябрь, 1985), что он, получив (независимо и в другом виде) характеристические уравнения для внутренних и поверхностных колебаний модели Камма, доказал также и их устойчивость. Мы здесь ставили перед собой более скромную цель: проиллюстрировать на этом примере возможности редукционной техники.

$$\frac{6}{N(N+1)}\left[1+i\omega\int\limits_{-\pi}^{0}e^{-i\omega t}P_N(\cos t)\,dt\right]=1. \qquad (\text{П}9)$$

В частности, для $N=4$ отсюда получается*

$$\frac{7}{\omega^2-16}+\frac{1}{\omega^2-4}=-\frac{8}{3}, \qquad (\text{П}10)$$

так что $\omega_{1,2}^2=\frac{1}{2}(17\pm\sqrt{99}\,)$, все частоты вещественные.

Переходя к „поверхностным" модам ($N=l$), воспользуемся для разнообразия несколько иной техникой (подробности см. в [14]). Вместо обычного возмущения $f_0\to f=f_0+f_1$ вводим отклонение аргумента функции распределения от стационарного значения (A): $A\to A-\chi^{(l)}$, $\chi^{(l)}\ll 1$. Линеаризованное кинетическое уравнение

$$\frac{d\chi^{(l)}}{dt}=2v_r\frac{\partial\Phi_1}{\partial r}+\frac{2}{r}\left(\cos\alpha\frac{\partial\Phi_1}{\partial\theta}+\frac{\sin\alpha}{\sin\theta}\frac{\partial\Phi_1}{\partial\varphi}\right)(1-r^2)\,v_\perp \qquad (\text{П}11)$$

подобно уравнению (1), и для него применима похожая редукционная техника. Для s-той цилиндрической гармоники имеем:

$$\frac{d}{dt}(\chi_s^{(l)}/2)=\frac{d\Phi_s}{dt}+i(\omega-s(rv_\perp))\,\Phi_s. \qquad (\text{П}12)$$

Проинтегрированная по углу $\alpha=\operatorname{arctg}\left(\frac{v_\varphi}{v_\theta}\right)$ часть функции $(\chi/2)$:

$$\frac{\chi^{(l)}}{2}\sim 2\pi Y_l^m(\theta,\varphi)\sum_s\left[r^l+i(\omega-srv_\perp)\,I_s\right]\alpha_s^l;\qquad I_s=\int\Phi_s e^{-i\omega t}dt. \qquad (\text{П}13)$$

Граница возмущенного фазового объема определяется уравнением: $(1-r^2)(1-v_\perp^2)-v_r^2-\chi^{(l)}=0$, а искажение границы шара $r=1$ создается, очевидно, частицами с $v_r=0$, но свой вклад в полную поверхностную плотность на невозмущенной сфере $r=1$ вносят частицы со всеми возможными $v_\perp$ в интервале $(0\leqslant v_\perp\leqslant 1)$**. Радиальное отклонение „потока" частиц, касающихся поверхности $r=1$ со скоростью $v_\perp$, равно: $\Delta r(v_\perp)=-\frac{1}{1-v_\perp^2}(\chi^{(l)}/2)\big|_{r=1}$.

---

* В [14], где ранее вычислялись частоты этой моды, имеется описка: в правой части уравнения (П10) вместо (—8/3) стоит (8/3).

** Использованный в [14] метод вычисления поверхностной плотности как $\sigma=\rho_0\cdot\Delta r\,(v_r=0,\ v_\perp=0)$ пригоден лишь для моделей, у которых на границе обращается в нуль полная скорость частиц (а не только радиальный компонент v_r, как в случае модели Камма).

Возьмем для конкретности $l=3$ и проведем для этой моды выкладки до конца. Для $\Delta r(v_\perp)$ найдем в этом случае:

$$\Delta r(v_\perp) = 2\pi Y_l^m(\theta, \varphi)\left[\frac{3}{4}\left(\frac{3}{\omega^2-9}+\frac{1}{\omega^2-1}\right)-\right.$$

$$\left.-\frac{9v_\perp^2}{8}\left(\frac{1}{\omega^2-1}-\frac{1}{\omega^2-9}\right)\right]. \qquad (\Pi 14)$$

Полную поверхностную плотность можно определить по формуле: $\sigma=\rho_0\int \Delta r(v_\perp) f_0(v_\perp) v_\perp dv_\perp$, где $f_0(v_\perp)=\frac{1}{\pi}\theta(1-v_\perp^2)$ — функция распределения по $v_\perp$ частиц, касающихся поверхности шара. Дисперсионное уравнение получаем, как обычно, из условия сшивки решений уравнения Лапласа внутри и вне шара:

$$\frac{45}{\omega^2-9}+\frac{3}{\omega^2-1}=-\frac{112}{3}, \qquad (\Pi 15)$$

т. е. $\omega_{1,2}^2=\frac{1}{14}(61\pm\sqrt{2335})$ (частоты вещественные). Характеристическое уравнение для произвольных поверхностных мод (l — любое):

$$i\omega\int_{-\infty}^{0} e^{-i\omega t} P_l(\cos t)\, dt = \frac{(l-1)(2l+5)}{6}. \qquad (\Pi 16)$$

Астрономический совет
АН СССР

STABILITY OF SPHERICAL GRAVITATING COLLISIONLESS SYSTEMS

V. L. POLYACHENKO

Stability of collisionless stellar clusters with various characters of anisotropy of star distributions in velocities is investigated with the help of the common method using the reduction procedure. It has been also proved in the paper that the reduction of the stability problem for the spherical system to the analogous problem of stability is relative to perturbations of the simplest form for the corresponding cylindrical system. For a spherical system immersed into a massive "halo" or containing a large central mass, the equations for eigenfunctions and frequencies of oscillations (the integral ones in the simplest case) are derived.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Антонов*, Вестн. ЛГУ, № 19, 96, 1962.
2. *D. Lynden-Bell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 143, 167, 1969.
3. *А. Б. Михайловский, А. М. Фридман, Я. Г. Эпельбаум*, Ж. эксперим. и теор. физ., 59, 1608, 1970.
4. *А. М. Фридман, И. Г. Шухман*, Докл. АН СССР, 202, 67, 1972.
5. *М. Я. Пальчик, А. З. Паташинский, В. К. Пинус, Я. Г. Эпельбаум*, Препр. ИЯФ СО АН СССР, №№ 99—100, Новосибирск, 1970.
6. *В. С. Сынах, А. М. Фридман, И. Г. Шухман*, Докл. АН СССР, 201, 827, 1971.
7. *В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман*, препр. СибИЗМИР СО АН СССР, №№ 1,2—72, Иркутск, 1972.
8. *Я. Б. Зельдович, В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, И. Г. Шухман*, Препр. СибИЗМИР СО АН СССР, № 7—72, Иркутск, 1972.
9. *В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман*, Астрон. ж., 58, 933, 1981.
10. *В. Л. Поляченко*, Тр. симп. «Звездные скопления и ассоциации», Прага, 1983, стр. 89.
11. *В. Л. Поляченко*, Астрон. циркуляр, № 1405, 1, 1985.
12. *C. C. Lin, F. H. Shu*, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 55, 229, 1966.
13. *G. L. Camm*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 112, 155, 1952.
14. *В. Л. Поляченко, А. М. Фридман*, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976;

    A. M. Fridman, V. L. Polyachenko, Physics of Gravitating Systems, vol. 1, 2 Springer-Verlag, New York, 1984.
15. *Н. Я. Виленкин*, Специальные функции и теория групп, Наука, М., 1965.
16. *В. Л. Поляченко*, Астрон. циркуляр, № 1405, 4, 1985.
17. *А. Б. Михайловский*, Теория плазменных неустойчивостей, т. 1, Атомиздат, М., 1970.
18. *В. А. Антонов*, в кн. «Динамика галактик и звездных скоплений», Наука, Алма-Ата, 1973.
19. *В. Л. Поляченко*, Письма в Астрон. ж., 7, 142, 1981.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 521.1

УСТОЙЧИВОСТЬ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ЭЛЛИПСОИДА С НАКЛОННЫМ ВРАЩЕНИЕМ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ, Е. А. МАЛКОВ

Поступила 14 мая 1986
Принята к печати 20 апреля 1987

Получены уравнения нелинейных колебаний бесстолкновительного эллипсоида с однородной плотностью. Исследована устойчивость модели эллипсоидальной звездной системы с наклонным вращением относительно возмущения эллипсоид—эллипсоид. Зона устойчивости определялась нахождением характеристических частот малых колебаний, уравнения которых были получены линеаризацией уравнений нелинейных колебаний.

1. *Введение.* В настоящей работе исследуется устойчивость модели эллипсоидальной звездной системы, построенной в работе [1]. Характерной особенностью этой модели является несовпадение оси вращения с одной из осей эллипсоида. Устойчивость известных в теории жидких фигур равновесия эллипсоидов с наклонным вращением — эллипсоидов Римана I, II и III типов исследовалась Чандрасекаром [2]. Однако ввиду глубокого различия между несжимаемой жидкостью и бесстолкновительным газом нельзя, опираясь на эти исследования, сделать какие-либо выводы об устойчивости бесстолкновительного эллипсоида с наклонным вращением. В книге [3] предложена методика исследования устойчивости бесстолкновительных эллипсоидов, теоретически дающая возможность определить полный спектр малых колебаний. Но на практике, ввиду громоздкости вычислений, при исследовании устойчивости достаточно сложных моделей ограничиваются крупномасштабными модами. Так, устойчивость эллипсоида Фримана исследована относительно возмущения эллипсоид—эллипсоид, сохраняющего совпадение оси вращения с осью эллипсоида [3]. С другой стороны, как отмечается в [3], самые крупномасштабные моды являются наиболее «опасными», что обосновывает, при определении области устойчивости, ограничение исследований этими модами. Кроме того, из-за идеализации моделей—однородная плотность, приложение результатов исследований устойчивости к реальным объектам должно, по-видимому, ограничиваться крупномасштабными модами. Ввиду этого мы ограничились

исследованием устойчивости относительно возмущения эллипсоид—эллипсоид, сохраняющего однородную плотность $\rho = \rho(t)$. В разделе 2 выводятся уравнения нелинейных по амплитуде колебаний бесстолкновительного эллипсоида с линейным полем скоростей. В третьем разделе определяются параметры равновесного эллипсоида с наклонным вращением. В 4 описана процедура нахождения характеристических частот, приводятся результаты численных расчетов.

2. *Уравнения нелинейных колебаний.* Кинетическое уравнение во вращающейся с угловой скоростью $\vec{\Omega}$ системе координат имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + F_i \frac{\partial f}{\partial v_i} = 0, \tag{1}$$

где

$$F_i = -\frac{\partial U}{\partial x_i} + \varepsilon_{msi}\varepsilon_{nsj}\Omega_m\Omega_n x_j - 2\varepsilon_{mji}\Omega_m v_j - \varepsilon_{mji}\dot{\Omega}_m x_j. \tag{2}$$

В выражении (2) ε_{ijk} — символ Леви—Чивита, в (1), (2) и далее в тензорных выражениях по одинаковым индексам предполагается суммирование. В случае однородной плотности потенциал $U(t, x)$ — квадратичная форма по x. Введем, следуя Чандрасекару [4], следующие тензоры:

тензор инерции —

$$I_{ij} = \int f x_i x_j d^3v d^3x \tag{3}$$

и тензор удвоенной энергии хаотических движений —

$$\Pi_{ij} = \int f(v_i - \langle v_i \rangle)(v_j - \langle v_j \rangle)\, d^3v d^3x, \tag{4}$$

где $\langle v_i \rangle = \int f v_i d^3v$. Умножая (1) ни v_k и интегрируя по пространству скоростей, получаем гидродинамическое уравнение движения. Затем, домножив полученное уравнение на x_l, интегрируем по пространству координат. Учитывая, что ($\rho = \rho(t)$) поле скоростей является линейным $\langle v_i \rangle = b_{is}(t)\, x_s$, получаем уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} b_{ks} I_{sl} - b_{lm} b_{kn} I_{mn} + \int \rho \frac{\partial U}{\partial x_k} x_l d^3x - \varepsilon_{msk}\varepsilon_{nsj}\Omega_m\Omega_n I_{jl} +$$

$$+ 2\varepsilon_{mjk}\Omega_m b_{js} I_{sl} + \varepsilon_{mjk}\dot{\Omega}_m I_{jl} - \Pi_{lk} = 0. \tag{5}$$

Выберем вращающуюся систему координат таким образом, что ее оси совпадают с осями эллипсоида. Тогда уравнение границы и потенциал описываются формулами

$$\frac{x_1^2}{a_1^2}+\frac{x_2^2}{a_2^2}+\frac{x_3^2}{a_3^2}=1, \tag{6}$$

$$U=\frac{A_1}{2}x_1^2+\frac{A_2}{2}x_2^2+\frac{A_3}{2}x_3^2+\mathrm{const}, \tag{7}$$

где

$$A_i=\frac{3}{2}GM\int\limits_0^\infty\frac{ds}{\Delta(s)(a_i^2+s)},\qquad \Delta(s)=\sqrt{(a_1^2+s)(a_2^2+s)(a_3^2+s)},$$

$$M=\frac{4}{3}\pi G\rho a_1a_2a_3 -$$

масса эллипсоида. Тензор инерции имеет вид

$$I_{ij}=\frac{M}{5}\begin{pmatrix}a_1^2 & 0 & 0\\ 0 & a_2^2 & 0\\ 0 & 0 & a_3^2\end{pmatrix}. \tag{8}$$

Конкретизируем тензор поля скоростей b_{ij}. Рассмотрим линейное преобразование, описывающее движение вещества в выбранной системе отсчета, $\bar{x}=T\bar{x}_0$, $\bar{x}_0=\bar{x}(0)$. Деформируем эллипсоид в шар

$$K^{-1}\bar{x}=K^{-1}TK_0K_0^{-1}\bar{x}_0, \tag{9}$$

где $K=\begin{pmatrix}a_1 & 0 & 0\\ 0 & a_2 & 0\\ 0 & 0 & a_3\end{pmatrix}$. Линейное преобразование $K^{-1}TK_0\equiv S$ переводит сферу в сферу, то есть является ортогональным $S^{-1}=S'$, штрих — транспонирование. Далее—

$$\dot{\bar{x}}=\frac{dKS}{dt}K_0^{-1}\bar{x}_0=\frac{dKS}{dt}S'K^{-1}\bar{x}=(\dot{K}K^{-1}+K\dot{S}S'K^{-1})\bar{x}. \tag{10}$$

Так как матрица S ортогональная, $\dot{S}'S=-\dot{S}S'$, то есть матрица $\dot{S}S'$ кососимметричная. Пусть $\bar{\Lambda}$ ее дуальный вектор. Теперь можем записать b_{ij} в следующем виде:

$$b_{ij}=\begin{pmatrix} \frac{\dot a_1}{a_1} & \frac{a_1}{a_2}\Lambda_3 & -\frac{a_1}{a_3}\Lambda_2 \\ -\frac{a_2}{a_1}\Lambda_3 & \frac{\dot a_2}{a_2} & \frac{a_2}{a_3}\Lambda_1 \\ \frac{a_3}{a_1}\Lambda_2 & -\frac{a_3}{a_2}\Lambda_1 & \frac{\dot a_3}{a_3} \end{pmatrix}. \tag{11}$$

Таким образом, движение складывается из расширения вдоль осей и однородного вихревого движения. Как видно из (11), вектор вихря

$$\xi_i=-\frac{a_j^2+a_k^2}{a_ja_k}\Lambda_i. \tag{12}$$

Подставляя (7), (8) и (11) в (5), получаем систему уравнений

$$\begin{cases} \ddot a_i=-A_ia_i+(\Omega_j^2+\Omega_k^2+\Lambda_j^2+\Lambda_k^2)a_i-2(a_k\Omega_j\Lambda_j+a_j\Omega_k\Lambda_k)+\dfrac{\Pi_{ii}}{a_i}\dfrac{5}{M}, \\ 2\dfrac{d}{dt}(a_i\Lambda_k-a_j\Omega_k)-a_i\dot\Lambda_k+a_j\dot\Omega_k+a_i\Lambda_i\Lambda_j+a_j\Omega_i\Omega_j-2\Omega_j\Lambda_ia_k= \\ \qquad =\dfrac{\Pi_{jj}}{a_j}\dfrac{5}{M}, \\ 2\dfrac{d}{dt}(a_i\Omega_k-a_j\Lambda_k)-a_i\dot\Omega_k+a_j\dot\Lambda_k+a_i\Omega_i\Omega_j+a_j\Lambda_i\Lambda_j-2\Omega_i\Lambda_ja_k= \\ \qquad =\dfrac{\Pi_{ij}}{a_i}\dfrac{5}{M}. \end{cases} \tag{13}$$

Индексы i, j, k выбираем таким образом, чтобы перестановка $\begin{pmatrix}1\,2\,3\\ i\,j\,k\end{pmatrix}$ была четной. Система уравнений (13) для жидкости получена Лебовицем [2]. В этом случае система девяти уравнений относительно десяти неизвестных (тензор Π_{ij}-шаровой) замыкается условием несжимаемости. Чтобы получить недостающие шесть уравнений, определяющие симметричный тензор Π_{ij} в случае бесстолкновительных систем, умножим уравнение (1) на $(v_k-\langle v_k\rangle)(v_l-\langle v_l\rangle)$ и проинтегрируем его по всему фазовому пространству. В силу линейности поля скоростей члены, содержащие моменты функции распределения третьего порядка, исчезают и получаем

$$\dot\Pi_{kl}+(b_{ks}+2\varepsilon_{msk}\Omega_m)\Pi_{sl}+(b_{ls}+2\varepsilon_{msl}\Omega_m)\Pi_{sk}=0. \tag{14}$$

Запишем с учетом (11) уравнения, замыкающие систему (13):

$$
\begin{cases}
\dot{\Pi}_{ii} = -2\dfrac{\dot a_i}{a_i}\Pi_{ii} - 2\left(\dfrac{a_i}{a_j}\Lambda_k - 2\Omega_k\right)\Pi_{ij} - 2\left(-\dfrac{a_i}{a_k}\Lambda_j + 2\Omega_j\right)\Pi_{ik}, \\
\dot{\Pi}_{ij} = -\left(\dfrac{\dot a_i}{a_i} + \dfrac{\dot a_j}{a_j}\right)\Pi_{ij} - \left(-\dfrac{a_j}{a_i}\Lambda_k + 2\Omega_k\right)\Pi_{ii} - \\
-\left(\dfrac{a_i}{a_j}\Lambda_k - 2\Omega_k\right)\Pi_{jj} - \left(-\dfrac{a_i}{a_k}\Lambda_j + 2\Omega_j\right)\Pi_{kj} - \left(\dfrac{a_j}{a_k}\Lambda_i - 2\Omega_i\right)\Pi_{ik}.
\end{cases} \tag{15}
$$

Укажем некоторые известные частные случаи уравнений (13), (15). Колебания пылевого эллипсоида исследовались в работе [5]. В книге [3] приведен вывод уравнений колебаний невращающегося сфероида. Уравнения нелинейных колебаний холодного в плоскости вращения эллипсоида получены в [6].

3. *Параметры равновесной модели.* Известная в теории жидких фигур равновесия фундаментальная теорема Римана [2] о том, что вектор угловой скорости и вектор вихря равновесного эллипсоида лежат в одной из его главных плоскостей, выполняется и в случае бесстолкновительных эллипсоидов [7]. Таким образом, только два компонента векторов $\overline{\Omega}$, $\overline{\Lambda}$ могут быть отличны от нуля. В дальнейшем, для определенности, полагаем $\Omega_2 = \Lambda_2 = 0$ и, следовательно, как видно из уравнений (13), $\Pi_{12} = \Pi_{23} = 0$. Выпишем уравнения, определяющие равновесный эллипсоид:

$$
-A_1 + \Omega_3^2 + \Lambda_3^2 - 2\frac{a_2}{a_1}\Omega_3\Lambda_3 + \frac{\Pi_{11}}{a_1^2} = 0, \tag{16}
$$

$$
-A_2 + \Omega_3^2 + \Lambda_3^2 + \Omega_1^2 + \Lambda_1^2 - 2\frac{a_1}{a_2}\Omega_3\Lambda_3 - 2\frac{a_3}{a_2}\Omega_1\Lambda_1 + \frac{\Pi_{22}}{a_2^2} = 0, \tag{17}
$$

$$
-A_3 + \Omega_1^2 + \Lambda_1^2 - 2\frac{a_2}{a_3}\Omega_1\Lambda_1 + \frac{\Pi_{33}}{a_3^2} = 0, \tag{18}
$$

$$
a_3\Lambda_3\Lambda_1 + a_1\Omega_1\Omega_3 - 2\Omega_1\Lambda_3 a_2 = \frac{\Pi_{13}}{a_1}, \tag{19}
$$

$$
a_3\Omega_3\Omega_1 + a_1\Lambda_1\Lambda_3 - 2\Omega_3\Lambda_1 a_2 = \frac{\Pi_{13}}{a_3}, \tag{20}
$$

$$
\left(-\frac{a_2}{a_1}\Lambda_3 + 2\Omega_3\right)\Pi_{11} + \left(\frac{a_1}{a_2}\Lambda_3 - 2\Omega_3\right)\Pi_{22} + \left(\frac{a_2}{a_3}\Lambda_1 - 2\Omega_1\right)\Pi_{13} = 0, \tag{21}
$$

$$
\left(-\frac{a_3}{a_2}\Lambda_1 + 2\Omega_1\right)\Pi_{22} + \left(\frac{a_2}{a_3}\Lambda_1 - 2\Omega_1\right)\Pi_{33} + \left(-\frac{a_2}{a_1}\Lambda_3 + 2\Omega_3\right)\Pi_{13} = 0. \tag{22}
$$

В модели, построенной в работе [1], дополнительно наложено ограничение

$$\frac{\Omega_1^2}{A_3} + \frac{\Omega_3^2}{A_1} = 1. \tag{23}$$

Подставляя (16)—(18), (20) в (21) и (16)—(19) в (22), получаем систему уравнений для определения Λ_1, Λ_3. Решая ее находим

$$\Lambda_1 = 2\Omega_1 \frac{a_2}{a_3}\left[1 - \frac{\Omega_3^2}{A_1 a_2^2}\,\frac{(a_1^2 - a_2^2)A_1 - (a_3^2 - a_2^2)A_3}{A_1 - A_2 + A_3}\right], \tag{24}$$

$$\Lambda_3 = 2\Omega_3 \frac{a_2}{a_1}\left[1 + \frac{\Omega_1^2}{A_3 a_2^2}\,\frac{(a_1^2 - a_2^2)A_1 - (a_3^2 - a_2^2)A_3}{A_1 - A_2 + A_3}\right]. \tag{25}$$

Далее, умножая (19) на a_1 и (20) на a_3 и затем вычитая, получаем уравнение, подставив в которое (24) и (25) находим, что

$$\frac{(a_1^2 - a_2^2)A_1 - (a_3^2 - a_2^2)A_3}{A_1 - A_2 + A_3} = \frac{a_1^2 - a_3^2}{4}. \tag{26}$$

Используя соотношение $A_1 + A_2 + A_3 = 4\pi G\rho$, (26) можно переписать в виде

$$A_3 - A_1 = 2\pi G\rho\,\frac{a_1^2 - a_3^2}{a_1^2 + a_3^2 - 2a_2^2}. \tag{27}$$

Таким образом, форма эллипсоида определяется одним отношением полуосей. Выберем в качестве одного из независимых параметров модели отношение a_2/a_1. На рис. 1. на плоскости (a_2/a_1, a_3/a_1) показана кривая эллипсоидов с наклонным вращением, полученная решением уравнения (27). В

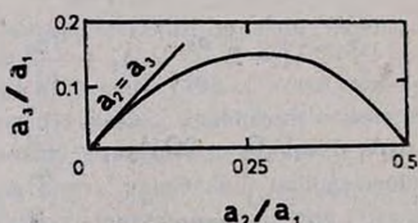


Рис. 1. Кривая на плоскости (a_2/a_1, a_3/a_1), изображающая последовательность моделей эллипсоидов с наклонным вращением.

качестве второго независимого параметра выбираем $\eta = \Omega_3^2/A_1$. Теперь легко видеть, что все параметры эллипсоида выражаются через a_2/a_1 и η. На плоскости независимых параметров определим область существования физически приемлемых моделей, для которых $\Pi_{ii} \geqslant 0$. Положив в уравнении (16) $\Pi_{11}=0$, получим кубическое уравнение относительно η. Очевидным корнем этого уравнения является $\eta=1$ (эллипсоид Фримана). Поделив уравнение на $\eta-1$ получаем

$$\eta^2\frac{(a_1^2-a_3^2)^2}{4a_1^2a_2^2}-\eta\frac{(a_1^2-a_3^2)(4a_2^2+a_1^2-a_3^2)}{4a_1^2a_2^2}+1=0. \qquad (28)$$

Корни этого уравнения равны

$$\eta_{2,3}=\frac{1}{2(a_1^2-a_3^2)}\left(4a_2^2+a_1^2-a_3^2\pm\sqrt{(4a_2^2+a_1^2-a_3^2)^2-16a_1^2a_2^2}\right). \qquad (29)$$

Π_{11} неотрицательно в области $\eta_2\leqslant\eta\leqslant 1$ и $\eta\leqslant\eta_3$. В точках $\eta=\eta_{2,3}$ все компоненты тензора Π_{ij} обращаются в нуль. Теперь, положив в уравнении (17) $\Pi_{22}=0$, получим кубическое уравнение, разделив которое на трехчлен уравнения (28) найдем, что

$$\eta_4=\frac{A_3a_3^2-(4a_2^2-3a_3^2)A_3}{A_1a_3^2-A_3a_1^2}. \qquad (30)$$

Область существования эллипсоидов с наклонным вращением определяется условиями $\eta_2\leqslant\eta\leqslant 1$, $\eta_4\leqslant\eta\leqslant\eta_3$ (рис. 2).

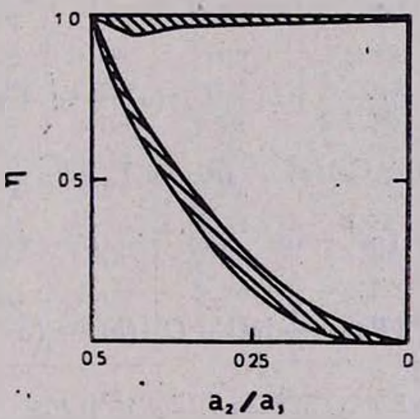


Рис. 2. Области существования эллипсоидов с наклонным вращением.

4. *Схема исследования устойчивости. Результаты.* Переход в уравнениях (13), (15) к переменным $L_i=(a_j^2+a_k^2)\Omega_i-2a_ja_k\Lambda_i$, $C_i=(a_j^2+a_k^2)\Lambda_i-2a_ja_k\Omega_i$, $P_{ij}=a_ia_j\Pi_{ij}\frac{5}{M}$, получим систему уравнений, разрешенных относительно производных:

$$
\left\{
\begin{aligned}
\ddot{a}_i &= -A_i a_i + \frac{1}{2}\left[\frac{(L_j+C_j)^2}{(a_i-a_k)^3} + \frac{(L_j-C_j)^2}{(a_i+a_k)^3} + \frac{(L_k+C_k)^2}{(a_i-a_j)^3} + \right.\\
&\qquad \left. + \frac{(L_k-C_k)^2}{(a_i+a_j)^3}\right] + \frac{P_{ii}}{a_i^3},\\
\dot{L}_i &= \frac{1}{2}\left[\frac{(L_k+C_k)L_j}{(a_j-a_i)^2} - \frac{(L_j+C_j)L_k}{(a_k-a_i)^2} + \frac{(L_k-C_k)L_j}{(a_j+a_i)^2} - \right.\\
&\qquad \left. - \frac{(L_j-C_j)L_k}{(a_k+a_i)^2}\right],\\
\dot{C}_i &= \frac{a_j^2-a_k^2}{a_j^2a_k^2}P_{jk} - \frac{1}{2}\left[\frac{(L_j+C_j)C_k}{(a_k-a_i)^2} - \frac{(L_k+C_k)C_j}{(a_j-a_i)^2} - \right.\\
&\qquad \left. - \frac{(L_j-C_j)C_k}{(a_k+a_i)^2} + \frac{(L_k-C_k)C_j}{(a_j+a_i)^2}\right],\\
\dot{P}_{ii} &= [(L_k-C_k)(a_j^{-2}-(a_i+a_j)^{-2}) - (L_k+C_k)(a_j^{-2} -\\
&\qquad - (a_i-a_j)^{-2})]P_{ij} + [(L_j+C_j)(a_k^{-2}-(a_i-a_k)^{-2}) -\\
&\qquad - (L_j-C_j)(a_k^{-2}-(a_i+a_k)^{-2})]P_{ik},\\
\dot{P}_{ij} &= \frac{1}{2}[(L_k+C_k)(a_i^{-2}-(a_i-a_j)^{-2}) - (L_k-C_k)(a_i^{-2} -\\
&\qquad -(a_i+a_j)^{-2})]P_{ii} + \frac{1}{2}[(L_k-C_k)(a_j^{-2}-(a_i+a_j)^{-2}) -\\
&\qquad - (L_k+C_k)(a_j^{-2}-(a_i-a_j)^{-2})]P_{jj} +\\
&\qquad + \frac{1}{2}[(L_j+C_j)(a_k^{-2}-(a_k-a_i)^{-2}) - (L_j-C_j)(a_k^{-2} -\\
&\qquad - (a_k+a_i)^{-2})]P_{jk} + \frac{1}{2}[(L_i-C_i)(a_k^{-2}-(a_j+a_k)^{-2}) -\\
&\qquad - (L_i+C_i)(a_k^{-2}-(a_j-a_k)^{-2})]P_{ik}.
\end{aligned}
\right.
\tag{31}
$$

Алгоритм расчета устойчивости был следующий. В первой ($\eta_2 \leqslant \eta \leqslant 1$) и второй ($\eta_4 \leqslant \eta \leqslant \eta_3$) областях существования модели задавалась сетка с шагом 0.05 по a_3/a_1 и переменным шагом $\Delta\eta = \frac{1-\eta_2}{10}$ и, соответственно, $\Delta\eta = \frac{\eta_3-\eta_4}{10}$. В узлах сетки определялись значения переменных стационарного эллипсоида, и правые части уравнений (31) дифференцировались в этих точках. Затем находились собственные значения полученной вековой матрицы. В качестве теста работы алгоритмов программы исследовалась устойчивость эллипсоидов Фримана. В этом случае неустойчивость дает пара комплексных сопряженных частот кратности два (единственный инкремент). Найденная зона неустойчивости и значения инкрементов совпадают с представленными в [3]. Отметим, что в случае эллипсоидов Фримана вековая матрица распадается в прямую сумму двух матриц. Соответственно возмущение представляется в виде суммы двух мод, одна из них изменяет форму при сохранении оси вращения, другая отклоняет ось вращения от оси эллипсоида. Относительно последней моды эллипсоид Фримана устойчив.

Результаты расчета устойчивости эллипсоида с наклонным вращением приведены на рис. 3 и в таблицах. В табл. 1 приведены параметры эллипсоидов и инкременты сечения первой области существования при $a_2/a_1 = 0.35$. Неустойчивость обусловлена столкновением трех пар мнимых

Таблица 1

ОДНО СЕЧЕНИЕ ПЕРВОЙ ОБЛАСТИ: $a_3/a_1 = 0.35$ ($\pi G\rho = 1$)

η	Ω_1	Ω_3	ξ_1	ξ_3	$Re\,\omega_1$	$Re\,\omega_2$	$Re\,\omega_3$
1	0	0.479	0	—1.076	0	0	0
0.99818	0.071	0.479	1.149	—1.079	0	0	0
0.99636	0.100	0.479	1.619	—1.082	0	0	0
0.99455	0.123	0.478	1.976	—1.085	0	0	0
0.99273	0.142	0.478	2.274	—1.088	0	0	0
0.99091	0.159	0.477	2.533	—1.091	0.076	0.071	0
0.98909	0.174	0.477	2.764	—1.094	0.072	0.120	0
0.98728	0.188	0.476	2.974	—1.097	0	0.152	0
0.98546	0.201	0.476	3.168	—1.100	0	0.177	0.072
0.98364	0.213	0.476	3.348	—1.103	0	0.197	0.157
0.98182	0.225	0.475	3.515	—1.105	0	0.202	0.213

частот и превращением их в комплексные сопряженные пары. Как правило, одновременно имеется два инкремента. В предпоследней колонке табл. 2 указан максимальный инкремент. Эллипсоиды из второй области существования все неустойчивы (в этом случае дополнительно появляется одна вещественная положительная частота), за исключением пылевых эллипсоидов при $a_2/a_1 \leqslant 0.1$. Цифры в столбце «Примечания» в табл. 2 означают следующее: 1) — предельный эллипсоид Фримана; 2) —начало

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ГРАНИЧНЫХ ЭЛЛИПСОИДОВ ($\pi G\rho = 1$)

a_2/a_1 a_3/a_1	η	Ω_1	Ω_3	ξ_1	ξ_3	max | $Re\ \omega_i$ |	Примечания
1	2	3	4	5	6	7	8
0.45	1	0	0.359	0	−0.863	0	1)
(0.0584)	0.5951	0.130	0.358	3.523	−0.866	0.051	2)
	0.9935	0.150	0.358	4.031	−0.867	0.048	3)
	0.9886	0.198	0.357	5.189	−0.870	0.072	4)
	0.9838	0.237	0.356	6.031	−0.873	0.169	5), 6)
	0.8290	0.769	0.327	1.859	−0.951	0.169	7), 8)
	0.7995	0.833	0.321	−1.647	−0.962	0.766	9), 10)
0.4	1	0	0.447	0	−1.037	0	1)
(0.1022)	0.9939	0.137	0.445	2.407	−1.043	0.03	2), 3)
	0.9877	0.194	0.444	3.344	−1.050	0.090	4)
	0.9795	0.251	0.442	4.213	−1.058	0.209	5), 6)
	0.6673	1.010	0.365	1.046	−1.283	0.209	7), 8)
	0.6066	1.098	0.348	−2.227	−1.299	1.271	9), 10)
0.35	1	0	0.479	0	−1.076	0	1)
(0.1316)	0.9909	0.159	0.477	2.533	−1.091	0.076	4)
	0.9818	0.225	0.475	3.515	−1.105	0.213	5), 6)
	0.5168	1.158	0.345	0.682	−1.524	0.213	7), 8)
	0.4325	1.255	0.315	−2.689	−1.154	1.544	9), 10)
0.3	1	0	0.480	0	−1.047	0	1)
(0.1472)	0.9947	0.116	0.479	2.037	−1.059	0.018	4)
	0.9868	0.183	0.477	3.180	−1.077	0.190	5), 6)
	0.3811	1.258	0.296	0.464	−1.733	0.190	7), 8)
	0.2853	1.351	0.256	−3.131	−1.645	1.622	9), 10
0.25	1	0	0.458	0	−0.973	0	1)
(0.1498)	0.9968	0.087	0.457	1.914	−0.983	0.070	4)
	0.9920	0.138	0.456	3.007	−0.999	0.168	5), 6)
	0.2637	1.326	0.235	0.313	−1.938	0.168	7), 8)
	0.1698	1.408	0.189	−3.581	−1.702	1.542	9), 10)

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
0.2	1	0	0.416	0	−0.865	0	1)
(0.1404)	0.9988	0.052	0.415	1.603	−0.870	0.044	2)
	0.9972	0.079	0.415	2.444	−0.878	0.033	3)
	0.9965	0.090	0.415	2.768	−0.882	0.053	4)
	0.9961	0.094	0.415	2.917	−0.884	0.135	5), 6)
	0.1672	1.372	0.170	0.201	−2.158	0.135	7), 8)
	0.0873	1.436	0.123	−4.046	−1.684	1.332	9), 10)
0.15	1	0	0.355	0	−0.725	0	1)
(0.1198)	0.99971	0.025	0.354	1.285	−0.727	0.018	2)
	0.99956	0.031	0.354	1.574	−0.728	0.044	3)
	0.99854	0.056	0.354	2.871	−0.736	0.089	4), 5), 6)
	0.09278	1.400	0.108	0.115	−2.415	0.089	7), 8)
	0.03559	1.443	0.069	−4.523	−1.581	1.017	9), 10)
0.1	1	0	0.272	0	−0.549	0	1)
(0.0887)	0.99967	0.026	0.272	2.847	−0.554	0	6)
	0.04065	1.414	0.055	0.053	−2.746	0	7)
	0.03753	1.416	0.053	−0.446	−2.646	0.270	8)
	0.00946	1.436	0.026	−4.995	−1.366	0.877	9), 10)
0.05	1	0	0.161	0	−0.324	0	1)
(0.0480)	0.99998	0.007	0.162	2.835	−0.325	0	6)
	0.01005	1.417	0.016	0.014	−3.241	0	7)
	0.00913	1.417	0.015	−0.527	−3.092	0.181	8)
	0.00086	1.423	0.005	−5.421	−0.957	0.690	9), 10)

верхней зоны неустойчивости; 3) — конец верхней зоны неустойчивости; 4) — начало нижней зоны неустойчивости; 5) — конец нижней зоны неустойчивости; 6) — предельный пылевой эллипсоид первой области существования; 7) — предельный пылевой эллипсоид второй области; 8) — начало зоны неустойчивости второй области; 9) — конец зоны неустойчивости второй области; 10) — предельный эллипсоид второй области ($\Pi_{22}=0$). На рис. 3 изображены полученные линейной интерполяцией зоны неустойчивости первой области. Для лучшего разрешения сложной структуры зоны неустойчивости при приближении к дисковому пределу дополнительно

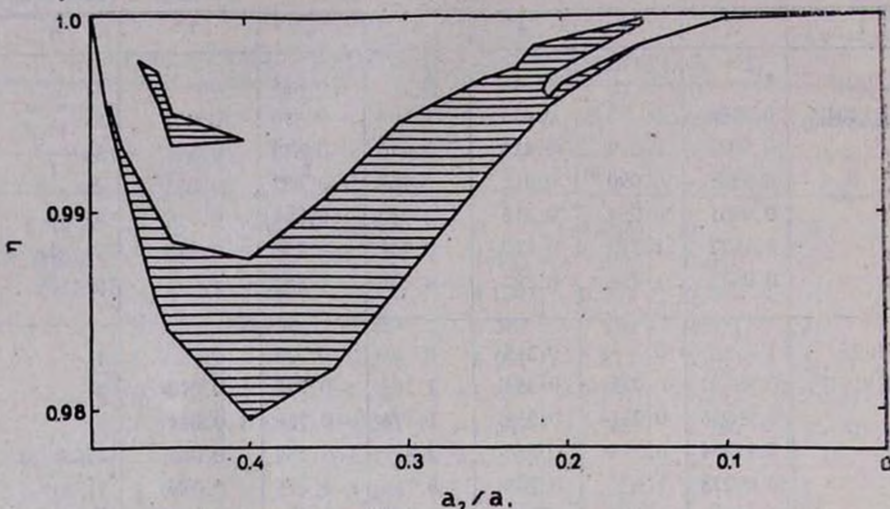


Рис. 3. Зона устойчивости (незаштрихованная область) эллипсоидов с наклонным вращением.

были сделаны сечения с шагом 0.01 от 0.45 до 0.49, от 0.2 до 0.25 и от 0.15 до 0.1.

Педагогический институт,
г. Глазов
Астрофизический институт
АН Каз.ССР

THE STABILITY OF THE COLLISIONLESS ELLIPSOID WITH OBLIQUE ROTATION

B. P. KONDRAT'EV, E. A. MALKOV

The equations of non-linear oscillations of collisionless ellipsoid with homogeneous density are derived. The stability of the model of ellipsoidal stellar system with oblique rotation with respect to ellipsoid—ellipsoid perturbation is investigated. The region of stability is defined by the determination of the characteristic frequencies of small oscillations the equations of which have been derived through linearization of the equations of non-linear oscillations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. П. Кондратьев*, Астрофизика, 21, 499, 1984.
2. *С. Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.

3. *В. Л. Поляченко, А. М. Фридман*, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
4. *S. Chandrasekhar, D. D. Elbert*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 155, 435, 1972.
5. *Я. Б. Зельдович*, Астрон. ж., 41, 873, 1964.
6. *В. А. Антонов*, в сб. «Динамика и эволюция звездных систем», М.—Л., ВАГО, 1975, стр. 269.
7. *Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков*, Астрофизика, 26, 511, 1987.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524.5—65

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ МОЛЕКУЛЫ H_3O^+

В. К. ХЕРСОНСКИЙ, Д. А. ВАРШАЛОВИЧ

Поступила 9 июня 1986
Принята к печати 20 июня 1987

Рассчитаны силы линий и вероятности инверсионно-вращательных переходов иона гидроксония H_3O^+. Оценены ожидаемые оптические толщины типичных межзвездных облаков в линиях, попадающих в радиоастрономический диапазон ($\lambda = 0.8 - 1.0$ мм).

1. *Введение.* Ионы гидроксония H_3O^+ являются одними из наиболее распространенных молекулярных ионов в верхней атмосфере [1], в кометах [2] и в облаках межзвездного газа [3] и играют важную роль в ионно-молекулярных процессах в этих объектах. Существенна роль гидроксония также в химии водных растворов, особенно для водородных связей в биологических системах.

Однако до последнего времени ионы H_3O^+ были изучены недостаточно хорошо. В лаборатории в газовой фазе они впервые наблюдались лишь в 1977 г. [5]. ИК-спектры H_3O^+ с высоким разрешением были получены в 1983—1985 гг. [6—10]. А первые радиоспектроскопические измерения были выполнены лишь в 1985 г. [11, 12].

В межзвездной среде, согласно расчетам химической кинетики [13, 14], ионы гидроксония являются ключевыми в процессах, ведущих к образованию молекул H_2O и OH; при общей концентрации газа $10^3—10^6$ см$^{-3}$ относительное содержание ионов H_3O^+ может доститать $10^{-8}—10^{-11}$ [15]. До сих пор молекулы H_3O^+ не были обнаружены, прежде всего из-за отсутствия точных значений частот, необходимых для радиоастрономических наблюдений.

Только в самое последнее время, благодаря лабораторным измерениям [11, 12], появилась реальная возможность таких наблюдений. Однако для правильной оценки ожидаемых интенсивностей линий H_3O^+ необходимо знать не только частоты, но и силы линий, вероятности радиационных переходов и времена жизни уровней. Цель данной работы состоит в систематическом расчете этих характеристик вращательно-инверсионного спектра молекул H_3O^+.

2. *Структура иона H_3O^+ и схема вращательных уровней.* Молекулярный ион гидроксония H_3O^+ является изоэлектронным аналогом молекулы аммиака NH_3. Поэтому, как и в случае NH_3, ион H_3O^+ неплоский; его равновесная конфигурация — это правильная пирамида, основание которой есть равносторонний треугольник H_3 со стороной r_e (H—H) = 1.6112 Å, а вершина (атом O) отстоит от основания на 0.2947 Å (высота пирамиды). Соответственно, длина боковых ребер r_e (O—H) = 0.9758 Å, угол между ними α_e (H—O—H) = 111.°29, а угол между высотой и боковым ребром составляет β_e = 72.°42 [12]. Таким образом, молекула H_3O^+ имеет ось симметрии третьего порядка (соответствует точечной группе симметрии C_{3v}) и по отношению к вращениям является симметричным сплющенным волчком.

Как и в случае NH_3, имеются две эквивалентные связанные инверсией равновесные конфигурации H_3O^+ — правая и левая, которые переходят одна в другую в результате квантового туннелирования атома O сквозь потенциальный барьер, отвечающий плоскости H_3. Этим обстоятельством и обусловлена дублетная структура вращательных уровней молекулы. Однако в случае H_3O^+ потенциальный барьер значительно ниже, чем у NH_3; поэтому расщепление инверсионных дублетов весьма велико, что приводит к нарушению правильного чередования уровней вращательной полосы.

На рис. 1 представлена схема нижних вращательных уровней молекулы H_3O^+. Каждый уровень молекулы характеризуется энергией и набором квантовых чисел JK^π (J — полный угловой момент молекулы, K — его проекция на ось симметрии, а $\pi = \pm$ есть четность состояния относительно инверсии пространства). Каждой паре значений JK при $K \neq 0$ соответствуют два состояния противоположной четности, JK^+ и JK^-, представляющие симметричную и антисимметричную суперпозиции правой и левой конфигураций молекулы. При $K = 0$ удвоение не имеет места, и уровни, изображенные штриховыми линиями, не существуют.

Вследствие того, что молекула H_3O^+ содержит три тождественных ядра H со спином 1/2, существуют две изотопические модификации этой молекулы с суммарным спином протонов $I = 3/2$ (орто-H_3O^+) и $I = 1/2$ (пара-H_3O^+). Орто- и пара-модификации можно рассматривать как два различных соединения, поскольку ни радиационные, ни столкновительные переходы (за исключением спин-обменных) не изменяют суммарного спина ядер I. Состояния с $K = 0, 3, 6, 9, \ldots$ соответствуют орто-H_3O^+, а состояния с $K = 1, 2, 4, 5, 7, 8, \ldots$ — пара-H_3O^+.

Энергия вращательных уровней рассматриваемой молекулы определяется выражением

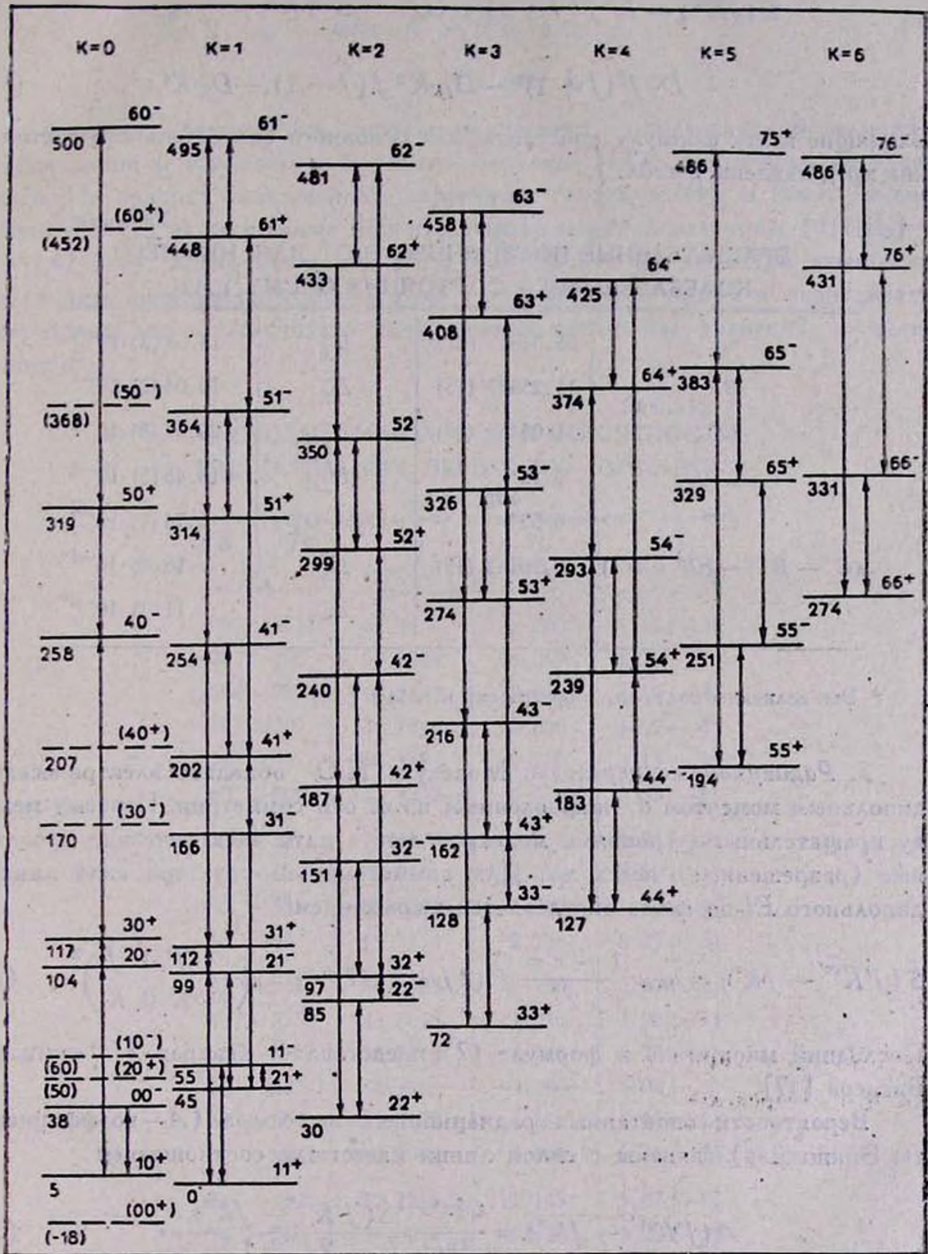


Рис. 1. Схема нижних вращательных уровней H_3O^+. Для каждого уровня указана энергия $E(JK^{\varkappa})$ в $см^{-1}$ (под уровнями) и квантовые числа $JK^{\varkappa}$ (над уровнями).

$$E(JK^{\pm}) = B^{\pm}J(J+1) + (C^{\pm} - B^{\pm})K^2 \mp \frac{1}{2}\nu_0 -$$

$$- D_J^{\pm} J^2 (J+1)^2 - D_{JK}^{\pm} K^2 J(J+1) - D_K^{\pm} K^4. \quad (1)$$

Входящие в эту формулу константы для основного колебательного состояния представлены в табл. 1.

Таблица 1

ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ H_3O^+ ДЛЯ НИЖНЕГО КОЛЕБАТЕЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ (В $СМ^{-1}$) [12]

ν_0	55.3481 (21)	D_J^+	$13.08(3) \cdot 10^{-4}$
B^+	11.25397 (15)	D_J^-	$10.04(2) \cdot 10^{-4}$
B^-	11.05486 (14)	D_{JK}^+	$-26.91(8) \cdot 10^{-4}$
C^+	6.23*	D_{JK}^-	$-18.48(5) \cdot 10^{-4}$
C^-	6.32*	$D_K^- - D_K^+$	$-5.74(7) \cdot 10^{-4}$
$(C^- - B^-) - (C^+ - B^+)$	0.28143 (19)	D_K^+	$18.46 \cdot 10^{-4}$*
		D_K^-	$11.91 \cdot 10^{-4}$*

* Эти величины получены теоретически в работе [16].

3. *Радиационные переходы.* Молекула H_3O^+ обладает электрическим дипольным моментом d, направленным по ее оси симметрии. Поэтому между вращательными уровнями молекулы могут идти электрические дипольные (разрешенные) переходы. Для симметричного ротатора сила линии дипольного $E1$-перехода определяется выражением

$$S(J'K'^{\pi'} - JK^{\pi}) = \delta_{KK'} \frac{1 - \pi'\pi}{2} d^2 (2J+1)(2J'+1) \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -K & 0 & K \end{pmatrix}^2. \quad (2)$$

Последний множитель в формуле (2) представляет квадрат $3jm$-символа Вигнера [17].

Вероятности спонтанных радиационных переходов (A—коэффициенты Эйнштейна) связаны с силой линии известным соотношением

$$A(J'K'^{\pi'} \to JK^{\pi}) = \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc^3} \frac{S(J'K'^{\pi'} - JK^{\pi})}{2J'+1}, \quad (3)$$

где ν — частота перехода.

Из выражений (2) и (3) вытекают следующие правила отбора для переходов между вращательными уровнями:

$$\Delta J \equiv J' - J = 0, \ \pm 1;$$
$$\Delta K \equiv K' - K = 0; \qquad (4)$$
$$\pi'\pi = -1.$$

Следует отметить, что дипольный момент, определяющий величину силы линии и вероятности перехода, в случае H_3O^+ фактически не известен. Из подобия электронной структуры молекул NH_3 и H_3O^+ можно ожидать, что их дипольные моменты одного порядка величины ($d(NH_3) = 1.47$ деб). Ниже мы примем, что $d(H_3O^+) = 1.0$ деб. При уточнении величины дипольного момента этой молекулы силы линий и вероятности переходов легко пересчитать домножением табличных значений на величину d^2.

Таблица 2

ЧАСТОТЫ, СИЛЫ ЛИНИЙ И ВЕРОЯТНОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ ОРТО-H_3O^+ ($d = 1$ ДЕБ)

$J'K'^{\pi'} - JK^{\pi}$ $i \to k$	ν_{ik} (см$^{-1}$)	S_{ik} (деб^2)	A_{ik} (с$^{-1}$)
$00^- - 10^+$	32.8454	1.000	1.11 (−2)
$20^- - 10^+$	99.1384	2.000	1.22 (−1)
$30^+ - 20^-$	13.2182	3.000	3.10 (−4)
$40^- - 30^+$	141.1844	4.000	3.92 (−1)
$50^+ - 40^-$	60.3982	5.000	3.13 (−2)
$60^- - 50^+$	181.4393	6.000	8.63 (−1)
$33^- - 33^+$	55.4909	5.250	4.04 (−2)
$43^- - 43^+$	53.9151	4.050	2.22 (−2)
$53^- - 53^+$	52.0002	3.300	1.33 (−2)
$63^- - 63^+$	49.7824	2.786	8.29 (−3)
$43^+ - 33^-$	34.3998	1.750	2.47 (−3)
$43^- - 33^+$	143.8058	1.750	1.82 (−1)
$53^+ - 43^-$	58.2128	3.200	1.79 (−2)
$53^- - 43^+$	164.1280	3.200	4.04 (−1)
$63^+ - 53^-$	82.2080	4.500	5.99 (−2)
$63^- - 53^+$	183.9906	4.500	6.76 (−1)
$66^- - 66^+$	57.1225	11.143	5.07 (−2)
$76^- - 76^+$	54.3272	9.643	3.28 (−2)
$76^+ - 66^-$	99.9948	1.857	3.85 (−2)
$76^- - 66^+$	211.4444	1.857	3.68 (−1)

Таблица 3

ЧАСТОТЫ, СИЛЫ ЛИНИЙ И ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ ПАРА-H_3O^+ ($d=1$ ДЕБ)

$J'K'^{\varkappa'} - JK^{\varkappa}$ $i \to k$	ν_{ik} (см$^{-1}$)	S_{ik} (деб^2)	A_{ik} (с$^{-1}$)
1	2	3	4
$11^-—11^+$	55.2314	1.500	2.65 (—2)
$21^-—21^+$	54.4413	0.833	8.44 (—3)
$31^-—31^+$	53.2744	0.583	3.96 (—3)
$41^-—41^+$	51.7526	0.450	2.18 (—3)
$51^-—51^+$	49.9051	0.367	1.30 (—3)
$61^-—61^+$	47.7683	0.310	8.16 (—4)
$11^-—21^+$	10.2466	1.500	5.07 (—4)
$21^-—11^+$	99.4261	1.500	9.26 (—2)
$31^+—21^-$	12.9574	2.667	2.60 (—4)
$31^-—21^+$	120.6731	2.667	2.10 (—1)
$41^+—31^-$	36.4440	3.750	6.31 (—3)
$41^-—31^+$	141.4711	3.750	3.70 (—1)
$51^+—41^-$	60.1600	4.800	2.97 (—2)
$51^-—41^+$	161.8177	4.800	5.79 (—1)
$61^+—51^-$	84.0447	5.833	8.30 (—2)
$61^-—51^+$	181.7182	5.833	8.43 (—1)
$22^-—22^+$	55.2791	3.333	3.54 (—2)
$32^-—32^+$	54.0970	2.333	1.66 (—2)
$42^-—42^+$	52.5550	1.800	9.13 (—3)
$52^-—52^+$	50.6821	1.467	5.46 (—3)
$62^-—62^+$	48.5150	1.238	3.42 (—3)
$32^+—22^-$	12.1681	1.667	1.34 (—4)
$32^-—22^+$	121.5441	1.667	1.34 (—1)
$42^+—32^-$	35.6860	3.000	4.73 (—3)
$42^-—32^+$	142.3380	3.000	3.02 (—1)
$52^+—42^-$	59.4384	4.200	2.50 (—2)
$52^-—42^+$	162.6755	4.200	5.16 (—1)
$62^+—52^-$	83.3646	5.333	7.41 (—2)
$62^-—52^+$	182.5617	5.333	7.82 (—1)
$44^-—44^+$	55.8676	7.200	4.38 (—2)
$54^-—54^+$	53.8936	5.867	2.62 (—2)
$64^-—64^+$	51.6051	4.952	1.64 (—2)

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4
$5_4^+ - 4_4^-$	56.4487	1.800	9.23 (−3)
$5_4^- - 4_4^+$	166.2098	1.800	2.36 (−1)
$6_4^+ - 5_4^-$	80.5406	3.333	4.20 (−2)
$6_4^- - 5_4^+$	186.0393	3.333	5.18 (−1)
$5_5^- - 5_5^+$	56.4107	9.167	4.69 (−2)
$6_5^- - 6_5^+$	54.0311	7.738	2.95 (−2)
$6_5^- - 5_5^+$	188.7559	1.833	2.98 (−1)
$6_5^+ - 5_5^-$	78.3142	1.833	2.12 (−2)
$7_5^+ - 6_5^-$	102.6718	3.429	7.76 (−2)

В табл. 2 и 3 представлены рассчитанные значения частот, сил линий и вероятностей всех разрешенных переходов между уровнями, показанными на рис. 1. Относительная погрешность рассчитанных частот определяется погрешностью молекулярных констант, приведенных в табл. 1, и, как можно ожидать, не превышает $2 \cdot 10^{-5}$.

Таблица 4

ОЖИДАЕМЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИНЫ ОБЛАКОВ МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА В РАДИОЛИНИЯХ H_3O^+

Переход $J'K'^{\varepsilon'} \to JK^{\varepsilon}$	Частота ν (ГГц)	τ/N_L
$3_0^+ - 2_0^-$	396.272412 (60)	$2.42 \cdot 10^{-15}$
$3_1^+ - 2_1^-$	388.458641 (80)	$1.14 \cdot 10^{-15}$
$3_2^+ - 2_2^-$	364.797427 (100)	$0.83 \cdot 10^{-15}$
$1_1^- - 2_1^+$	307.191935 (600)	$3.40 \cdot 10^{-15}$

4. *Обсуждение результатов.* Рассчитанные спектральные характеристики H_3O^+ позволяют оценить ожидаемые интенсивности линий ИК- и радиодиапазона. Рассмотрим линии, попадающие в радиодиапазон. Частоты этих линий известны из лабораторных измерений [11]. Примем для оценок, что населенности уровней H_3O^+ соответствуют ЛТР при температуре $T=100$ К. В табл. 4 приведены полученные оценки величины τ/N_L, где τ — оптическая толщина, а N_L — ожидаемое число молекул орто- и пара-H_3O^+ на луче зрения.

Если воспользоваться результатами упомянутых выше расчетов содержания H_3O^+ [15], ожидаемого в межзвездных облаках, и принять разме-

Таблица 6

ЭНЕРГИИ $E(JK^{*})$ И РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ $t_R(JK^{*})$ НИЖНИХ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ H_3O^+ ($d = 1$ ДЕБ)

JK^{*}	$E(JK^{*})$, см$^{-1}$	$t_R(JK^{*})$, с	JK^{*}	$E(JK^{*})$, см$^{-1}$	$t_R(JK^{*})$, с
10^+	5		33^+	72	
00^-	38	90.09	33^-	128	24.75
20^-	104	8.20	43^+	162	404.86
30^+	117	3225.81	43^-	216	4.90
40^-	258	2.55	53^+	274	55.87
50^+	319	31.95	53^-	326	2.40
60^-	500	1.16	63^+	408	16.69
			63^-	458	1.46
11^+	0				
21^+	45		44^+	127	
11^-	55	37.03	44^-	183	22.83
21^-	99	9.90	54^+	239	108.34
31^+	112	3846.15	54^-	293	3.81
31^-	166	4.67	64^+	374	23.81
41^+	202	158.48	64^-	425	1.87
41^-	254	2.69			
			55^+	194	
51^+	314	33.67	55^-	251	21.32
51^-	364	1.72	65^+	329	47.17
61^+	448	12.05	65^-	383	3.05
61^-	495	1.19	75^+	486	12.89
22^+	30				
			66^+	274	
22^-	85	28.25	66^-	331	19.72
32^+	97	7462.69	76^+	431	25.97
32^-	151	6.64	76^-	486	2.50
42^+	187	211.42			
42^-	240	3.21			
52^+	299	40.00			
52^-	350	1.92			
62^+	433	13.50			
62^-	481	1.27			

ры облака $\sim$ 10 пк, то N_L (пара-H_3O^+) = 10^{14} см$^{-2}$ и N_L (орто-H_3O^+) = $= 2 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$. Таким образом, оценки показывают, что для указанных линий τ близко к единице.

Таблица 5

РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ СИГНАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ДЛЯ ПЕРЕХОДОВ, ПРИВЕДЕННЫХ В ТАБЛ. 4

Уровень $JK^{\pm}$	t_R (с)	Уровень $JK^{\pm}$	t_R (с)
30^+	$3.2 \cdot 10^3$	20^-	8.2
31^+	$3.9 \cdot 10^3$	21^-	9.9
32^+	$7.5 \cdot 10^3$	22^-	28.3
11^-	37.0	21^+	$\sim 10^6$

Более того, анализ вероятного отклонения населенностей уровней H_3O^+ от ЛТР в облаках межзвездного газа, где уровни возбуждаются, в основном, столкновениями, а дезактивируются за счет радиативных переходов, показывает следующее. Для первых трех из указанных в табл. 4 переходов верхние уровни будут перезаселены относительно нижних уровней, т. е. может возникнуть инверсия населенностей и мазерное усиление излучения в этих линиях, тогда как для последнего из указанных переходов ситуация будет обратной, т. е. должно наблюдаться аномальное поглощение. Такая заселенность уровней обусловлена значительным различием времен жизни уровней JK^+ и JK^- относительно радиативных переходов (см. табл. 6),

$$t_R(JK^+) \gg t_R(JK^-).$$

Это обстоятельство следует учитывать при постановке радиоастрономических наблюдений.

Физико-технический институт
им. Иоффе

SPECTRAL PARAMETERS OF INTERSTELLAR MOLECULE H_3O^+

V. K. KHERSONSKII, D. A. VARSHALOVICH

The line strengths and the probabilities of inversion-rotational transitions of the hydroxonium ion H_3O^+ are calculated. Expected optical thicknesses of typical interstellar clouds are estimated for H_3O^+ lines of radioastronomical interest ($\lambda = 0.8 - 1.0$ mm).

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. S. Narcisi, A. D. Bailey*, J. Geophys. Res., 70, 3687, 1965.
2. *W. T. Huntress, M. J. McEwan, Z. Karpas, V. G. Anicich*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 44, 481, 1980.
3. *E. Herbst, W. Klemperer*, Astrophys. J., 185, 505, 1973.
4. *M. Eigen, K. L. Angew*, Chem. Intern. Ed., 3, 1, 1964.
5. *H. A. Schwarz*, J. Chem. Phys., 67, 5525, 1977.
6. *M. H. Begemann, C. S. Gudeman, J. Pfaff, R. J. Saykally*, Phys. Rev. Lett., 51, 554, 1983.
7. *M. N. Haese, T. Oka*, J. Chem. Phys., 80, 572, 1984.
8. *B. Lemoine, J. L. Destombes*, Chem. Phys. Lett., 111, 284, 1984.
9. *P. B. Davies, P. A. Hamilton, S. A. Johnson*, Astron. and Astrophys., 141, L9, 1984.
10. *D. J. Liu, T. Oka*, Phys. Rev. Lett., 54, 1786, 1985.
11. *M. Bogey, C. Demuynck, M. Denis, J. L. Destombes*, Astron. and Astrophys., 148, L11, 1985.
12. *D. J. Liu, T. Oka, T. J. Sears*, J. Chem, Phys., 84, 1312, 1986.
13. *A. Dalgarno, J. H. Black*, Rep. Progr. Phys., 39, 573, 1976.
14. *W. D. Watson*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 16, 585, 1978.
15. *C. M. Leung, E. Herbst, W. F. Huebner*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 56, 231, 1984.
16. *P. R. Bunker, T. Amano, V. Spirko*, J. Mol. Spectrosc., 107, 208, 1984.
17. *Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский*, Квантовая теория углового момента, Наука, Л., 1975.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 52:53

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА ИНВАРИАНТНОСТИ. IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Г. А. АРУТЮНЯН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 1 сентября 1986

Принята к печати 10 июня 1987

Приводятся результаты численных расчетов для среднего числа рассеяний и среднего времени пребывания фотона в среде, рассмотренных в предудущих работах [1—3]. Выявлена зависимость указанных средних величин от механизма рассеяния, исходных характеристик фотона и значений параметров λ и β.

1. *Введение*. В предыдущих работах настоящей серии [1—3] были получены формулы и уравнения для определения статистических средних различных величин, характеризующих процесс диффузии излучения в полубесконечной и бесконечной атмосферах. Основное внимание уделялось среднему числу рассеяний и среднему времени пребывания фотона в среде, обозначаемым соответственно через $\langle N \rangle$ и $\langle \Omega \rangle$. Для их вычисления предварительно находились аналогичные величины, относящиеся в отдельности к фотонам, погибшим в среде в результате многократного рассеяния, и фотонам, покидающим среду. Как и в предыдущих работах, указанные величины отмечаются соответственно звездочкой и ноликом.

В настоящей работе приводятся результаты численных расчетов для трех механизмов рассеяния: чисто доплеровского закона перераспределения по частотам r_I, полного перераспределения по частотам и когерентного рассеяния. Обсуждается зависимость полученных результатов как от значений параметров λ и β, так и от исходных характеристик фотона (λ — вероятность переизлучения фотона при элементарном акте взаимодействия его с атомами среды; β — отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре линии).

2. *Среднее число рассеяний*. Начнем с рассмотрения величины $N_*(x, \tau_1)$, представляющей собой среднее число рассеяний, которым подвергаются фотоны, покинувшие полубесконечную среду, если последняя

освещается излучением частоты x, падающим под углом $\arccos\eta$. В общем случае некогерентного рассеяния вопрос об определении $N_*(x, \eta)$ сводится (см. [1]) к решению некоторой системы линейных функциональных уравнений. Указанная система решается параллельно с нахождением φ-функций. При чисто доплеровском законе перераспределения соответствующие интегралы заменяются гауссовскими суммами, причем в качестве узлов выбираются нули полиномов Эрмита. В случае полностью некогерентного рассеяния вместо системы уравнений достаточно решить одно уравнение для функции $f(x, \eta) = \lambda\partial\ln\varphi_0(x, \eta)/\partial\lambda$ [1]:

$$\alpha_0(x) f(x, \eta) = \varphi_0(x, \eta) - \alpha_0(x) + \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x', \eta'; x, \eta) f(x', \eta') \alpha_0(x') dx', \tag{1}$$

где ρ — функция отражения от полубесконечной атмосферы; $\alpha_0(x) = \pi^{-1/4}\alpha(x)$; $\alpha(x)$ — профиль коэффициента поглощения в спектральной линии. Уравнение, аналогичное (1), можно написать и для случая когерентного рассеяния. В работе приводятся краткие таблицы значений функции $f(x, \eta)$ для полного перераспределения по частотам и когерентного рассеяния при $1 - \lambda = 10^{-2}$ и $\lg\beta = -2, -6$. Как явствует из таблиц, функция $f(x, \eta)$ в обоих случаях испытывает скачкообразное изменение при значениях $x \approx \sqrt{-\ln\beta}$, однако если при полностью некогерентном рассеянии $f(x, \eta)$ растет, то при когерентном рассеянии она резко падает и стремится к нулю.

На рис. 1 приведены графики, иллюстрирующие зависимость $N_*(x, \eta)$ от частоты для трех значений η. Бросается в глаза качественно различный ход кривых, соответствующих различным механизмам рассеяния. Так, если рассеяние когерентно, то при переходе от ядра к крыльям линии величина $N_*(x, \eta)$ монотонно убывает. При полностью некогерентном рассеянии картина обратная: указанная величина монотонно возрастает. В то же время кривые, относящиеся к чисто доплеровскому закону перераспределения, характеризуются максимумом, достигаемым на некоторой промежуточной частоте, зависящей от значений параметров λ и β. Таким образом, если рассеяние происходит с полным перераспределением по частотам, то наибольшее количество рассеяний приходится на те из выходящих фотонов, которые при падении на среду обладали частотой, соответствующей далеким крыльям линии. С другой стороны, при когерентном рассеянии и доплеровском законе перераспределения фотоны, падающие на среду в крыльях линии, испытывают в основном одно рассеяние. Физическое объяснение указанного эффекта нетрудно дать, если учесть, что фотоны в крыльях линии в среднем проникают на большую глубину, и если имеет место полное перераспределение, то фотоны при каждом акте рассеяния с наибольшей вероятностью переизлучаются в ядре линии и потому в состоянии покинуть среду лишь в результате многократных рассеяний. Что же касается доплеровского закона перераспределения, то здесь картина иная, поскольку при рассеяниях вероятность переизлучения в исходной частоте велика, и, оставаясь в крыльях линии, фотоны способны беспрепятственно выйти из среды уже при первых рассеяниях. Последнее тем более справедливо для когерентного рассеяния. Аналогичные рассуждения можно провести и при рассмотрении среднего числа рассеяний фотонов, выходящих из среды под углом $\arccos\eta$ с частотой x в случае, если на среду падает изотропное излучение в непрерывном спектре.

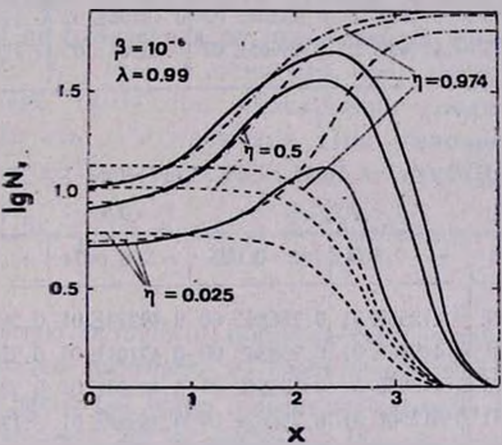


Рис. 1. Зависимость $\lg N_*$ от частоты при различных законах перераспределения и отмеченных значениях η, характеризующих угол падения фотонов: ——— — чисто доплеровский закон перераспределения, —.—.—. — полностью некогерентное рассеяние. — — — —когерентное рассеяние.

Представляет также интерес поведение величины $N_*(x, \eta)$ при $\eta \to 0$. Как при когерентном рассеянии, так и при полном перераспределении по частотам, величина $N_*(x, 0)$ не зависит от частоты. Другими словами, в указанных двух случаях фотоны, скользящие при падении по поверхности среды, прежде чем покинуть среду испытывают в среднем одинаковое количество рассеяний независимо от частоты, которой они обладают. Так, например, при $\beta = 0$ для обоих механизмов рассеяния имеет место

$$N_*(x, 0) = \lambda/2\,(\sqrt{1-\lambda} - 1 + \lambda). \tag{2}$$

Таблица 1

ФУНКЦИЯ $f(x, \eta)$ ПРИ ПОЛНОСТЬЮ НЕКОГЕРЕНТНОМ РАССЕЯНИИ

	$\lambda = 0.99$;	$\beta = 10^{-6}$		$\lambda = 0.99$;	$\beta = 10^{-2}$	
x	η=0.974	η=0.500	η=0.025	η=0.974	η=0.500	η=0.025
0.0	0.30688E 01	0.17452E 01	0.11788E 00	0.20663E 01	0.12237E 01	0.90876E-01
0.384	0.34629E 01	0.19811E 01	0.13528E 00	0.23041E 01	0.13764E 01	0.10385E 00
0.769	0.49294E 01	0.28805E 01	0.20414E 00	0.31465E 01	0.19381E 01	0.15436E 00
1.155	0.85292E 01	0.52285E 01	0.40360E 00	0.49695E 01	0.32707E 01	0.29433E 00
1.544	0.16373E 02	0.11021E 02	0.10383E 01	0.80078E 01	0.59081E 01	0.69137E 00
1.937	0.29468E 02	0.22981E 02	0.30509E 01	0.11157E 02	0.93822E 01	0.17218E 01
2.335	0.42071E 02	0.38056E 02	0.11654E 02	0.12750E 02	0.11566E 02	0.32109E 01
2.738	0.47919E 02	0.46810E 02	0.30397E 02	0.13140E 02	0.12163E 02	0.39213E 01
3.150	0.49283E 02	0.49125E 02	0.45327E 02	0.13196E 02	0.12250E 02	0.40447E 01
3.571	0.49474E 02	0.49445E 02	0.48965E 02	0.13201E 02	0.12258E 02	0.40565E 01

Таблица 2

ФУНКЦИЯ $f(x, \eta)$ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ РАССЕЯНИИ

	$\lambda = 0.99$;	$\beta = 10^{-6}$		$\lambda = 0.99$;	$\beta = 10^{-2}$	
x	$\eta = 0.974$	$\eta = 0.500$	$\eta = 0.025$	$\eta = 0.0974$	$\eta = 0.500$	$\eta = 0.025$
0.0	0.73437E 01	0.41256E 01	0.25686E 00	0.49274E 01	0.28572E 01	0.19115E 00
0.384	0.73436E 01	0.41256E 01	0.25686E 00	0.47101E 01	0.27421E 01	0.18514E 00
0.769	0.73434E 01	0.41254E 01	0.25684E 00	0.40264E 01	0.23779E 01	0.16597E 00
1.155	0.73426E 01	0.41250E 01	0.25682E 00	0.28880E 01	0.17623E 01	0.13293E 00
1.544	0.73397E 01	0.41235E 01	0.25674E 00	0.15833E 01	0.10295E 01	0.91053E-01
1.937	0.73266E 01	0.41167E 01	0.25639E 00	0.59390E 00	0.42432E 00	0.48875E-01
2.335	0.72499E 01	0.40768E 01	0.25434E 00	0.13556E 00	0.10478E 00	0.15665E-01
2.738	0.66878E 01	0.37835E 01	0.23923E 00	0.18655E-01	0.14820E-01	0.24580E-02
3.150	0.38384E 01	0.22773E 01	0.16064E 00	0.16716E-02	0.13338E-02	0.22506E-03
3.571	0.70135E 00	0.49415E 00	0.54585E-01	0.98852E-04	0.78905E-04	0.13336E-04
4.004	0.36453E-01	0.28830E-01	0.46993E-02	0.37223E-05	0.29713E-05	0.50223E-06
4.452	0.84057E-03	0.67082E-03	0.11329E-03	0.84098E-07	0.67130E-07	0.11347E-07
4.920	0.10458E-04	0.83481E-05	0.14111E-05	0.10458E-08	0.83482E-09	0.14111E-09
5.415	0.62826E-07	0.50150E-07	0.84769E-08	0.62825E-11	0.50149E-11	0.84754E-12

В противоположность рассмотренным механизмам при доплеровском законе величина $N_*(x,\ 0)$ зависит от частоты. В этом случае имеем

$$N_*(x,\ 0) = 1 + \lambda \frac{\partial}{\partial \lambda} \ln \sum_{m=0}^{\infty} A_m \varphi_m^0(\lambda)\, \alpha_{2m}(x), \tag{3}$$

где $\varphi_m^0(\lambda)$ — нулевые моменты функций $\varphi_m(x,\ \eta)$; $A_k = 1/(2k+1)$; $\alpha_k(x) = (\pi^{1/4} 2^{k/2} \sqrt{k!}\,)^{-1} e^{-x^2} H_k(x)$ (см. [1, 4]); $H_k(x)$ — полином Эрмита k-ой степени.

Кривые, изображенные на рис. 2, показывают зависимость величин $\lg N_*(x)$, $\lg N_0(x)$ и $\lg \langle N(x) \rangle$ от значений параметров λ и β. Мы ограничились тем, что привели данные, относящиеся лишь к случаю полного перераспределения по частотам, поскольку при других механизмах рассеяния качественная картина зависимости указанных величин от λ и β не отличается от приведенной. Касаясь зависимости от параметров λ и β, следует отметить, что, как в случае контуров спектральных линий, так и при определении среднего числа рассеяний, можно различать λ- и β-решения. При выполнении неравенства

$$1 - \lambda \gg \lambda\beta\delta(\beta) \quad \left(\delta(\beta) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(x)}{v(x)} dx \ \text{ и } \ v(x) = \alpha(x) + \beta \right),$$

то есть когда гибелью фотонов в линии за счет поглощения их в непрерывном спектре можно пренебречь по сравнению с гибелью при рассеяниях, среднее число рассеяний слабо зависит от значения β, хотя отличие β от нуля должно приниматься во внимание. Из рис. 2 можно заключить, что при $\beta = 0$ величины N_0 и $\langle N \rangle$ в крыльях линии монотонно возрастают и стремятся к общему пределу, равному $1/(1-\lambda)$ (ср. с формулами (31) и (35) работы [1]). В то же время при малых, но отличных от нуля значениях β, указанные две величины в крыльях линии определяются однократным рассеянием. В противоположном предельном случае, когда $1 - \lambda \ll \lambda\beta\delta(\beta)$ и гибель фотонов контролируется континуумом, зависимость средних чисел рассеяний от значения параметра β становится существенной, что соответствует β-решению задачи переноса излучения.

Кривые, изображенные на рис. 3, иллюстрируют зависимость средних чисел рассеяний от частоты при различных законах перераспределения. Мы видим, что в отличие от N_* при вычислении N_0 и $\langle N \rangle$ предположение о полном перераспределении по частотам приводит лишь к количественным отклонениям, которые, как нетрудно понять, тем больше, чем меньше β и $1-\lambda$. Все кривые, приведенные на рис. 2 и 3, относятся к одномерному приближению, поскольку зависимость рассматриваемых величин от угла падения в трехмерной задаче качественно мало отличается от той, которая обсуждалась выше в связи с величиной $N_*(x, \eta)$. Все другие выводы, которые можно сделать на основе приведенных данных численных расчетов, сохраняют свою силу и в трехмерном случае.

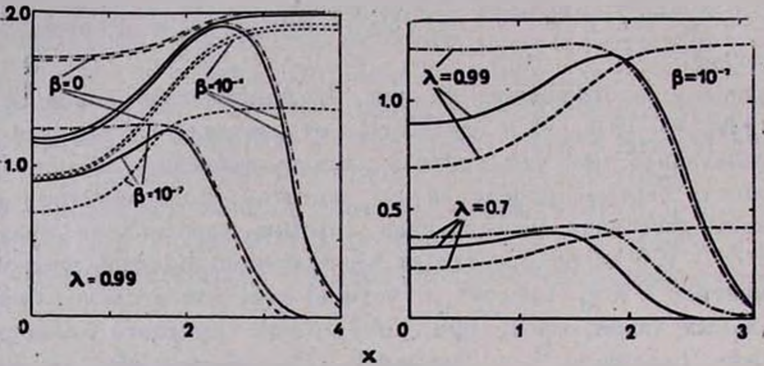


Рис. 2. Зависимость средних чисел рассеяния от частоты для различных значений λ и β в приближении полного перераспределения по частотам: ——— — $\lg \langle N \rangle$, —.—.—. — $\lg N_0$, — — — — $\lg N_*$.

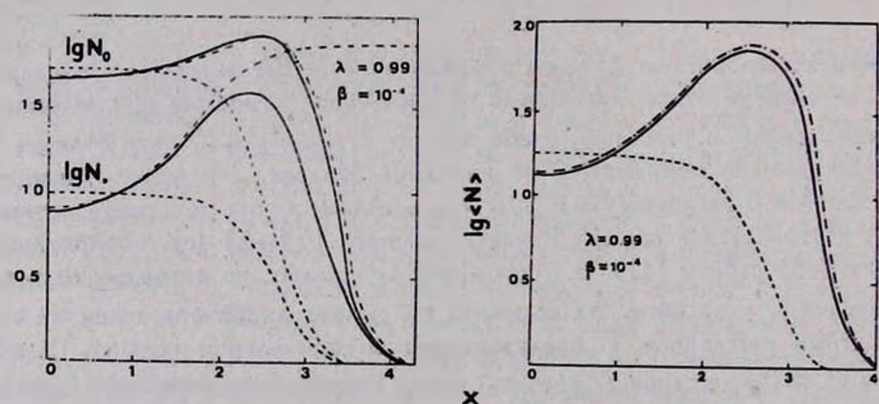


Рис. 3. Зависимость средних чисел рассеяния от частоты при различных механизмах перераспределения: ——— — чисто доплеровский закон перераспределения, —.—.—. — полностью некогерентное рассеяние, — — — — когерентное рассеяние.

Переходя к рассмотрению бесконечной среды, отметим, что при общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния среднее число рассеяний может быть определено непосредственно из отдельного уравнения. Оно получается из уравнения (10) работы [2], если отбросить в нем член, содержащий производную по глубине, поскольку в бесконечной среде среднее число рассеяний не зависит от выбора точки пространства, в которой фотон начинает свой путь. Помимо того, нетрудно увидеть, что зависимость функции перераспределения от угла рассеяния не влияет на значение величины $\langle N(x)\rangle$, поэтому можно ограничиться рассмотрением рассеяния, подчиняющегося усредненному по всем направлениям закону перераспределения. С учетом приведенных соображений приходим к следующему уравнению для определения среднего числа рассеяний фотона в бесконечной среде:

$$v(x)\langle N(x)\rangle=\lambda\int\limits_{-\infty}^{\infty}r(x,x')\langle N(x')\rangle\,dx'+v(x). \tag{4}$$

При доплеровском законе перераспределения использование билинейного разложения ядра $r(x,x')$ позволяет свести задачу определения $\langle N(x)\rangle$ к решению следующей системы алгебраических уравнений:

$$N_k=\lambda\sum_{m=0}^{\infty}A_m b_{km}N_m+\pi^{1/4}\delta_{0k}, \tag{5}$$

где

$$N_k=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\alpha_{2k}(x)\langle N(x)\rangle\,dx;\qquad b_{km}=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\alpha_{2k}(x)\alpha_{2m}(x)\,dx/v(x).$$

После решения системы уравнений (5) величина $\langle N(x)\rangle$ находится из соотношения

$$\langle N(x)\rangle=1+\lambda\sum_{m=0}^{\infty}A_mN_m\alpha_{2m}(x)/v(x). \tag{6}$$

При $\beta=0$ имеем $b_{km}=\delta_{km}$. Тогда решение системы уравнений (5) принимает вид

$$N_k=\pi^{1/4}\delta_{0k}/(1-\lambda A_k), \tag{7}$$

а из (6) получаем $\langle N\rangle=1/(1-\lambda)$. Такой же результат получается и в предположении о полном перераспределении по частотам. Очевидно также, что если в сумме, входящей в правую часть соотношения (6), ограничиться лишь первым слагаемым, то придем к формуле

$$\langle N(x)\rangle=1+\frac{\lambda}{1-\tilde{\lambda}}\frac{\alpha(x)}{v(x)},\qquad(\tilde{\lambda}=\lambda-\lambda\beta\delta(\beta)), \tag{8}$$

соответствующей приближению полного перераспределения по частотам.

При когерентном рассеянии решение уравнения (4) имеет вид $\langle N(x) \rangle = v(x)/[(1-\lambda)\alpha(x)+\beta]$. При $\beta=0$ находим $\langle N(x) \rangle = 1/(1-\lambda)$. Таким образом, в случае, когда гибелью фотонов в непрерывном спектре можно пренебречь, среднее число рассеяний независимо от частоты исходного фотона и механизма рассеяния равно $1/(1-\lambda)$. На рис. 4 приведены кривые, иллюстрирующие зависимость среднего числа рассеяний в бесконечной среде от частоты исходного фотона для различных законов перераспределения. Обращает на себя внимание тот факт, что при доплеровском законе фотон, независимо от частоты, испытывает в среднем меньше рассеяний, чем в случае полностью некогерентного рассеяния.

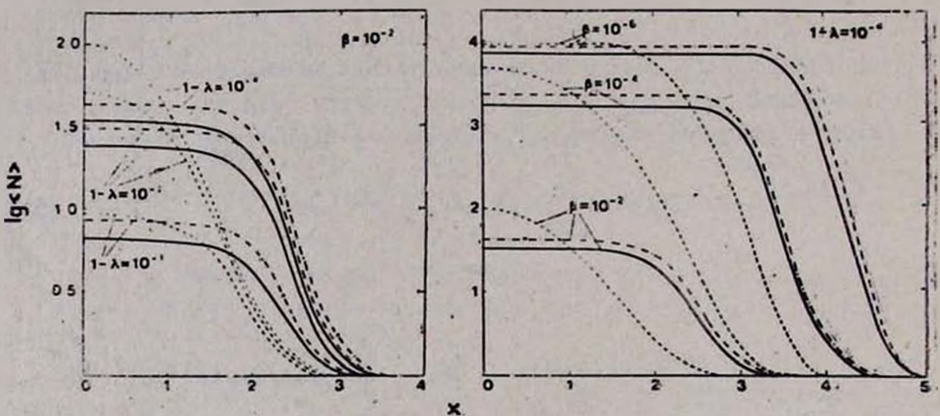


Рис. 4. Функция $\langle N(x) \rangle$ при различных законах перераспределения и различных значениях параметров λ и β: ——— — чисто доплеровский закон перераспределения, —.—.—. — приближение полностью некогерентного рассеяния, — — — — когерентное рассеяние.

3. *Среднее время пребывания фотона в среде.* Как было показано в работе [3], в основе определения различных средних величин, характеризующих время пребывания фотона в среде, лежит процедура дифференцирования по β уравнений и формул для соответствующих вероятностей. При общих законах некогерентного рассеяния важную роль играют производные по β φ-функций, которые удовлетворяют системе линейных функциональных уравнений. Эта система решается совместно с системами уравнений для φ-функций и их производных по λ итерационным способом. Таким образом несущественное расширение программы вычислений позволяет параллельно с построением функции отражения определить и нужные средние величины, описывающие процесс диффузии в среде. При полном перераспределении по частотам центральное место занимает функция $g(x, \eta) = -\partial \ln \varphi_0(x, \eta)/\partial\beta$, удовлетворяющая уравнению

$$\alpha_0(x)\,g(x,\eta)=C(x,\eta)+\eta\int_0^1 d\eta'\int_{-\infty}^{\infty}\alpha_0(x')\,\rho(x',\eta';x,\eta)\,g(x',\eta')\,dx', \quad (9)$$

где

$$C(x,\eta)=\frac{\lambda}{2}\,\eta\varphi_0(x,\eta)\int_0^1 d\eta'\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(\eta+\eta')\,\varphi_0(x',\eta')}{[v(x)\,\eta'+v(x')\,\eta]^2}\,\alpha_0(x')\,dx'.$$

Значения функции $g(x,\eta)$ при полностью некогерентном рассеянии приводятся в табл. 3. При когерентном рассеянии, как было показано в [3], функция $g(x,\eta)$ лишь множителем $1/v(x)$ отличается от $f(x,\eta)$.

Знание функции $g(x,\eta)$ позволяет найти величину $\Omega_*(x,\eta)$, представляющую 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. Зависимость $\Omega_*(x,\eta)$ от угла падения является очевидной. Чем больше указанный угол, тем в среднем на меньшую глубину проникает фотон. Поэтому естественно, что время, затрачиваемое им, прежде чем выйти из среды или испытать истинное поглощение и погибнуть, будет также меньше.

Таблица 3

ФУНКЦИЯ $g(x,\eta)$

	$\lambda=0.99$; $\beta=10^{-6}$			$\lambda=0.99$; $\beta=10^{-2}$		
x	$\eta=0.974$	$\eta=0.500$	$\eta=0.025$	$\eta=0.974$	$\eta=0.500$	$\eta=0.025$
0.0	0.54779E 01	0.30087E 01	0.18191E 00	0.32415E 01	0.18500E 01	0.12227E 00
0.384	0.62891E 01	0.34844E 01	0.21668E 00	0.36945E 01	0.21365E 01	0.14696E 00
0.769	0.94241E 01	0.53831E 01	0.37011E 00	0.53781E 01	0.32552E 01	0.25747E 00
1.155	0.17720E 02	0.10798E 02	0.93866E 00	0.93653E 01	0.62254E 01	0.67166E 00
1.544	0,38006E 02	0.25964E 02	0.36733E 01	0.16901E 02	0.13052E 02	0.25520E 01
1.937	0.78474E 02	0.63396E 02	0.20353E 02	0.25984E 02	0.23720E 02	0.10787E 02
2.335	0.13176E 03	0.12653E 03	0.11503E 03	0.31276E 02	0.31603E 02	0.28025E 02
2.738	0.17873E 03	0.19146E 03	0.45832E 03	0.32676E 02	0.33976E 02	0.37813E 02
3.150	0.21663E 03	0.24522E 03	0.10527E 04	0.32878E 02	0.34332E 02	0.39602E 02
3.571	0.24425E 03	0.28677E 03	0.16190E 04	0.32897E 02	0.34365E 02	0.39774E 02

Зависимость различных средних величин, характеризующих время пребывания фотона в среде от механизма рассеяния, показана на рис. 5. Представляет интерес различное поведение величины $\lg\Omega_*(x)$ в крыльях линии при доплеровском законе и когерентном рассеянии, с одной стороны, и в приближении полного перераспределения — с другой. Несмотря на то, что в первом случае отразившиеся фотоны испытывали в среднем одно рассеяние, тем не менее в среде они провели в среднем больше времени, чем в случае полностью некогерентного рассеяния, когда фотоны в крыльях

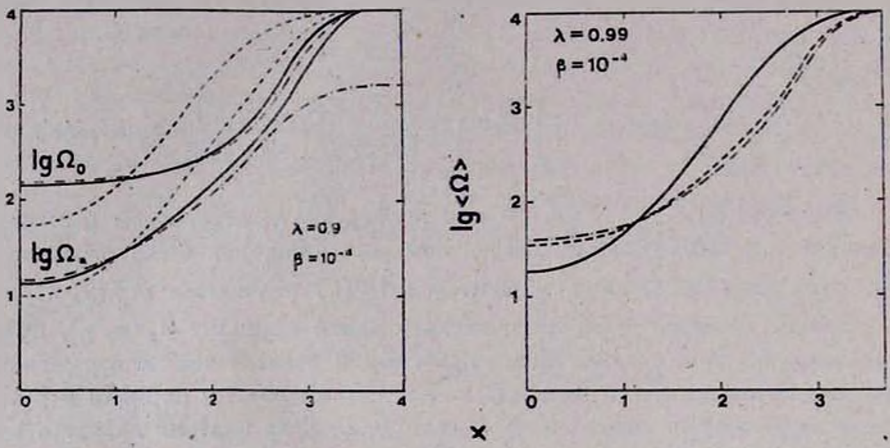


Рис. 5. Зависимость величин $\lg \Omega_*$, $\lg \Omega_0$ и $\lg <\Omega>$ от частоты при различных механизмах рассеяния: ——— — чисто доплеровский закон перераспределения, —.—.—. — приближение полностью некогерентного рассеяния, — — — — когерентное рассеяние.

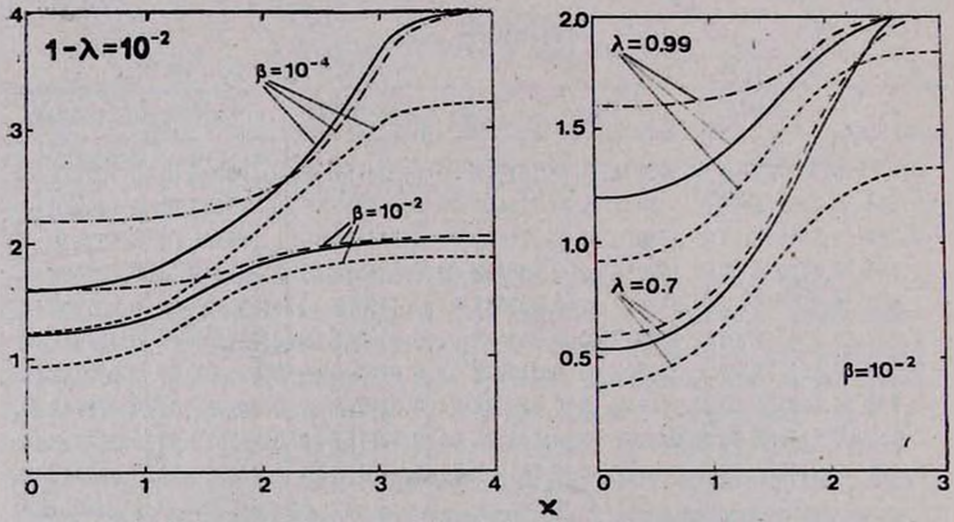


Рис. 6. Зависимость величин $\lg \Omega_*$, $\lg \Omega_0$ и $\lg <\Omega>$ от частоты для различных значений параметров λ и β в приближении полного перераспределения по частотам: ——— — $\lg <\Omega>$, —.—.—. — $\lg \Omega_0$, — — — — $\lg \Omega_*$.

линии испытывают наибольшее число рассеяний. На рис. 6 показывается влияние значений параметров λ и β на поведение функций $\Omega_*(x)$, $\Omega_0(x)$ и $<\Omega(x)>$ в одномерной задаче при полном перераспределении. Как и следовало ожидать, значения каждой из указанных функций тем больше, чем меньше β и $1-\lambda$.

В случае бесконечной среды имеет место простая формула

$$(1-\lambda)\langle N(x)\rangle+\lambda\beta\langle\Omega(x)\rangle=1, \tag{10}$$

поэтому знание $\langle N(x)\rangle$ позволяет легко вычислить и величину $\langle\Omega(x)\rangle$. Если $\beta=0$, то, как вытекает из (10), при доплеровском законе и полном перераспределении по частотам фотон в бесконечной среде блуждает бесконечно долго, прежде чем погибнуть.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE STATISTICAL DESCRIPTION OF A RADIATION FIELD ON THE BASIS OF THE INVARIANCE PRINCIPLE IV. THE RESULTS OF NUMERICAL CALCULATIONS

H. A. HARUTHYUNIAN, A. G. NIKOGHOSSIAN

The results of numerical calculations for the mean number of scattering and the mean time of photon travel in the medium, considered in the previous papers [1—3], are given. The dependence of the mentioned mean quantities on the scattering mechanism, the original characteristics of photon, as well as the values of parameters λ and β, have been revealed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 21, 323, 1984.
2. *А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 21, 579, 1984.
3. *А. Г. Никогосян*, Астрофизика, 24, 149, 1986.
4. *А. Г. Никогосян*, ДАН СССР, 235, 786, 1977.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 52—78+533.951

К РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ АЛЬФВЕНОВСКИХ СОЛИТОНОВ

Дж. И. ДЖАВАХИШВИЛИ, О. В. ЧЕДИЯ

Поступила 6 июля 1986
Принята к печати 20 июля 1987

Показано, что в бесстолкновительной, магнитоактивной электронно-ионной плазме нелинейная стадия распространения альфвеновской волны с большой амплитудой, в поле которой осцилляционные скорости плазменных компонентов могут стать сравнимыми со скоростью света (реальная ситуация для плазмы ряда космических объектов), описывается уравнением Шредингера с нелинейностью производной и с ненулевыми граничными условиями на бесконечности. Рассмотрены некоторые простые солитонные структуры (а также решения типа простых волн) для этого уравнения и показано, что релятивистские эффекты сильно влияют на процесс формирования нелинейных волн в плазме.

1. *Введение.* Изучение свойств релятивистской плазмы, осцилляционные скорости компонентов которой по величине сравнимы со скоростью света, представляется актуальной задачей в связи с реальностью существования такой ситуации в ряде космических объектов. Известно, например, что в центре Крабовидной туманности находится пульсар NP 0532, который обеспечивает всю энергетику светящейся туманности [1—3]. Энергия от этого пульсара передается окружающей плазме (туманности) в виде релятивистских частиц и магнитодипольного излучения. Как показывают оценки [2], мощность этого излучения $\sim 10^{31}$ Дж/с. При этом амплитуда исходящей от пульсара волны столь велика, что вступает в силу эффект осцилляции массы частиц плазмы в указанном выше смысле. Плазма при этом может считаться бесстолкновительной ввиду ее малой плотности.

Наблюдения показывают [4], что в пределах туманности имеется собственное магнитное поле $\sim 5\cdot10^{-4}$ Гс и обнаруживаются движения волнового типа.

С другой стороны, в настоящее время хорошо изучен широкий круг нелинейных явлений, которые могут развиваться в плазме в силу тех или иных причин [5]. В этой связи представляет интерес исследование влияния релятивистских эффектов на процесс формирования нелинейной волны определенного типа (например, альфвеновского) в плазме.

2. *Процесс распространения* мощной циркулярно-поляризованной альфвеновской волны в бесстолкновительной, магнитоактивной электронно-ионной релятивистской плазме рассматривается в следующей постановке задачи. На линейной стадии развития альфвеновской волны частицы плазмы совершают релятивистское равномерное вращение вокруг силовых линий постоянного однородного магнитного поля H_0, существующего в плазме; плотность плазмы не возмущена; пондеромоторная сила отсутствует, поэтому нет движения частиц плазмы вдоль направления распространения волны, совпадающего с H_0 (одномерная задача). На нелинейной стадии эволюции альфвеновской волны плотность плазмы претерпевает плавную модуляцию и искажается магнитное поле волны (индуцированного магнитного поля вдоль H_0 нет), что приводит к возникновению пондеромоторной силы, приводящей к медленному увлечению частиц плазмы вдоль однородного магнитного поля.

Таким образом, на нелинейной стадии развития рассматриваемого волнового процесса возникает наложение основного движения, связанного с распространяющейся в плазме альфвеновской волной, и медленного движения плазменных частиц вдоль H_0.

За основу расчета берется система релятивистских уравнений непрерывности и движения для электронов и ионов плазмы [6, 7] плюс система полевых уравнений Максвелла, причем эта система соответствующим образом упрощается для рассматриваемой здесь задачи (скорости электронов и ионов равны по величине, что приводит также к равенству их релятивистских факторов; плотности электронов и ионов равны; отбрасывается ток смещения):

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\operatorname{div}\left(\frac{n\cdot P}{\gamma\cdot m_i}\right)=0,$$

$$\frac{dP}{dt}-\frac{1}{4\cdot\pi\cdot n}[\operatorname{rot}H,\ H]-\frac{c\cdot m_e}{4\cdot\pi\cdot e}\cdot\frac{d}{dt}\,\frac{\gamma}{n}\cdot\operatorname{rot}H=0; \tag{1}$$

$$\frac{\partial H}{\partial t}-\frac{1}{m_i}\cdot\operatorname{rot}\frac{1}{\gamma}\cdot[P,H]+\frac{c}{e}\cdot\operatorname{rot}\frac{dP}{dt}=0,$$

где n — плотность ионов (и электронов), P — импульс ионного компонента плазмы, H — напряженность магнитного поля в плазме (с учетом поля $H_0=(0,\ 0,\ H_z)$), m_e и m_i — соответственно, масса покоя электронов и ионов, $e>0$ — элементарный заряд, c — скорость света в вакууме, $\gamma=\left[1+\left(\frac{P}{m_i\cdot c}\right)^2\right]^{1/2}$ — релятивистский фактор ионов (и электронов), $\frac{d}{dt}$ — гидродинамическая производная (для рассматриваемой здесь одномерной задачи гидродинамические производные для электронов и ионов одинаковы). В системе (1) учтена конечность ларморовских радиусов электронов и ионов плазмы (оставлены последние члены в левой стороне двух последних уравнений в (1), и они считаются малыми). Основную систему расчета (1) можно обезразмерить с помощью следующих определений:

$$B=\frac{H}{H_z},\quad Q=\frac{P}{M\cdot v_a^*},\quad N=\frac{n}{n_0},\quad g=\frac{\gamma}{\gamma_0},$$
$$R_e=\frac{\Omega_e^*}{k_0\cdot v_a^*},\quad R_i=\frac{\Omega_i^*}{k_0\cdot v_a^*},\quad z\to k_0\cdot z,\ t\to\omega_0\cdot t,\ (\omega_0=k_0\cdot v_a^*), \tag{2}$$

где n_0 — равновесная плотность плазмы, γ_0 — невозмущенный релятивистский фактор (выраженный через P_0 — постоянную величину импульса ионного компонента на линейной стадии эволюции альфвеновской волны), $v_a^*=v_a\cdot\gamma_0^{-1/2}$ — релятивистское переопределение альфвеновской скорости $v_a=\dfrac{H_z}{(4\cdot\pi\cdot n_0\cdot m_i)^{1/2}}$; $\Omega_e^*=\dfrac{\Omega_e}{\gamma_0}=\dfrac{e\cdot H_z}{m\cdot c}$ и $\Omega_i^*=\dfrac{\Omega_i}{\gamma_0}=\dfrac{e\cdot H_z}{M\cdot c}$ — соответственно, релятивистские переопределения электронной Ω_e и ионной Ω_i циклотронных частот ($m=m_e\cdot\gamma_0$ и $M=m_i\cdot\gamma_0$ — соответственно, релятивистские массы электронов и ионов плазмы), ω_0 и k_0 — соответственно, частота и волновое число альфвеновской волны при пренебрежении конечностью ларморовских радиусов электронов и ионов (при учете этого эффекта частота и волновое число обозначаются, соответственно, через ω и k). С помощью (2) система (1) записывается в виде:

$$\frac{dQ_x}{dt}-\frac{1}{N}\cdot\frac{\partial B_x}{\partial z}+\frac{1}{R_e}\cdot\frac{d}{dt}\frac{g}{N}\cdot\frac{\partial B_y}{\partial z}=0,$$
$$\frac{dQ_y}{dt}-\frac{1}{N}\cdot\frac{\partial B_y}{\partial z}-\frac{1}{R_e}\cdot\frac{d}{dt}\frac{g}{N}\cdot\frac{\partial B_x}{\partial z}=0,$$
$$\frac{dB_x}{dt}-\frac{\partial}{\partial z}\frac{Q_x}{g}+B_x\cdot\frac{\partial}{\partial z}\frac{Q_z}{g}-\frac{1}{R_i}\cdot\frac{d}{dt}\frac{\partial Q_y}{\partial z}=0, \tag{3}$$
$$\frac{dB_y}{dt}-\frac{\partial}{\partial z}\frac{Q_y}{g}+B_y\cdot\frac{\partial}{\partial z}\frac{Q_z}{g}+\frac{1}{R_i}\cdot\frac{d}{dt}\frac{\partial Q_x}{\partial z}=0,$$
$$\frac{\partial N}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial z}\frac{N\cdot Q_z}{g}=0,\quad \frac{dQ_z}{dt}+\frac{1}{2\cdot N}\cdot\frac{\partial}{\partial z}(B_x^2+B_y^2)=0,$$

где $\dfrac{d}{dt}=\dfrac{\partial}{\partial t}+Q_z\cdot\dfrac{\partial}{\partial z}$ — гидродинамическая производная в безразмерном виде (под t и z в (3) и ниже понимаются безразмерные время и координата).

На линейной стадии развития альфвеновской волны в (3) следует положить:

$$N = 1, \qquad g = 1, \qquad Q_z = 0,$$

$$B_x^2 + B_y^2 = B_0^2 = \left(\frac{H_0}{H_z}\right)^2, \quad Q_x^2 + Q_y^2 = Q_0^2 = \left(\frac{P_0}{M \cdot U_a^*}\right)^2, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}, \tag{4}$$

где B_0 — постоянная (безразмерная) амплитуда рассматриваемой циркулярно-поляризованной волны, в которой

$$B_x = B_0 \cdot \cos(\nu \cdot t - \varkappa \cdot z), \quad B_y = \pm B_0 \cdot \sin(\nu \cdot t - \varkappa \cdot z). \tag{5}$$

В (5) $\nu = \dfrac{\omega}{\omega_0}$ и $\varkappa = \dfrac{k}{k_0}$ — соответственно, безразмерные частота и волновое число альфвеновской волны, а два знака в выражении для B_y определяют две возможные поляризации волны (соответственно (5) имеет место $Q_x = -Q_0 \cdot \cos(\nu \cdot t - \varkappa \cdot z)$ и $Q_y = \mp Q_0 \cdot \sin(\nu \cdot t - \varkappa \cdot z)$). Подставляя (5) в (3), с учетом (4) можно получить релятивистское дисперсионное соотношение для альфвеновской волны с учетом конечности ларморовских радиусов электронов и ионов плазмы:

$$\nu = \varkappa \pm \mu \cdot \varkappa^2, \tag{6}$$

где $\mu = \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{1}{R_i} - \dfrac{1}{R_e}\right)$ — малый безразмерный параметр. В нерелятивистском пределе ($\gamma_0 \to 1$) (6) дает (в размерном виде) $\omega_0 = k_0 \cdot v_a$ ($v_a^* \to v_a$), т. е. обычное соотношение для альфвеновской волны; в ультрарелятивистском же случае $\left(\gamma_0 \to \infty,\ v_a^* \to c \cdot \dfrac{H_z}{H_0}\right)$ получается

$$\omega_0 = k_0 \cdot c \cdot \frac{H_z}{H_0}. \tag{7}$$

Соотношение (7) определяет альфвеновскую волну в ультрарелятивистской плазме (эта ситуация может осуществляться в космических условиях).

Условие пренебрежения током смещения дает $v_a^* \ll c$, что приводит к требованию $v_a \ll c$ в нерелятивистском и к условию $H_z \ll H_0$ в ультрарелятивистском пределах, т. е. в последнем случае должно рассматриваться воздействие на плазму мощного излучения, чтобы имело смысл говорить об альфвеновской волне. Если привести выражение для невозмущенного релятивистского фактора

$$\gamma_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{v_a^2}{c^2} \cdot \frac{H_0^2}{H_z^2} + \left(1 + \frac{1}{4} \cdot \frac{v_a^4}{c^4} \cdot \frac{H_0^4}{H_z^4}\right)^{1/2}, \tag{8}$$

то из (8) видно, что ультрарелятивистский предел имеет место при выполнении условия $\frac{H_0}{H_s} \gg \frac{c}{v_a}$ (реализуемого в околопульсарной плазме), т. е. возможность «релятивизации» альфвеновской волны связана с большой величиной амплитуды излучения пульсара. Второй член в правой части (6) должен быть мал, что требует (в размерном виде) $\frac{k_0 \cdot v_a^*}{\Omega_i^*} \ll 1$. Это условие ухудшается в ультрарелятивистском пределе, так как v_a^* уменьшается медленнее, чем Ω_i^* при $\gamma_0 \to \infty$, поэтому следует уменьшить k_0 (сместиться в область длинных волн, что может осуществиться реально в космических масштабах), чтобы сохранить в силе указанное выше условие.

Для рассмотрения нелинейной стадии развития альфвеновской волны в плазме следует искать решение системы уравнений (3) в виде:

$$\begin{gathered} Q_x = Q_x' + Q_x'' + \dots, \qquad Q_y = Q_y' + Q_y'' + \dots, \\ B_x = B_x' + B_x'' + \dots, \qquad B_y = B_y' + B_y'' + \dots, \\ Q_z = Q_z' + \dots, \quad N = 1 + N' + \dots, \quad g = 1 + g' + \dots, \end{gathered} \tag{9}$$

где $\frac{Q_x''}{Q_x'}$, $\frac{Q_y''}{Q_y'}$, $\frac{B_x''}{B_x'}$, $\frac{B_y''}{B_y'}$, N', Q_z', g' являются величинами первого порядка малости $\left(\text{малой величиной того же порядка в рассматриваемой здесь задаче считается и } \frac{B_x'^2 + B_y'^2 - B_0^2}{B_0^2}\right)$. Физически решение вида (9) означает следующее. На нелинейной стадии эволюции альфвеновской волны плавная модуляция плотности плазмы описывается членом N', а искажение (также плавного характера) равномерного вращения частиц плазмы вокруг H_0 членами Q_x'' и Q_y'' ($Q_x'^2 + Q_y'^2$ не является теперь постоянной величиной). Такого же типа искажение претерпевает и равномерное вращение вектора B вокруг H_0 (величина $B_x'^2 + B_y'^2$ не является больше постоянной, и еще появляются члены B_x'' и B_y''), что приводит к возникновению пондеромоторной силы $\left(\sim \frac{\partial}{\partial z}(B_x'^2 + B_y'^2)\right)$, вызывающей медленное увлечение частиц плазмы вдоль направления распространения волны (появляется член Q_z'). Удобно перейти к новой паре независимых переменных ($t, z \to \tau = t$, $\xi = z - t$), тогда операции дифференцирования по времени и координате означают $\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial \xi}$ и $\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \xi}$, причем $\frac{\partial}{\partial \tau} \Big| \frac{\partial}{\partial \xi}$ следует считать (в рамках описанной выше картины) величиной первого порядка малости. Переходя к переменным τ и ξ и проводя разложение (9) в (3), можно получить после ряда преобразований:

$$\frac{\partial B_\pm}{\partial \tau} + \frac{1}{4}\cdot\frac{\partial}{\partial \xi}\left[(|B_\pm|^2 - B_0^2)\cdot B_\pm\right] \pm i\cdot\mu\cdot\frac{\partial^2 B_\pm}{\partial \xi^2} = 0, \tag{10}$$

где введено обозначение $B_\pm = B_x' \pm i\cdot B_y' = -(Q_x' \pm i\cdot Q_y')$. Уравнение (10) описывает нелинейную стадию эволюции альфвеновской волны в релятивистской плазме с учетом конечности ларморовских радиусов электронов и ионов. Это уравнение является хорошо изученным [8] уравнением Шредингера с нелинейностью производной с граничными условиями на бесконечности (во всем промежутке времени) $|B_\pm| \to B_0 \neq 0$ при $\xi \to \pm\infty$ (стационарное облучение плазмы). В работах [9—10] рассматривалось распространение нелинейной альфвеновской волны в электронно-позитронной плазме, релятивизм которой обусловлен тем, что тепловая энергия плазменных частиц превышает их энергию покоя. В этом случае нелинейное уравнение, описывающее альфвеновскую волну, имеет дисперсионный член кубического типа в отличие от квадратичного в (10) (соответственно, и дисперсионное соотношение волны отличается от (6) присутствием кубического дисперсионного члена вместо квадратичного в (6)). В работе [11] проведено математическое исследование смешанного нелинейного уравнения Шредингера, содержащего обычный кубический нелинейный член и член того же типа с нелинейностью производной.

Для того, чтобы выявить влияние релятивистских эффектов на процесс формирования нелинейных волн в плазме, ниже исследуются некоторые простые решения уравнения (10). По найденному из (10) решению можно затем установить закон эволюции и других медленных величин согласно соотношениям:

$$N' = Q_z' = \frac{1}{2}\cdot(|B_\pm|^2 - B_0^2). \tag{11}$$

3. *Решение уравнения* (10) удобно искать в виде:

$$B = a\cdot\exp(i\cdot\varphi), \tag{12}$$

где под B понимается B_+ или B_- (в соответствии с этим в (10) в последнем члене следует брать знак $+$ или $-$), а a и φ — действительные, медленно изменяющиеся функции аргументов τ и ξ. Подставляя (12) в (10) и отделяя затем реальную и мнимую части, можно получить

$$
\begin{gathered}
\frac{\partial a^2}{\partial \tau}+\frac{\partial}{\partial \xi}\left[\frac{1}{8}\cdot(a^2-a_0^2)^2+\frac{1}{4}\cdot a^4\mp 2\cdot\mu\cdot a^2\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial\xi}\right]=0,\\
\frac{\partial\varphi}{\partial\tau}+\frac{1}{4}\cdot(a^2-a_0^2)\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial\xi}\pm\frac{\mu}{a}\cdot\frac{\partial^2 a}{\partial\xi^2}\mp\mu\cdot\left(\frac{\partial\varphi}{\partial\xi}\right)^2=0,
\end{gathered}
\tag{13}
$$

где обозначено $B_0 = a_0$.

Интересуясь стационарными решениями эволюционного уравнения (10) (для которых можно проще всего выявить влияние релятивистских эффектов на процесс формирования нелинейной альфвеновской волны в плазме), следует перейти (в (13)) к независимым переменным $\tau' = \tau$ и $\xi' = \xi - W\cdot\tau$ (W — некоторая постоянная) и считать, что функция a зависит только от ξ', тогда можно проинтегрировать первое уравнение в (13) и получить $\left(\text{с учетом условия } \frac{\partial\varphi}{\partial\xi'}\to\text{const при } \xi'\to+\infty\right)$:

$$
\frac{\partial\varphi}{\partial\xi'}=\mp\frac{W}{2\cdot\mu}\pm\frac{1}{8}\cdot\frac{(a^2-a_0^2)^2}{2\cdot\mu\cdot a^2}\pm\frac{a^2}{8\cdot\mu}\mp\frac{C_1}{2\cdot\mu\cdot a^2},
\tag{14}
$$

где C_1 — постоянная, и функция φ имеет вид:

$$
\varphi=\psi(\xi')+C_0\cdot\tau'.
\tag{15}
$$

В (15) $\psi(\xi')$ будет установлена, если найти (см. ниже) функцию $a(\xi')$, а C_0—постоянная, связанная с W и C_1 соотношением $\left(\text{получающимся из граничного условия } \frac{d^2a}{d\xi'^2}\to 0 \text{ при } \xi'\to\pm\infty\right)$:

$$
C_0\pm\frac{W^2}{4\cdot\mu}\mp\frac{1}{4\cdot\mu}\cdot\left(\frac{a_0^2}{4}-\frac{C_1}{a_0^2}\right)^2=0.
\tag{16}
$$

С учетом условий $\frac{d^2a}{d\xi'^2}\to 0$ и $\frac{da}{d\xi'}\to 0$ при $\xi'\to\pm\infty$ и вводя величину $y = a^2 - a_0^2$, можно получить для функции y:

$$
\int\frac{dy}{\left|\left(\frac{W\cdot a_0^2}{4}-\alpha\right)\cdot y^2+\frac{W}{4}\cdot y^3-\frac{y^4}{64}\right|^{1/2}}=\mu^{-1}\cdot\xi'+\text{const},
\tag{17}
$$

где обозначено $\alpha = C_1\cdot\left(\frac{C_1}{a_0^4}-\frac{1}{4}\right)$.

Соотношение (17) позволяет рассмотреть некоторые простые солитонные решения:

а) $W=0$, $\alpha<0$, тогда подстановка $y=\frac{(64\cdot|\alpha|)^{1/2}}{\operatorname{ch}\eta}$ позволяет провести в (17) интегрирование и получить (с учетом условия, что при $\xi'=0$ $a^2=a_m^2$, где a_m — максимальное или минимальное значение функции $a(\xi')$; и с выбором const = 0 в (17)):

$$\frac{a^2}{a_0^2}=1\pm\frac{\Delta}{\operatorname{ch}\left[\frac{a_0^2\cdot\Delta}{8\cdot\mu}(z-t)\right]},\tag{18}$$

где $\Delta=\left|\frac{a_m^2-a_0^2}{a_0^2}\right|=\left|\frac{H_m^2-H_0^2}{H_0^2}\right|\ll 1$ — задаваемый параметр рассматриваемой здесь задачи (H_m — максимальное или минимальное значение магнитного поля в плазме). Решение (18) представляет собой солитон, распространяющийся в плазме со скоростью v_a^*, причем он может быть как солитоном сжатия, так и солитоном разрежения (при $W=0$ и $\alpha<0$ величина y может иметь оба знака). По решению (18) из (14) (с учетом (15)) можно найти и функцию $\varphi(\xi',\tau')$. Наконец, можно также привести формулы для определения постоянных, фигурирующих в функции φ:

$$\begin{aligned}C_1&=\frac{a_0^4}{8}\cdot[1+(1-\Delta^2)^{1/2}]\approx\frac{a_0^4}{4},\\ C_0&=\pm\frac{a_0^4}{2^8\cdot\mu}\cdot[1-(1-\Delta^2)^{1/2}]^2\approx\pm\frac{a_0^4\cdot\Delta^4}{2^{10}\cdot\mu}.\end{aligned}\tag{19}$$

Что касается величины α, то получается $\alpha=-\frac{a_0^4\cdot\Delta^2}{64}$, что и предполагалось выше. Скорость распространения солитона (18) V_a^* убывает в релятивистском пределе по закону $\sim\gamma_0^{-1/2}$, и по такому же закону уменьшается его полуширина (размерная).

б) $W>0$, $\alpha=\frac{W\cdot a_0^2}{4}$. В этом случае интеграл в (17) берется подстановкой $y=\frac{16\cdot W}{\operatorname{ch}^2\eta}$, что приводит к результату (при выборе в (17) const = 0 и учете условия $a^2=a_{max}^2$ при $\xi'=0$):

$$\frac{a^2}{a_0^2}=1+\frac{\Delta}{1+\left(\frac{a_0^2\cdot\Delta}{16\cdot\mu}\cdot\xi'\right)^2}.\tag{20}$$

Скорость распространения солитона (20) отличается от v_a^* (увеличивается) на величину $\frac{\Delta\cdot a_0^2}{16}$. В отличие от солитонного решения (18) решение (20) представляет собой только солитон сжатия (это связано с условием $W>0$). Что же касается полуширины (размерной) солитона (20), то в релятивистском пределе она уменьшается опять по закону $\sim\gamma_0^{-1/2}$ (при заданном Δ). Постоянные C_0 и C_1 в этом случае определяются соотношениями:

$$C_1=\frac{a_0^4}{8}\cdot[1+(1+\Delta)^{1/2}]\approx\frac{a_0^4}{4},$$
$$C_0=\mp\frac{a_0^4}{2^8\cdot\mu}\cdot\left\{\frac{\Delta^2}{4}-[1-(1+\Delta)^{1/2}]^2\right\}\approx\mp\frac{a_0^4\cdot\Delta^3}{2^{11}\cdot\mu}. \qquad (21)$$

4. *Можно показать, что нелинейное эволюционное уравнение* (10) имеет также (в определенных условиях) решения типа простой волны [12]. В самом деле, дифференцируя по ξ второе уравнение в (13), вводя обозначения

$$\rho=a^2,\qquad V=\frac{\partial\varphi}{\partial\xi} \qquad (22)$$

и пренебрегая дифракционным членом $\left(\sim\frac{1}{a}\cdot\frac{\partial^2 a}{\partial\xi^2}\right)$, можно получить следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial\rho}{\partial\tau}+\frac{\partial}{\partial\xi}\left[\frac{1}{8}\cdot(\rho-a_0^2)^2+\frac{1}{4}\cdot\rho^2\mp2\cdot\mu\cdot\rho\cdot V\right]=0,$$
$$\frac{\partial V}{\partial\tau}+\frac{1}{4}\cdot\frac{\partial}{\partial\xi}[V\cdot(\rho-a_0^2)]\mp\mu\cdot\frac{\partial V^2}{\partial\xi}=0. \qquad (23)$$

Для нахождения решения системы (23) типа простой волны следует предположить наличие связи $V=V(\rho)$, тогда условие совместности двух уравнений в (23) дает:

$$\left(\frac{dV}{d\rho}\right)^2\mp\frac{1}{4\cdot\mu}\cdot\frac{dV}{d\rho}\pm\frac{1}{8\cdot\mu}\cdot\frac{V}{\rho}=0. \qquad (24)$$

Проинтегрировав (24), можно получить искомую связь в простой волне:

$$V=2\cdot C_2\cdot\rho^{1/2}\mp8\cdot\mu\cdot C_2^2, \qquad (25)$$

где C_2 — некоторая произвольная постоянная. С учетом связи (25) оба уравнения в (23) сводятся к следующему нелинейному уравнению:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + f(\rho) \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \xi} = 0, \tag{26}$$

где

$$f(\rho) = \frac{3}{4} \cdot \rho \mp 6 \cdot \mu \cdot C_2 \cdot \rho^{1/2} + 16 \cdot \mu^2 \cdot C_2^2 - \frac{1}{4} \cdot a_0^2. \tag{27}$$

Решение уравнения (26) имеет вид:

$$\rho = G(\xi - f(\rho) \cdot \tau), \tag{28}$$

где G означает произвольную функцию указанного аргумента.

Как известно, с течением времени может произойти опрокидывание фронта простой волны, что приводит к образованию ударной волны в плазме [12] (подобная задача рассматривалась для нерелятивистской альфвеновской волны в работе [13]). Постоянную C_2, фигурирующую в (25), проще всего можно оценить из условия $V \to \text{const} \cong 0$ при $\xi \to \infty$ ($\rho \to a_0^2$), из которого следует $C_2 = \pm \frac{a_0}{4 \cdot \mu}$. Тогда (подставляя C_2 в (26) и (27)) можно придти к соотношениям:

$$V = \pm \frac{a_0 \cdot (a - a_0)}{2 \cdot \mu}, \qquad f = \frac{3}{4} \cdot (a - a_0)^2. \tag{29}$$

Считая параметр Δ заданным, можно сделать вывод: «скорость» образования ударной волны в плазме (фактически определяемая выражением $f(\rho)$) будет возрастать при переходе к релятивистскому пределу по закону $\sim \gamma_0^{1/2}$ (речь идет о размерных масштабах).

В заключение авторы благодарят Н. Л. Цинцадзе, Д. Д. Цхакая и Э. Г. Цикаришвили за ценную дискуссию.

Тбилисский государственный университет
Абастуманская астрофизическая обсерватория

ON THE RELATIVISTIC THEORY OF ALFVEN SOLITONS

J. I. JAVAKHISHVILI, O. V. CHEDIA

We have considered the collisionless magnitoactive electron-ion plasma in which the propagation of the Alfven wave with large amplitude results in relativistically high velocities of the plasma components, comparable with the light velocity (a possible situation for the plasma of a number of cosmic objects). It is shown that the nonlinear stage of the Alfven wave propagation can be described by the Schrôdinger equation with nonlinearity of the derivative complemented by nonzero boundary conditions at infinity. Simple soliton structures as well as simple-wave-type solutions of this equation are considered. It has been shown that the relativistic effects strongly influence the process of formation of nonlinear waves in plasma.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T. Gold*, Nature, 221, 25, 1969.
2. *J. Gunn, J. Ostriker*, Astrophys. J., 160, 979, 1970.
3. *И. С. Шкловский*, Астрон. ж., 46, 715, 1969.
4. *L. Woltjer*, Bull. Astron. Inst. Netherl., 13, 302, 1957.
5. *Ф. Калоджеро, А. Дегасперис*, Спектральные преобразования и солитоны, Мир, М., 1985.
6. *А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе*, Основы электродинамики плазмы, Высшая школа, М., 1978, стр. 40.
7. *Дж. И. Джавахишвили, Н. Л. Цинцадзе*, Ж. эксперим. и теор. физ., 64, 1314, 1973
8. *T. Kavata, H. Inoue*, J. Phys. Soc. Jap., 44, 1968, 1978.
9. *J. Sakai, T. Kavata*, J. Phys. Soc. Jap., 49, 747, 1980.
10. *J. Sakai, T. Kavata*, J. Phys. Soc. Jap., 49, 753, 1980.
11. *T. Kavata, J. Sakai, N. Kobayashi*, J. Phys. Soc. Jap., 48, 1371, 1980.
12. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Гидродинамика, Наука, М., 1986, стр. 529.
13. *Дж. И. Джавахишвили, Г. Д. Томарадзе, Н. Л. Цинцадзе*, Сообщ. АН ГССР, 116, № 1, 77, 1984.

› АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524.3—333—325.4

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ПОЯВЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ В СПЕКТРАХ КОМПАКТНЫХ ОБЪЕКТОВ

М. Ф. ХОДЯЧИХ

Поступила 10 июля 1986
Принята к печати 20 июня 1987

Предполагается, что наряду с гравитационным между частицами осуществляется дополнительное взаимодействие посредством «тяжелых квантов». Взаимодействие частиц в этом случае можно представить как гравитационное взаимодействие частиц, массы которых изменились вследствие дополнительного взаимодействия. При этом масса менее массивной частицы уменьшается, а сумма масс частиц остается постоянной. Масса электрона в среде уменьшается с увеличением количества вещества в его окрестностях на расстояниях порядка радиуса взаимодействия. Это должно приводить к увеличению длин волн спектральных линий. Выявлено увеличение средней лучевой скорости звезд в центральной, наиболее плотной зоне ядра скопления М3 относительно звезд вне этой зоны на $+3.9 \pm 1.3$ км $с^{-1}$, что находится в качественном согласии с предсказанием теории. Механизм привлекается для объяснения красных смещений квазаров и выявленных Арпом собственных красных смещений компактных галактик.

1. *Введение.* В настоящее время более общепринятым является мнение, что красные смещения квазаров имеют космологическую природу. Однако прямых доказательств правильности этой точки зрения нет. Вместе с тем регулярно появляются работы, авторы которых обсуждают наблюдательные данные, указывающие на локальный характер красных смещений квазаров. Бербидж [1], проанализировав наблюдаемые свойства квазаров, пришел к выводу, что существуют квазары двух типов: с космологическими и с локальными (собственными) красными смещениями. В связи с этим изучение возможных механизмов возникновения больших красных смещений в спектрах локальных объектов представляется целесообразным. Как показано ниже, при взаимодействии посредством «тяжелых квантов» массы тел могут изменяться, что должно приводить к появлению смещений линий в их спектрах.

В [2] рассмотрены предложенные в последнее время модели сильной гравитации. В основу модели Ишам, Салама и Страсди [3] положена идея смешивания двух метрических полей. Решение уравнений движения в этой модели содержит две ветви: а) потенциал имеет вид

$$\frac{2\mu}{r} + \frac{1}{6}\Delta^{3/2}M^2r^2, \tag{1}$$

где μ и Δ — произвольные постоянные, M — некоторый параметр размерности массы; б) для второй ветви характерно поведение юкавовского типа. В работе Иномата [4] предложена скалярно-тензорная модель сильной гравитации, построенная по аналогии со скалярно-тензорной теорией Бранса-Дикке [5], но вместо безмассового вводится массивное скалярное поле. При специальном выборе функции гравитационной связи и в отсутствие полей материи в решении потенциал Юкавы «накладывается» на шварцшильдовский потенциал

$$\frac{k_0}{r} + \frac{k}{r}e^{-\mu r}, \tag{2}$$

где k, k_0, μ — постоянные.

В этих геометризованных моделях сильной гравитации в простых примерах в решениях появляются члены юкавовского вида. В [6] показано, что модель сильной гравитации может быть реализована и в рамках конформной схемы, где единство физических свойств пространства — времени на макроскопическом и микроскопическом уровнях получают естественное объяснение. В решении (2) постоянные k и μ определяют вклад в потенциал члена юкавовского типа. При достаточно малой величине μ его вклад в потенциал может оказаться существенным и на макромасштабах. В этом плане представляет интерес рассмотрение возможности объединения потенциала Юкавы и гравитационного потенциала на больших расстояниях от источника поля.

2. *Объединение гравитационного потенциала и потенциала Юкавы.* Пусть в начале координат находится точечная масса μ_1. Тогда гравитационный потенциал в любой точке, кроме начала координат, определится статическим, сферически-симметричным решением уравнения

$$\Box\varphi' = 0.$$

Таким решением является хорошо известное выражение для гравитационного потенциала

$$\varphi' = -\frac{GM_1}{r}, \tag{3}$$

где G — гравитационная постоянная.

Можно также допустить, что между телами существует взаимодействие, носителем которого являются частицы с не равной нулю массой покоя. Потенциал φ'', описывающий такое взаимодействие, определим, следуя Юкаве [2], уравнением

$$\Box\varphi'' - \mu^2\varphi'' = 0,$$

где μ — постоянная. Статическое, сферически-симметричное и равное нулю на бесконечности решение этого уравнения имеет вид

$$\varphi'' = C''(M_1)\,\frac{e^{-\mu r}}{r}, \tag{4}$$

где $C''(M_1)$ — величина, не зависящая от r.

Если наряду с гравитационным осуществляется и взаимодействие посредством «тяжелых квантов», общий потенциал φ будет равен

$$\varphi = \varphi' + \varphi''. \tag{5}$$

Пусть тело с массой M_2 находится на расстоянии r от тела M_1. Найдем энергию взаимодействия тел M_1 и M_2. Вначале положим $M_2 \ll M_1$, что позволяет пренебречь возмущениями в поле φ'' со стороны тела M_2. В этом случае энергия взаимодействия тел M_1 и M_2 будет равна

$$U = -\frac{GM_1M_2}{r} + M_2C''(M_1)\,\frac{e^{-\mu r}}{r} = -GM_1\,\frac{M_2[1 - C(M_1)\,e^{-\mu r}]}{r}. \tag{6}$$

Энергия только гравитационного взаимодействия определится выражением

$$U = -GM_1\,\frac{M_2}{r}. \tag{6'}$$

Как видим, выражения (6) и (6′) отличаются наличием в (6) множителя в скобках. При $C = 0$ оба выражения совпадают.

Масса — одна из важнейших характеристик материальных объектов, являющаяся мерой инерции, энергии и способности тела участвовать в гравитационном взаимодействии. Последнему соответствует понятие гравитационной массы, которая определяется по гравитационному взаимодействию. Для этого можно воспользоваться законом всемирного тяготения или математически эквивалентным ему выражением для энергии гравитационного взаимодействия (6′). Выражение (6) также можно рассматривать как энергию гравитационного взаимодействия тел, приняв, что масса второго тела ($M_2 \ll M_1$) равна

$$M_2' = M_2[1 - C(M_1)\,e^{-\mu r}]. \tag{7}$$

Здесь и в дальнейшем массы изолированных тел обозначены через M, а массы взаимодействующих — M'. Как следует из (6), (6′), взаимодействие посредством «тяжелых квантов» можно свести к изменению масс взаимодействующих тел.

Эффект дополнительного вазимодействия определяется фунцией $C(M_1)$. Из физических соображений изменение массы тела должно быть тем больше, чем больше M_1. В дальнейшем примем

$$C(M_1) = bM_1, \tag{8}$$

где b — постоянная, или, полагая $b = 1/M_0$, представим (7) в виде

$$M_2' = M_2\left[1 - \frac{M_1}{M_0}e^{-\mu r}\right]. \tag{9}$$

Это выражение справедливо при $M_2 \ll M_1$, т. е. когда относительным изменением массы M_1 можно пренебречь. При произвольных значениях M_1 и M_2 изменение массы M_1 под воздействием M_2 должно быть учтено. Тогда для тел M_2 и M_1 получим

$$M_2' = M_2[1 - f(M_1, M_2)e^{-\mu r}], \tag{10}$$

$$M_1' = M_1[1 - f(M_2, M_1)e^{-\mu r}], \tag{10′}$$

причем

$$\lim_{M_2 \to 0} f(M_1, M_2) = C(M_1). \tag{11}$$

При произвольных величинах масс M_1 и M_2 формула (6) перепишется в виде

$$U = -G\frac{M_1'M_2'}{r}, \tag{6″}$$

т. е. полная энергия взаимодействия равна энергии гравитационного взаимодействия тел, массы которых изменились вследствие их взаимодействия посредством «тяжелых квантов».

Из закона сохранения полной энергии для системы тел M_1 и M_2, сближающихся под действием взаимных гравитационных сил на расстояниях, существенно превышающих их гравитационные радиусы, следует, что сумма их масс остается постоянной:

$$M_1' + M_2' = M_1 + M_2. \tag{12}$$

Учитывая (10) и (10′), получим из (12) функциональное уравнение для функции вариации масс:

$$M_2 f(M_1, M_2) = -M_1 f(M_2, M_1). \tag{13}$$

Решим его, представив f в виде полинома и потребовав, чтобы полином был наинизшей степени. Тогда окончательно при произвольном соотношении масс тел с учетом (8), (11) с точностью до знака перед функцией вариации масс получим

$$M_2' = M_2 \left[1 - \frac{M_1 (M_1 - M_2)}{M_0 (M_1 + M_2)} e^{-\mu r} \right]. \tag{10''}$$

При $M_1 = M_2$ дополнительное взаимодействие не приводит к изменению масс.

Анализ формулы (10″) позволяет рассмотреть некоторые свойства дополнительного взаимодействия. Пусть тело M_2 — элементарная частица, а тело M_1 состоит из двух таких же частиц. Тогда при приближении M_2 к M_1 масса M_2 должна уменьшаться, и когда взаимные расстояния между тремя частицами станут сравнимы по величине, масса частицы M_2 согласно (10″) должна быть меньше масс частиц тела M_1. С другой стороны, все три частицы одинаковы. Для устранения этого противоречия потребуем, чтобы тела M_1 и M_2 были элементарными частицами. Если тело M_1 состоит из N элементарных частиц, а тело M_2 — элементарная частица, то полное изменение массы M_2 будет определяться взаимодействием M_2 с каждой частицей тела M_1. Обобщив (10″) на этот случай найдем

$$M_2' = M_2 \left[1 - \sum_{i=1}^{N} \frac{m_i (m_i - M_2)}{M_0 (m_i + M_2)} e^{-\mu r_i} \right], \tag{14}$$

где m_i, r_i — масса и расстояние i-ой частицы тела M_1 от частицы M_2.

Пусть тело M_1 состоит из пар электронов и протонов, а его радиус $R \ll \mu^{-1}$. Оценим массу электрона m_r вблизи такого тела. Масса электрона будет изменяться вследствие взаимодействия с протонами тела M_1. Из (14) получим

$$m_r = m \left[1 - \frac{M_1 \bar{m^p}}{M_0 (\bar{m^p} + m)} \, \frac{\bar{m^p} - m}{\bar{m^p} + m} e^{-\mu r} \right] \simeq m \left[1 - \frac{M_1}{M_0} e^{-\mu r} \right], \tag{15}$$

где $\bar{m^p}$ и m — массы изолированных протона и электрона соответственно. Для протона найдем

$$\bar{m^p_r} = \bar{m^p} \left[1 + \frac{M_1 m}{M_0 (\bar{m^p} + m)} \, \frac{\bar{m^p} - m}{\bar{m^p} + m} e^{-\mu r} \right]. \tag{15'}$$

Если тело M_2 также состоит из пар протонов и электронов, его полная масса согласно (15) и (15′) при приближении к M_1 изменяться не будет.

Изменение масс частиц при взаимодействии посредством «тяжелых квантов» можно объяснить процессами их испускания и поглощения. В приложении это показано на примере простой квазиклассической модели. Получены основные соотношения, выведенные выше путем объединения гравитационного и юкавовского потенциалов. При этом знак перед функцией вариации масс определяется однозначно: разность масс взаимодействующих частиц увеличивается, что в рассмотренной модели объясняется эффектом гравитационной фокусировки.

3. *Собственные красные смещения линий в спектрах космических тел.* При изменении гравитационной массы частицы будет изменяться и ее инертная масса. Предположим, что при взаимодействии посредством «тяжелых квантов» выполняется принцип эквивалентности тяжелой и инертной массы (ниже будут сделаны оценки возможностей экспериментального контроля выполнения этого принципа). Тогда изменение массы электрона m вследствие дополнительного взаимодействия может быть обнаружено по изменению длин волн линий в спектрах тел. Постоянная Ридберга R_Z равна

$$R_Z = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3 c\left(1 + \frac{m}{M_Z}\right)},$$

где e — заряд электрона, h — постоянная Планка, M_Z — масса ядра с атомным номером Z. Так как при взаимодействии электрона с нуклонами масса электрона уменьшается, уменьшится и постоянная Ридберга, и все спектральные линии сместятся в красную часть спектра. Величина красного смещения z определится по формуле

$$1 + z = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{m}{m_r}, \tag{16}$$

где λ_0, λ — лабораторная и наблюдаемая длины волн спектральной линии.

В Галактике изменение массы электрона будет происходить вследствие его взаимодействия с нуклонами окружающей среды. Примем, что плотность среды ρ постоянна и среда состоит из водорода — наиболее распространенного элемента во Вселенной. С помощью (15) найдем относительное изменение массы электрона:

$$\delta = \frac{V_r}{c} = \frac{m - m_r}{m} = \frac{4\pi\rho}{M_0}\int\limits_0^\infty e^{-\mu r} r^2 dr = \frac{8\pi\rho r_0^3}{M_0}, \tag{17}$$

где $r_0 = \mu^{-1}$. Плотность вещества в окрестностях Солнца равна $\rho_0 = 0.7 \cdot 10^{-23}$ г см$^{-3}$. Если в какой-то области плотность ρ, осредненная на масштабах порядка r_0, отличается от ρ_0, это приведет к изменению лучевых скоростей звезд, расположенных в этой области, на величину ΔV_r

$$\Delta V_r = c\delta_0\left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1\right), \quad \delta_0 = \frac{8\pi\rho_0 r_0^3}{M_0}. \tag{18}$$

Отсюда видно, что собственные красные смещения могут быть обнаружены при достаточно больших плотностях вещества в областях Галактики, сравнимых по размерам с радиусом взаимодействия r_0 или превышающих его. Наибольшие плотности в Галактике наблюдаются в шаровых звездных скоплениях, где в центральных зонах пространственные плотности звезд превосходят плотность звезд в окрестностях Солнца на несколько порядков. Гунн и Гриффин [8] с помощью фотоэлектрического спектрометра измерили в скоплении М3 лучевые скорости 111 звезд ярче $14^m\!.0$ с точностью ~ 1 км с$^{-1}$. Используя приведенные в работе [8] расстояния звезд от центра скопления в проекции на небесную сферу, выраженные в секундах дуги, и лучевые скорости звезд, мы вычислили средние лучевые скорости звезд в центральной зоне скопления при различных радиусах зоны. Радиус центральной, наиболее плотной зоны ядра скопления составляет ~ 1.5 пк (угловой радиус $30''$). Использовались данные о 107 звездах, так как у двух звезд из общего списка лучевые скорости переменные и у двух звезд лучевые скорости более чем в три раза превосходят среднеквадратическую лучевую скорость всех звезд скопления. В табл. 1 для каждой выделенной зоны приведены: предельные угловые расстояния звезд от центра скопления r, число звезд в зоне n, средняя лучевая скорость звезд $\overline{V}_r$ и ее погрешность $\sigma_{\overline{V}_r}$ (в км с$^{-1}$).

Таблица 1

	n	$\overline{V}_r$	$\sigma_{\overline{V}_r}$
$r<15''$	7	+3.72	1.12
$r<30''$	21	+1.30	0.91
$r<60''$	37	+0.28	0.85
$r>60''$	70	−0.14	0.56

Средняя лучевая скорость звезд увеличивается с уменьшением радиуса зоны. В выделенные зоны попадают звезды, расположенные внутри цилиндра (r мало), ось которого ориентирована вдоль луча зрения. Вследствие быстрого уменьшения пространственной плотности звезд с удалением от центра скопления, основной вклад в $\overline{V}_r$ вносят звезды, расположенные на расстояниях от центра меньших или сравнимых с радиусом цилиндра. Как видим из таблицы, средние лучевые скорости звезд увеличиваются с приближением к центру скопления и $\overline{V}_r$ в центре больше, чем на периферии скопления на величину 3.86 ± 1.25 км с$^{-1}$. Большая погрешность результата обусловлена малым объемом выборки исследованных звезд в центральной зоне. Для подтверждения выявленного эффекта нужны исследования лучевых скоростей более слабых звезд в центральной зоне скопления. Вместе с тем представляет интерес анализ возможных причин появления зависимости $\overline{V}_r(r)$.

Зависимость $\overline{V}_r(r)$ может быть следствием явления сегрегации (увеличения процентного содержания более массивных и более ярких звезд с приближением к центру скопления), если у более ярких звезд скопления вследствие каких-то причин появляются положительные лучевые скорости. Для проверки этого предположения были вычислены $\overline{V}_r$ слабых ($m > 13^m.5$, $n = 22$, $\overline{V}_r = 0.85$ км с$^{-1}$) и ярких звезд ($m < 13^m.0$, $n = 22$, $\overline{V}_r = 1.08$ км с$^{-1}$) в области ядра скопления ($r < 200''$). Поскольку средние лучевые скорости слабых и ярких звезд близки по величине, явление сегрегации не может объяснить зависимость $\overline{V}_r(r)$.

С другой стороны, зависимость $V_r(r)$ находится в согласии с предсказанием изложенной выше теории. Так как других удовлетворительных объяснений ее найти не удалось, в дальнейшем примем, что увеличение лучевых скоростей звезд с приближением к центру скопления происходит вследствие уменьшения массы электрона за счет увеличения плотности вещества. Заметные изменения $\overline{V}_r$ могут происходить на расстояниях порядка радиуса взаимодействия r_0. Учитывая данные табл. 1 ($20''$ соответствует 1 пк), примем $r_0 = 1$ пк $= 3.1 \cdot 10^{18}$ см, массу скопления — $M = 5 \cdot 10^5 = 10^{39}$ г [8]. По известному распределению плотности внутри скопления найдем плотность в центре скопления $\rho(0) \simeq 10^{-18}$ г см$^{-3}$. С помощью (17) получим $M_0 \simeq 10^{63}$ г.

Представляет интерес оценка относительного изменения масс электрона и нуклона в окрестностях Солнца. Из (18) следует $\delta_0 = 6 \cdot 10^{-11}$. Относительное изменение массы нуклона составит $\delta_0' = 3 \cdot 10^{-14}$.

Используя оценки M_0 и r_0, сравним потенциалы, гравитационный φ' и φ''. Для нуклона на расстоянии порядка его радиуса найдем $\varphi' \simeq 10^{-18}$ см^2 с$^{-2}$, $\varphi'' \simeq 10^{-85}$ см^2 с$^{-2}$, то есть взаимодействие посредством «тяжелых квантов» является существенно более слабым, чем гравитационное. Масса «тяжелого кванта» равна $\sim 10^{-58}$ г.

Полная масса тела, состоящего из водорода, не изменится при дополнительном взаимодействии с окружающей средой, также состоящей из водорода. Если тело состоит из смеси химических элементов, его полная масса будет изменяться вследствие взаимодействия нейтронов тела с протонами и электронами окружающей среды. Это приводит к принципиальной возможности экспериментального изучения выполнения принципа эквивалентности при дополнительном взаимодействии. Относительное изменение масс тел из различных материалов в окрестности Солнца составляет величину порядка δ_0, что примерно на два порядка ниже экспериментального уровня контроля выполнения принципа эквивалентности [9].

Собственные красные смещения могут появляться также и у внегалактических объектов. В компактных галактиках плотности могут значительно превосходить $\rho(0)$ в шаровых скоплениях, что должно приводить к появлению у них заметных красных смещений. В этой связи отметим, что Арп в своих работах, например [10, 11], приводит многочисленные примеры, когда лучевые скорости по различным признакам взаимодействующих галактик различаются на 10^3—10^4 км c^{-1}.

Рассмотрим возможность появления собственных красных смещений у квазаров. Размеры центральных тел у квазаров, оцениваемые по временному масштабу изменения блеска, существенно меньше 1 пк. В этом случае величина красного смещения на расстоянии r от центрального тела согласно (14) будет равна

$$1+z=\left(1-\frac{M}{M_0}e^{-\mu r}\right)^{-1}. \tag{19}$$

По современным оценкам массы квазаров составляют $M\simeq 10^7 \div 10^9 M_\odot \simeq 10^{40}-10^{42}$ г. Подставляя в (19) найденную выше порядковую оценку M_0, найдем, что в спектрах квазаров могут наблюдаться большие собственные красные смещения.

Яркие линии в спектрах квазаров образуются в их газовых оболочках. Линии поглощения образуются в облаках газа. В большинстве случаев красные смещения, найденные по линиям поглощения, оказываются меньше красных смещений эмиссионных линий. В рассматриваемой модели это можно объяснить тем, что облака газа преимущественно находятся за пределами эмиссионной газовой оболочки.

В заключение автор благодарит доцента кафедры теоретической физики ХГУ В. М. Пыжа и старшего научного сотрудника ХФТИ, доктора физ.-мат. наук М. П. Рекало за ценные советы.

Харьковский государственный
университет

ПРИЛОЖЕНИЕ

Квазиклассическая модель взаимодействия посредством «тяжелых квантов». Изменение масс частиц можно объяснить процессами испускания и поглощения «тяжелых квантов». Покажем это на примере простой квазиклассической модели. Масса произвольной частицы a будет определяться ее способностью испускать и поглощать «тяжелые кванты». Чтобы не усложнять дальнейший анализ, предположим, что «тяжелые кванты» являются нейтральными частицами. Примем, что излучательная способность частицы пропорциональна ее массе M'_a. Пусть поглощение «тяжелого кванта» становится возможным при сближении его с частицей на расстояние $r_{\bar{p}}$ и вероятность поглощения в этом случае пропорциональна массе частицы M_a. Гравитационное поле частицы увеличивает эффективное сечение, так что прицельное расстояние l и $r_{\bar{p}}$ удовлетворяют соотношению

$$\frac{l^2}{r_{\bar{p}}} = 1 + \frac{2GM'_a}{v^r_\infty r_p} \text{ или } \frac{l^2}{r^2_p} = 1 + \frac{4GM'_a}{c^2 r_p}, \tag{П1}$$

соответственно при скорости относительно частицы $v_\infty \ll c$ и $v_\infty \simeq c$. Учитывая вышесказанное, представим условие стационарности массы частицы в виде

$$\frac{dM'_a}{dt} = -AM'_a + Bn^0_a M_a(1 + \varepsilon M'_a) = 0, \tag{П2}$$

где A и B — постоянные, n^0_a — число «тяжелых квантов» в единице объема в окрестности частицы a, величина ε учитывает эффект гравитационной фокусировки согласно (П 1). Оценить корректно величину ε пока не представляется возможным, так как для этого нужно знать помимо статистики «тяжелых квантов» также вероятности их взаимодействия с частицей в зависимости от их энергии и от расстояния $r_{\bar{p}}$ до частицы.

Концентрация «тяжелых квантов» в окрестности частицы определяется уравнением (П 2):

$$n^0_a = \frac{A}{B} \frac{M'_a}{M_a(1 + \varepsilon M'_a)}. \tag{П3}$$

Величина M_a характеризует способность частицы поглощать „тяжелые кванты“ и не зависит от n^0_a. Если вследствие каких-то причин n^0_a уменьшится, это приведет к уменьшению M'_a. Считая, как и ранее, в случае изолированной частицы $M_a = M'_a$, из (П3) найдем концентрацию n^0_a в окрестностях частицы a. Плотность вероятности встретить испущенный частицей „тяжелый квант“ на расстоянии r от частицы пропорциональна $\exp(-\mu r)$, а концентрация „тяжелых квантов“ на этом расстоянии будет равна $n^0_a \exp(-\mu r)$.

Для двух частиц α и β, расположенных на расстоянии r друг от друга, уравнения стационарности представим в виде:

$$\frac{dM_\alpha'}{dt} = -AM_\alpha' + B[n_\alpha^0 + n_\beta^0 \exp(-\mu r)]\, M_\alpha (1 + \varepsilon M_\alpha') = 0,$$

$$\frac{dM_\beta'}{dt} = -AM_\beta' + B[n_\beta^0 + n_\alpha^0 \exp(-\mu r)]\, M_\beta (1 + \varepsilon M_\beta') = 0.$$

Определим из первого уравнения n_α (выражение в квадратных скобках) в окрестности частицы α и из второго — n_β. Найдем разность $n_\alpha - n_\beta$ и, используя обозначения

$$M = M_\alpha + M_\beta = M_\alpha' + M_\beta'; \qquad x = \frac{M_\alpha}{M}; \qquad y = \frac{M_\alpha'}{M}; \qquad \gamma = \varepsilon M,$$

после несложных преобразований с учетом (П3) получим уравнение для определения M_α' в зависимости от M, x и r:

$$\frac{y}{x}\,[1 + \gamma\,(1 - y)] - \frac{1-y}{1-x}\,(1 + \gamma y) = \gamma\,(1 - 2y)\,(1 - e^{-\mu r}). \qquad (П4)$$

Следует отметить, что полученное выражение не зависит от фоновой концентрации «тяжелых квантов», так как при его выводе использовалась разность $n_\alpha - n_\beta$. Оно удовлетворяет функциональному уравнению (13). При $x \ll 1$, пренебрегая членами второго порядка малости, получим выражение для M_α':

$$M_\alpha' = M_\alpha\,[1 - \varepsilon M_\beta e^{-\mu r}], \qquad (П5)$$

совпадающее с (9) при $M_0 = \varepsilon^{-1}$. В отличие от (9) и (10) знак перед функцией вариации масс здесь определяется однозначно.

THE NEW MECHANISM APPEARANCE OF PRORER REDSHIFTS OF COMPACT OBJECTS

M. F. KHODYACHIKH

It is supposed that the interaction between the particles by means of "heavy quantums" is realized alongside with the gravitation interaction. This interaction may be reduced to the gravitation interaction of particles whose masses are changed on account of additional interaction. The mass of the smaller particle decreases and the sum of particle masses remains constant. The mass of electron in the medium

decreases for augmentation of the quantity of the matter in its neighbourhood at the distance of the order of interaction radius. This must bring about an increase of the wavelengths of spectral lines. The increase of the mean radial velocity of the stars has been revealed at the central most denser zone of nucleus of the star cluster M3 in relation to stars outside the nucleus at 3.9 ± 1.3 km s^{-1}, which is in agreement with the prediction of the theory qualitatively. The mechanism has been used for the explanation of quasar redshifts and the proper redshifts of galaxies revealed by Arp.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. Burbidge*, "Objects High Redshift. Symp. N 92. Int. Astron. Union, LosAngeles, 1979", Dordrecht e. a., 1980, p. 99.
2. *В. М. Пыж*, Проблемы ядерной физики и космических лучей, вып. 12, 60, 1980.
3. *C. J. Isham, A. Salam, J. Strathdee*, Phys. Rev. D: Part and Fields, 3, 867, 1971.
4. *A. Inomata*, Proc. of the 1-st M. Grossman meeting on general gelativity, Triest, 1975, p. 119.
5. *C. Brans, R. H. Dicke*, Phys. Rev., 124, 925, 1961.
6. *В. М. Пыж*, Проблемы ядерной физики и космических лучей, вып. 12, 74, 1980.
7. *H. Yukawa*, Proc. Phys.-Math. Soc. Jap., 17, 48, 1935.
8. *J. E. Gunn, R. F. Griffin*, Astron. J., 84, 752, 1979.
9. *В. В. Брагинский, В. И. Панов*, Ж. эксперим. и теор. физ., 61, 875, 1975.
10. *H. Arp*, Astrophys. J., 263, 54, 1982.
11. *H. Arp*, Sky and Telesc., 65, 307, 1983.

// АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 | ОКТЯБРЬ, 1987 | ВЫПУСК 2

УДК

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ТУРБУЛЕНТНЫХ СИНХРОКОМПТОНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ ОТНОСИТЕЛЬНО РОЖДЕНИЯ e^+—e^- ПАР

Ф. А. АГАРОНЯН, А. М. АТОЯН

Поступила 15 июля 1986
Принята к печати 20 июля 1987

Исследуется устойчивость турбулентного синхрокомптоновского источника относительно рождения электрон-позитронных пар.

1. *Введение.* В настоящее время жесткое рентгеновское излучение ядер активных галактик (ЯАГ) и квазаров удовлетворительно объясняется в рамках двух моделей: а) в модели комптонизации низкочастотного излучения на тепловых электронах аккреционной плазмы, формируемой вокруг массивной черной дыры; б) в синхрокомптоновской модели, предполагающей наличие в источнике нетепловых релятивистских электронов. Обнаружение мягкого гамма-излучения от ряда ЯАГ (NGC 4151, NGC 5128, MCG 8—11—11; см., например, [1]) требует в рамках первой модели температуры электронов $T_e \gtrsim 10^{10}$ К. Однако такие температуры могут быть достигнуты в аккреционной плазме лишь в предположении некоторого гипотетического механизма обмена энергией (значительно более эффективного, чем кулоновский обмен) между протонным и электронным компонентами плазмы (см., например, [2]). С этой точки зрения более привлекательными представляются нетепловые модели генерации гамма-излучения. Более того, наблюдаемое от квазара 3С 273 жесткое гамма-излучение ($E_\gamma \gtrsim$ 100 МэВ) может быть объяснено только взаимодействиями с участием ускоренных частиц, например, синхрокомптоновским механизмом. При этом этот механизм может обеспечить наблюдаемое излучение в широком диапазоне энергий от радиоволн до жестких гамма-квантов. В частности, Джонсом и Харди [3] и Джонсом [4] было показано, что наблюдаемое от квазара 3С 273 электромагнитное излучение может быть объяснено в рамках синхрокомптоновской модели, предполагая распределение релятивистских электронов максвелловского типа с характерным значением

«температуры» $kT_e = 500\ m_e c^2$. Отметим, что спектры такого типа являются необычными с точки зрения стандартных синхрокомптоновских моделей, предполагающих степенное распределение релятивистских электронов. Вместе с тем, распределение электронов максвелловского типа имеет ряд преимуществ по сравнению со степенными спектрами. Так, например, распределение релятивистских электронов максвелловского типа естественным образом объясняет отсутствие заметного фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоизлучения компактных источников [5, 6], а также хорошо согласуется с выводами работы [7], сделанными из анализа корреляций наблюдаемых от квазаров потоков в радио, инфракрасном и рентгеновском диапазонах. В то же время, распределение максвелловского типа приводит к почти степенным спектрам излучения $N(\omega) \propto \omega^{-\alpha}$ в рентгеновском диапазоне с показателем $\alpha \simeq 1.5 \div 2$ [3, 8], согласующимися с наблюдательными данными.

2. *Спектры ускоренных электронов и позитронов в синхрокомптоновском источнике.* Спектры релятивистских электронов типа максвелловского могут естественным образом формироваться при ускорении электронов на различных модах плазменной турбулентности. Действительно, уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \gamma}\left[\frac{D}{m_e^2 c^2}\gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma}(\gamma^{-2} f_0) + \frac{P f_0}{m_e c^2}\right], \tag{1}$$

где γ — лоренц-фактор, f_0 — функция распределения релятивистских электронов, нормируемая на плотность $n_e = \int f_0(\gamma)\, d\gamma$. В уравнении (1) $P \equiv P(\gamma)$ есть мощность энергетических потерь, обусловленная преимущественно синхротронным и комптоновскими процессами (под комптоновскими потерями следует понимать энергетические потери как при рассеянии на низкочастотном излучении, так и на турбулентности), а $D \equiv D(\gamma)$ — коэффициент диффузии.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$f_0 = A\gamma^2 \exp\left[-\int_1^\gamma \frac{m_e P(x)}{D(x)} dx\right]. \tag{2}$$

Отсюда непосредственно следует, что широкие (степенные) спектры электронов могут формироваться лишь в случае, если $D \propto \gamma P$. С учетом квадратичной зависимости радиационных потерь $P \propto \gamma^2$, это соответствует частному случаю $D \propto \gamma^3$. Если же D описывается более медленной функцией от γ, то $f_0 \propto \gamma^2 \exp[-(\gamma/\gamma_0)^\nu]$, т. е. формируется достаточно узкий спектр релятивистских электронов максвелловского типа (с точностью до показателя ν в экспоненте).

Такие спектры электронов могут формироваться в среде с развитой турбулентностью при рассеянии электронов на альвеновских [9] либо ленгмюровских [10] волнах. При этом характерное значение γ_0 находится в области $10^2 \lesssim \gamma_0 \lesssim 10^4$. В частности, при ускорении на резонансной ленгмюровской турбулентности коэффициент диффузии равен

$$D(\gamma) = D_0 = \frac{2\pi^2 e^2}{\omega_p} g W_L, \tag{3}$$

где W_L — плотность энергии резонансной турбулентности, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n/m_e}$ — плазменная частота; фактор g в зависимости от спектра турбулентности меняется в пределах $g \sim 0.1 \div 0.3$ [8]. Тогда получаем

$$f_0(\gamma) = \frac{3n_e}{\gamma_0^3}\gamma^2 e^{-(\gamma/\gamma_0)^3}. \tag{4}$$

Следует подчеркнуть, что данное распределение, близкое по форме к распределению Максвелла, возникает в результате стохастического ускорения. Тем самым, оно принципиально отличается от теплового распределения, возникающего в результате упругих кулоновских столкновений в плазме. В частности, в тепловой плазме температура электронов не может превосходить $kT_e^{(\max)} \simeq 4m_e c^2$, так как при более высоких температурах упругие e-e рассеяния оказываются не в состоянии компенсировать тормозные потери [11]. В случае же стохастического ускорения такая проблема не возникает, так как спектр (4) получается с учетом радиационных потерь. Вместе с тем в уравнении (1) не учитываются рождение и аннигиляция вторичных электрон-позитронных пар, возникающих при взаимодействиях релятивистских частиц плазмы. Как известно, учет этих процессов приводит к ограничению температуры оптически тонкой тепловой плазмы $kT_e/m_e c^2 \leqslant 25$ [12—14]. Это обусловлено тем, что при более высоких температурах аннигиляция вторичных позитронов не успевает компенсировать их рождение в результате процессов $ep \to e^+e^-ep$ и $ee \to e^+e^-ee$. Очевидно, что этот процесс должен приводить к определенному ограничению максимально возможного значения «температуры» $\gamma_0 m_e c^2$ стационарного распределения $f_0(\gamma)$, возникающего в результате стохастического ускорения электронов в турбулентной среде. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Прежде чем исследовать условия устойчивости турбулентной среды относительно рождения позитронов, необходимо определить спектр $f_+(\gamma)$

вторичных позитронов, устанавливающихся в источнике. Покажем, что спектр $f_+(\gamma)$ описывается, как и первичные электроны, функцией максвелловского типа (4). Поскольку темп стохастического ускорения определяется соотношением $d\gamma/dt = D/\gamma m_e^2c^2$, то время ускорения до энергий $E_0 = \gamma_0 m_e c^2$ будет равно

$$t_0 = \int_1^{\gamma_0} \frac{m_e^2c^2}{D} \gamma d\gamma = \frac{m_e^2c^2}{2D_0} \gamma_0^2. \tag{5}$$

Для определенности мы здесь считаем, что $D(\gamma) = D_0 = \text{const}$, что, в частности, имеет место при ускорении на резонансных ленгмюровских волнах.

Уравнение диффузии для позитронов с учетом их рождения и исчезновения имеет вид

$$\frac{\partial f_+}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial\gamma}\left[\gamma^2 \frac{D_0}{m_e^2c^2} \frac{\partial}{\partial\gamma}(\gamma^{-2}f_+) + \frac{P}{m_e c^2} f_+\right] - \frac{f_+}{t_*} + q, \tag{6}$$

где $q \equiv q(\gamma)$ — скорость рождения позитронов в интервале $(\gamma, \gamma + d\gamma)$, и $t_* \equiv t_*(\gamma)$ — время жизни позитронов в источнике, обусловленное как утечкой, так и их аннигиляцией.

Очевидно, что стационарное решение уравнения (6) возможно лишь при выполнении условия

$$\int_1^\infty q(\gamma)\, d\gamma = \int_1^\infty \frac{f_+(\gamma)}{t_*(\gamma)} d\gamma. \tag{7}$$

Решение уравнения (6) удобно искать в виде $f_+ = f_0 \cdot (1 + G)$, где f_0 удовлетворяет уравнению (1). Интегрируя получающееся для функции уравнение, имеем

$$G(\gamma) = \frac{2t_0}{\gamma_0^2} \int_1^\gamma \frac{dy}{f_0(y)} F(y)\, dy, \tag{8}$$

где

$$F(y) = \int_1^y \left\{\frac{f_0(x)}{t_*(x)} [1 + G(x)] - q(x)\right\} dx, \tag{8a}$$

и t_0 определяется выражением (5). Отсюда следует, что $G \ll 1$, если $t_0/t_* \ll 1$. Для того, чтобы доказать это, сперва покажем, что F/f_0 быстро убывает в области $y > \gamma_0$. Действительно, поскольку характерная энергия E_1 рождающихся вторичных позитронов не может превышать энергии первичных электронов E_0, то в области $y \gtrsim \gamma_0 > E_1/m_e c^2$ из условия (7) имеем (в предположении $G \ll 1$)

$$\int_1^y q(x)\,dx \simeq \int_1^\infty q(x)\,dx = \int_1^\infty \frac{f_+(x)}{t_*(x)}\,dx. \tag{9}$$

Следовательно, используя f_0, находим

$$F(y) \simeq -\int_y^\infty \frac{f_+(x)\,dx}{t_*(x)} \sim \frac{\gamma_0^3}{3y^2}\frac{f_0(y)}{t_*(y)}. \tag{10}$$

Отсюда следует, что даже при $\gamma > \gamma_0$ основной вклад в интеграл (8) определяется областью $y \lesssim \gamma_0$. В этой области оценку $F(y)$ можно проводить, ограничиваясь лишь первым слагаемым в подинтегральном выражении (8а). Тогда получаем $F(y) \lesssim y f_0(y) \langle t_*^{-1}(y) \rangle$, где $\langle t_*^{-1}(y) \rangle$ есть среднее обратного времени жизни позитронов в интервале $(1, y)$. Подставляя это соотношение в (8), находим

$$G(\gamma) \lesssim t_0 \langle t_*^{-1}(\gamma) \rangle (\gamma/\gamma_0)^2, \tag{11}$$

где $\gamma \lesssim \gamma_0$. Отсюда следует, что $G \ll 1$, если $t_0 \ll \langle t_*^{-1}(\gamma_0) \rangle^{-1} \sim t_*(\gamma_0)$, т. е. устанавливающийся спектр позитронов $f_+ \simeq f_0$, если время стохастического ускорения меньше времени жизни позитронов в источнике.

Даже в случае отсутствия утечки из источника, позитроны обладают конечным временем жизни благодаря аннигиляции в источнике. Поскольку плотность тепловых электронов n в турбулентной плазме, в которой происходит ускорение, значительно больше плотности ускоренных электронов n_e (так, например, в случае равнораспределения энергий $n/n_e \sim \gamma_0 m_e c^2/kT_e$), то при рассмотрении как аннигиляции, так и рождения релятивистских позитронов можно ограничиться взаимодействием ускоренных частиц с тепловой плазмой. Тогда характерное время аннигиляции позитронов с электронами среды равно:

$$t_a(\gamma) = [cn\sigma_a(\gamma)]^{-1}, \tag{12}$$

где $\sigma_a(\gamma)$ есть сечение аннигиляции позитрона с лоренц-фактором γ с покоящимся электроном:

$$\sigma_a(\gamma) \simeq \pi r_0^2 \frac{\ln\gamma}{\gamma}, \tag{13}$$

(см., например, [15]). Сравнение времени ускорения, например, на резонансных ленгмюровских волнах со временем аннигиляции дает

$$\frac{t_0}{t_a(\gamma_0)} \sim \frac{10^{-11}}{g} \left(\frac{n}{10^6 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2} \frac{10^8 K}{T_e} \frac{\gamma_0}{10^3} \frac{W_T}{W_L}, \tag{14}$$

где $W_T \equiv 1.5\, nkT_e$ — плотность энергии тепловых электронов. Из (14) следует, что время стохастического ускорения t_0 гораздо меньше времени аннигиляции, даже если $W_L \sim 10^{-9}\, W_T$, что означает, что устанавливается спектр позитронов максвелловского типа (4). Поскольку функция $f_0(\gamma)$ достаточно узкая ($\langle \gamma^2 \rangle = 1.13 \langle \gamma \rangle^2$), в дальнейшем мы будем считать, что все позитроны, независимо от спектра генерации $q(\gamma)$, «мгновенно» ускоряются до энергии γ_0.

3. *Исследование условий стационарного решения.* Как видно из (7), стационарное решение возможно при условии

$$Q \simeq \frac{n_+}{t_*(\gamma_0)}, \tag{15}$$

где $Q \equiv \int q(\gamma)\, d\gamma$ — скорость рождения позитронов в единице объема.

Сначала рассмотрим рождение позитронов при взаимодействии релятивистских электронов с тепловой плазмой:

$$Q_{en} = 2n_e nc \langle \sigma_{en} \rangle = n_e nc \frac{56}{27\pi} r_0^2 \alpha^2 B(\gamma_0), \quad (\alpha = 1/137), \tag{16}$$

где $n_e = n_+ + n_-$ — плотность релятивистских электронов и позитронов, плотность водородной плазмы, r_0 — классический радиус электрона и $B(\gamma_0) = [B^{(ee)} + B^{(ep)}]/2 = \ln^3 2\gamma_0 - 6.36 \ln^2 2\gamma_0 - 4.2 \ln 2\gamma_0 + 70$ [16]. В общем случае время жизни позитронов в источнике с характерным размером R равно

$$t_* = (t_{ут}^{-1} + t_a^{-1})^{-1}\big|_{\gamma=\gamma_0}, \tag{17}$$

где t_a — время аннигиляции (12), а $t_{ут} = bR/c$ — время утечки. Параметр $b \geqslant 1$ и характеризует задержку времени выхода позитронов из источника.

Тогда из условия (15) находим

$$\lambda_+ = \lambda_0 \left[\frac{8}{3\tau_T b} + \frac{\ln \gamma_0}{\gamma_0} \right]^{-1} \frac{56\alpha^2 B(\gamma_0)}{27\pi^2}, \tag{18}$$

где $\lambda_0 \equiv n_e/n$, $\lambda_+ \equiv n_+/n$ и $\tau_T = \sigma_T Rn$ — оптическая толща источника по томсоновскому рассеянию. Отметим, что величина λ_0 ограничена сверху, так как плотность энергии в ускоренных частицах не должна превосходить плотности энергии тепловой плазмы, т. е. $\lambda_0 \lesssim kT_e/\gamma_0 m_e c^2$. Критическое значение $\gamma_{кр}$, выше которого стационарное решение отсутствует, определяется из условия $\lambda_+ \leqslant \lambda_0/2$. Например, если в источнике происходит эффективный захват частиц ($b = \infty$), то $\gamma_{кр} = 3 \cdot 10^3$. Отметим, что максимально возможное значение температуры стационарной тепловой релятивистской плазмы составляет всего $\Theta = kT_e/m_e c^2 \leqslant 25$ [12—14]. Существенное продвижение допустимых энергий релятивистских электронов в сторону более высоких значений объясняется тем, что в рассматриваемом случае аннигиляция происходит преимущественно на нерелятивистских электронах среды со скоростью $\propto \gamma^{-1} \ln \gamma$, в то время как в релятивистской плазме аннигиляция происходит со скоростью $\propto (\Theta^{-1} \ln \Theta)^2$; скорость же рождения пар слабо зависит от энергии.

Критическое значение $\gamma_{кр}$ может оказаться существенно выше, чем $3 \cdot 10^3$, даже при незначительной утечке частиц из источника. Действительно из (18) следует, что стационарное состояние с заданным $\gamma_0 > 3 \cdot 10^3$ возможно, если

$$b \leqslant \frac{8}{3\tau_T} \left| \frac{112}{27} \frac{\alpha^2 B}{\pi^2} - \frac{\ln \gamma_0}{\gamma_0} \right|^{-1}. \tag{19}$$

Поскольку в турбулентных источниках в принципе возможно ускорение до значений $\gamma_0 \leqslant 10^4$ [8, 10], то из (19) следует, что для устойчивости системы достаточно, чтобы $b \leqslant 4 \cdot 10^3 \, (0.1/\tau_T)$.

До сих пор мы рассматривали рождение позитронов лишь во взаимодействиях релятивистских электронов с тепловой плазмой. Однако при выполнении определенных условий доминирующими могут оказаться взаимодействия с участием высокоэнергичных фотонов как с тепловой плазмой, так и между собой. Для отношения скоростей рождения $e^+—e^-$ пар при столкновениях соответственно гамма-квантов и электронов с частицами среды имеем $Q_{\gamma n}/Q_{en} \sim n_\gamma/n_e \alpha$. Плотность гамма-квантов, генерируемых в синхротронных источниках при обратном комптоновском рассеянии релятивистских электронов, может быть определена из условия [8]

$$\frac{W_\gamma}{W_x} \lesssim \frac{W_x}{W_r} \sim \frac{W_r}{W_H} \sim \lambda \tau_T \gamma_0^2, \tag{20}$$

где W_γ, W_x, W_r и W_H — плотности энергии гамма-излучения, рентгеновского излучения, радиоизлучения и магнитного поля, соответственно. Отсюда, считая $W_\gamma \sim n_\gamma m_e c^2 \gamma_0$ и $W_H \lesssim nkT_e$, легко находим, что $Q_{en} \gtrsim Q_{\gamma n}$, если

$$\tau_T \lesssim 0.1 \left(\frac{10^7 K}{T_e}\right)\left(\frac{10^3}{\gamma_0}\right). \tag{21}$$

Аналогичным образом можно показать, что скорость рождения пар при столкновениях фотонов друг с другом превосходит скорость рождения пар при взаимодействиях гамма-квантов со средой при условии

$$\tau_T \gtrsim 5\cdot 10^{-2} \left(\frac{10^7 K}{T_e}\right)^{3/2} \left(\frac{1\ \text{кэВ}}{\omega_x}\right)^{1/2} \left(\frac{10^3}{\gamma_0}\right), \tag{22}$$

где ω_x — характерная энергия рентгеновских фотонов. Из (21) и (22) следует, что при типичных для турбулентного синхрокомптоновского источника значениях T_e и γ_0 процессы с участием гамма-квантов, прежде всего $\gamma-\gamma$ столкновения, становятся доминирующими, начиная с $\tau_T \gtrsim 0.1$.

Рассмотрим устойчивость источника относительно рождения пар при фотон-фотонных столкновениях. Поскольку этот процесс является пороговым, т. е. $e^+ - e^-$ пары рождаются при выполнении условия $E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} \geqslant (m_e c^2)^2$, а энергия гамма-квантов $E_{\gamma_1} < \gamma_0 m_e c^2$, то при рассмотрении скорости рождения позитронов необходимо учитывать спектр фотонов, начиная с рентгеновской области $E_{\gamma_2} \gtrsim 1$ кэВ. Будем при этом исходить из спектров, наблюдаемых от ЯАГ и квазаров. В рентгеновской области $(1 \div 100)$ кэВ спектры этих источников хорошо описываются степенным законом $N_x(\omega) \propto \omega^{-\alpha_x}$ с $\alpha_x \simeq 1.5 \div 2$ [17, 18]. Для ряда источников спектр простирается вплоть до $\omega_0 \sim 1$ МэВ, а далее заметно укручается с показателем $\alpha_\gamma \simeq 3$ (см., например, [1]). Аналогичное поведение (с $\alpha_\gamma \simeq 2.5$), вероятно, имеет место также для квазара 3C 273 [19]. Исходя из этого, спектр рентгеновского и гамма-излучения можно представить в виде

$$N(\omega) = \frac{W_x}{\omega_0^2} s_\alpha \begin{cases} \left(\dfrac{\omega_0}{\omega}\right)^{\alpha_x}, & \omega \leqslant \omega_0 \\ \left(\dfrac{\omega_0}{\omega}\right)^{\alpha_\gamma}, & \omega > \omega_0 \end{cases}, \tag{23}$$

где W_x — плотность энергии рентгеновских фотонов в области $(1 \div 100)$ кэВ, $\omega_0 = 2m_e c^2$, и s_α — функция от α, меняющаяся в пределах $0.5 < s_\alpha < 2$ при $2 > \alpha_x > 1.5$. Тогда, используя простую аппроксимацию Хертериха [20], для скорости рождения пар при фотон-фотонных столкновениях имеем

$$Q_{\gamma\gamma} \simeq \frac{5\pi}{24} \frac{g_\alpha^2 r_0^2 c W_x^2}{(\alpha_\gamma - \alpha_x)(m_e c^2)^3}. \tag{24}$$

Подставляя сюда оценку плотности рентгеновского излучения $W_x \sim (\lambda_0 \tau_T \gamma_0^2)^2 nkT_e$, получаемую из (20), а также характерные значения $\alpha_x = 1.5$ и $\alpha_\gamma = 3$, получаем

$$Q_{\gamma\gamma} \simeq r_0^2 c (\lambda_0 \tau_T \gamma_0^2)^2 n^2 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2}\right)^2. \tag{25}$$

Тогда для устойчивости источника относительно рождения пар необходимо, чтобы

$$\gamma_0 \leqslant 1.5 \cdot 10^3 \left(\frac{10^7 K}{T_e}\right)^{5/6} \left(\frac{0.1}{\tau_T}\right)^{2/3}. \tag{26}$$

Условие (26) получено в предположении полного отсутствия утечки ($b = \infty$). Как было показано выше, в случае рождения пар в процессе столкновения релятивистских электронов со средой ограничение на величину критического γ_0 значительно смягчается в предположении небольшой утечки ($b \lesssim 10^4$). В данном же случае даже в предположении максимально возможной утечки, $b = 1$, получаем заметное ограничение для $\gamma_{кр}$:

$$\gamma_{кр} \simeq 8 \cdot 10^3 \frac{10^7 K}{T_e} \cdot \frac{0.1}{\tau_T}. \tag{27}$$

Такое качественное различие влияния утечки на устойчивость источника связано, как легко убедиться, с тем, что скорость рождения пар в фотон-фотонных столкновениях очень сильно зависит от γ_0.

4. *Обсуждение результатов*. Как было показано ранее [10], в компактных синхротронных источниках с развитой турбулентностью возможно ускорение электронов, приводящее к формированию спектров релятивистских частиц максвелловского типа с характерным значением лоренц-фактора $10^2 \leqslant \gamma_0 \leqslant 10^4$. Значение γ_0 определяется самосогласованным образом с учетом энергетических потерь на излучение и стохастического ускорения релятивистских электронов.

Релятивистские частицы непосредственно, либо через вторичные гамма-кванты приводят к образованию электрон-позитронных пар. Хотя эти процессы играют незначительную роль в энергетическом балансе (по сравнению с радиационными потерями), тем не менее они могут оказаться существенными с точки зрения устойчивости системы. Это связано с тем, что, начиная с некоторого значения $\gamma_0 \geqslant \gamma_{кр}$, позитроны рождаются быстрее, чем аннигилируют со средой.

Как видно из соотношения (21), при оптической толще источника по томсоновскому рассеянию $\tau_T < 0.1$ электрон-позитронные пары рождаются преимущественно во взаимодействиях релятивистских электронов с тепловой плазмой. Максимально допустимое значение γ_0 в этом случае, в отсутствие утечки частиц из источника, равно $\gamma_{кр} = 3 \cdot 10^3$. Это значение может быть значительно выше уже при достаточно слабой утечке ($b \lesssim 10^4$).

При $\tau_{\gamma} \gtrsim 0.1$ преобладающим становится рождение пар при фотон-фотонных столкновениях. Критическое значение γ_0 в этом случае, в отсутствие утечки, определяется выражением (26), т. е. может быть значительно ниже 10^3. При этом даже максимально возможная утечка ($b = 1$) не приводит, в отличие от предыдущего случая, к существенному увеличению $\gamma_{кр}$. В случае, когда механизм ускорения в состоянии обеспечить значения γ_0, превосходящие критическое $\gamma_{кр}$, будет иметь место лавинообразное нарастание плотности электрон-позитронных пар, в результате чего произойдет либо релятивистское расширение источника, либо же быстрое «охлаждение» релятивистских электронов. Обсуждение этого вопроса выходит за рамки данной работы.

Ереванский физический
институт
Ереванский государственный
университет

ON THE STABILITY OF TURBULENT SYNCHROTRON SOURCES WITH RESPECT TO $e^+ - e^-$ PAIR CREATION

F. A. AHARONIAN, A. M. ATOYAN

The stability of the turbulent synchrotron sources with respect to $e^+ - e^-$ pair creation is investigated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Bassani, A. J. Dean*, Space Sci. Rev., 35, 367, 1983.
2. *P. Meszaros*, Astron. and Astrophys., 44, 59, 1975.
3. *T. W. Jones, P. E. Hardee*, Astrophys. J., 228, 268, 1979.
4. *T. W. Jones*, Astrophys. J., 233, 796, 1979.
5. *J. F. C. Wardle*, Nature, 269, 563, 1977.
6. *T. W. Jones, S. L. O'Dell*, Astron. Astrophys., 61, 291, 1977.
7. *N. L. Sitko, W. A. Stein, Y. X. Zhang, W. Z. Wisniewski*, Astrophys. J., 259, 486, 1982.
8. *А. М. Атоян, А. Нагапетян*, Астрофизика, 27, 117, 1987.
9. *R. Schlikeiser*, Astron. and Astrophys., 143, 431, 1985.
10. *F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, A. Nahapetian*, Astron. and Astrophys., 1986, 162, L1.
11. *R. J. Gould*, Astrophys. J., 254, 755, 1982.

12. *Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович, Р. А. Сюняев*, Астрон. ж., 48, 24, 1971.
13. *A. P. Lightman*, Astrophys. J., 253, 842, 1982.
14. *R. Svensson*, Astrophys. J., 258, 335, 1982.
15. *А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий*, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1969.
16. *V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, V. G. Serov*, Phys. Rep., 15C, 181, 1975.
17. *R. E. Rothschild, R. F. Mushotzky, W. A. Baity, D. E. Gruber, J. L. Matteson, L. E. Peterson*, Astrophys. J., 269, 423, 1983.
18. *D. M. Worrall, F. E. Marshall*, Astrophys. J., 276, 434, 1984.
19. *G. F. Bignami, K. Bennett, R. Buccheri, P. A. Caraveo, W. Hermsen, G. Kanbach, G. G. Lichti, J. L. Masnou, H. A. Mayer-Hasselwander, J. A. Paul, B. Sacco, L. Scarsi, B. N. Swanenburg, R. D. Wills*, Astron. and Astrophys., 93, 71, 1981.
20. *K. Herterich*, Nature, 250, 311, 1974.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 52:537.5

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ УЧЕТА ЭФФЕКТОВ ПЛАЗМЕННОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Д. А. ШАЛЫБКОВ, Д. Г. ЯКОВЛЕВ

Поступила 10 июля 1986

Принята к печати 20 июня 1987

В модели Томаса—Ферми вещества большой плотности аналитически рассчитан фактор усиления скорости термоядерных реакций за счет эффектов плазменного экранирования в вырожденном слабонеидеальном электронном газе и сильно неидеальной двухкомпонентной ионной жидкости с большим зарядом ионов. Найдены области значений плотности и температуры, в которых существенную роль играет экранирование, обусловленное сжимаемостью электронного газа. Отмечено, что экранирование за счет сжимаемости электронного газа может быть подвержено влиянию сильных магнитных полей $B \sim 10^{12}$—10^{13} Гс, квантующих движение электронов и меняющих радиус электронного экранирования заряда в плазме. Результаты могут быть применены для вырожденных ядер белых карликов и оболочек нейтронных звезд.

1. *Общие соотношения.* Хорошо известно, что при расчете скорости ядерных реакций в плотном и не слишком горячем звездном веществе следует учитывать эффекты плазменного экранирования: на протекание реакции между ядрами 1 и 2 влияют электрические поля, создаваемые окружающими ионами и электронами плазмы.

Окружающие ионы обычно движутся медленнее реагирующих ядер 1 и 2 (в основном в реакцию вступают ядра с сильно надтепловыми энергиями; см., например, [1]). Поэтому следует рассчитать скорость реакции при фиксированном положении ионов плазмы и лишь затем усреднить ее по положениям этих ионов. Электроны же обычно движутся гораздо быстрее реагирующих ядер и создают сплошной (слабо сжимаемый) фон отрицательного заряда.

Состояние ионов сорта $j = 1, 2, \ldots$ удобно характеризовать газовым параметром Γ_j:

$$\Gamma_j = \frac{Z_j^2 e^2}{a_j^{(0)} kT} = \Gamma_e Z_j^{5/3}, \qquad \Gamma_e = \frac{e^2}{a_e kT} = \frac{0.2275}{T_8}\left(\frac{\rho_6}{\mu_e}\right)^{1/3},$$

$$a_j^{(0)} = a_e Z_j^{1/3}, \quad a_e = \left(\frac{3}{4\pi n_e}\right)^{1/3}, \quad \mu_e = \sum_j n_j A_j / n_e, \quad n_e = \sum_j n_j A_j. \tag{1}$$

Здесь ρ_6 — массовая плотность в единицах 10^6 г/см^3, T_8 — температура в 10^8 К, n_j — концентрация ионов сорта j (с зарядовым числом Z_j и массовым числом A_j), n_e — концентрация электронов.

Общее выражение для скорости реакции нетрудно получить (см., например, [2]), если для описания системы справедливо классическое распределение Гиббса и характерное классическое расстояние поворота реагирующих ядер $r_0 \ll a$, где $a = (a_1^{(0)} + a_2^{(0)})/2$ — типичное расстояние между ионами. Тогда потенциал электрического поля $\Phi = \Phi(\vec{r}, \vec{r}_3, \ldots, \vec{r}_N)$, создаваемого окружающими частицами, фактически постоянен в области протекания реакции ($\vec{r} \approx \vec{r}_1 \approx \vec{r}_2$) и скорость реакции R (количество реакций в единице объема в единицу времени) равна [2]

$$R = R_0 E, \qquad E = \exp[H(0)] = \lim_{r \to 0} g(r) \exp\left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{rkT}\right). \tag{2}$$

Здесь R_0 — скорость реакции без учета экранирования, E — фактор усиления скорости реакции за счет экранирования ($E \geqslant 1$), $g(r)$ — двухчастичная функция распределения, нормированная условием $g(r) \to 1$ при $r \to \infty$. Функция $H(r)$ выражается через потенциал средней силы $\varphi(r) \equiv -kT \ln g(r)$ согласно соотношению $H(r) = -u(r)/kT$, где $u(r) = \varphi(r) - Z_1 Z_2 e^2 r^{-1}$ — составляющая $\varphi(r)$, создаваемая окружающими частицами плазмы.

Фактор E удобно представить в виде [2]

$$E = \exp\left(\frac{F - F'}{kT}\right), \tag{3}$$

где

$$F = -kT \ln Q, \quad Q = \int dV_1 dV_2 dV_3 \ldots dV_N \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{kT}\right),$$

$$F' = -kT \ln Q', \quad Q' = V \int dV dV_3 \ldots dV_N \exp\left(-\frac{\mathcal{E}'}{kT}\right)$$

— свободные энергии и статистические суммы исходной системы частиц (N ионов в объеме V, заполненном электронным газом) и системы, получающейся из исходной соединением ядер 1 и 2 в одно ядро; эти величины, как и энергия систем, $\mathcal{E}$ и $\mathcal{E}'$, не включают кинетическую энергию ионов (при выводе (2) по импульсам ионов удается проинтегрировать в общем виде).

Выражения (2), (3) справедливы при $r_0 \ll a$, что отвечает достаточно высоким температурам $T \gtrsim T_t$. Для углеродной плазмы температура T_t

изображена на рис. 1 в предположении, что она отвечает соотношению $r_0 = 0.3a$. Множитель 0.3 в этом соотношении в известной мере условен и выбран по результатам [3] (согласно которым при $r < 0.3a$ функция $H(r) \approx H(0)$ слабо зависит от r). Для оценки использовано выражение

$$r_0 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{kT} \left(\frac{\hbar}{\pi Z_1 Z_2 e^2} \sqrt{\frac{2kT}{M_{12}}} \right)^{2/3}, \tag{4}$$

полученное без учета экранирования (M_{12} — приведенная масса реагирующих ядер).

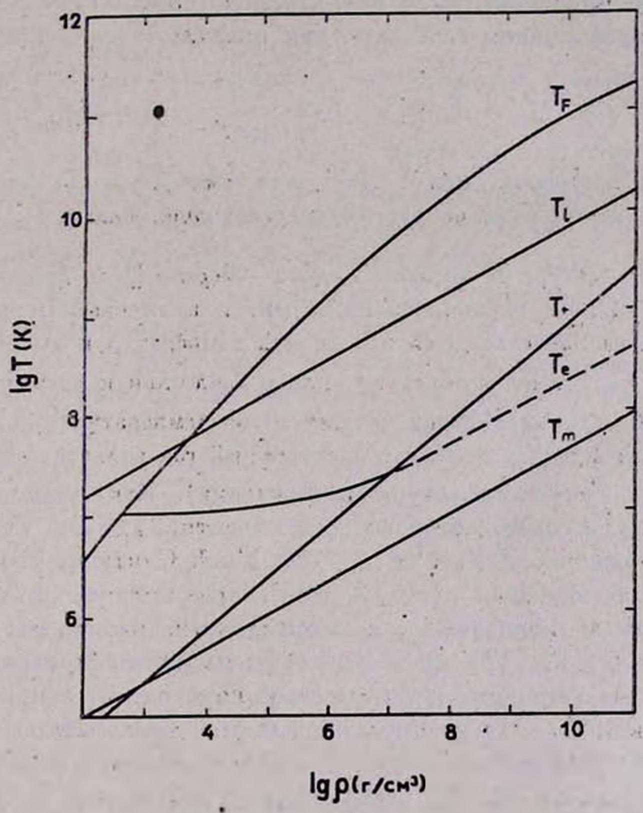


Рис. 1. Характерные температуры углеродной плазмы, определяющие различные режимы плазменного экранирования при горении углерода: T_l — температура образования ионной жидкости; T_m — температура кристаллизации; T_F — температура вырождения электронов; T_+ — температура, ниже которой $r_0 > 0.3a$, и рассмотрение разделов 2, 3 становится неприменимым; T_e — температура, ниже которой существенно экранирование за счет сжимаемости электронного газа (см. текст).

В предельном случае высоких температур и низких плотностей, когда $\Gamma_j \ll 1$ и ионы образуют идеальный газ, применима теория Дебая—Хюккеля, которая дает

$$g(r)=\exp\left[-\frac{Z_1Z_2e^2}{rkT}\exp\left(-\frac{r}{r_D}\right)\right],\quad \frac{1}{r_D^2}=\frac{1}{r_{Di}^2}+\varkappa^2. \tag{5}$$

Здесь r_D — радиус экранирования заряда в плазме, определяемый ионным дебаевским радиусом r_{Di} $(r_{Di}^{-2}=(4\pi e^2/kT)\sum_j Z_j^2 n_j)$ и радиусом электронного экранирования $r_e=\varkappa^{-1}$ (см. ниже (13)). В силу (5) (см., например, [4]) в рассматриваемом случае $H(0)=Z_1Z_2e^2/(r_DkT)$, и экранирование слабо влияет на скорость реакции ($E\sim1$). Особенно наглядно это проявляется для ионов одного сорта ($\Gamma_1=\Gamma_2\ll1$) в вырожденном электронном газе, где, как правило, $\varkappa^2r_{Di}^2\ll1$ и

$$H(0)=\sqrt{3}\,\Gamma^{3/2},\quad \Gamma\equiv\Gamma_1=\Gamma_2=\frac{Z^2e^2}{akT},\quad a=\left(\frac{3}{4\pi n_i}\right)^{1/3}. \tag{6}$$

Эта формула применима при $T\gg T_l$, где температура T_l отвечает условию $\Gamma=1$ и изображена на рис. 1 для углеродной плазмы.

2. *Расчет фактора E методом Томаса—Ферми.* Цель данной работы — исследовать влияние экранирования в рамках применимости формул (2), (3) в обратном предельном случае низких температур и высоких плотностей, когда $\Gamma_j\gtrsim1$ и ионы образуют сильно неидеальную систему. На рис. 1 указанная область параметров соответствует температурам $T_t\lesssim T\lesssim T_l$. Дополнительно предполагаем, что электронный газ является вырожденным ($T<T_F$, где T_F — температура вырождения). Как видно из рис. 1, условие $T<T_F$ соблюдается во всей области $T_t\lesssim T\lesssim T_l$, исключая небольшой участок $T\gtrsim10^7$ K, $\rho\lesssim10^4$ г/см^3. Считаем, что плотность ρ много выше значения $\rho_0\sim AZ$ г/см^3, при котором $kT_F\gg Ze^2/a$ и ионы полностью ионизованы, а вырожденные электроны почти свободны. При $1\lesssim\Gamma\leqslant170$ ионы образуют жидкость (превращение газа в жидкость не сопровождается фазовым переходом), а при $\Gamma>170$ — кристалл (см. [5]). Для углеродной плазмы температура кристаллизации $T=T_m$ изображена на рис. 1. Отметим, что для ионов одного сорта температуры T_l, T_m зависят от Z как $T_l\propto Z^{5/3}$, $T_m\propto Z^{5/3}$, а температуры T_F и T_t от Z практически не зависят; граничная плотность $\rho_0\propto AZ\approx2Z^2$.

В рассматриваемых условиях экранирование, в основном, осуществляется ионами в несжимаемом электронном газе, однако определенный вклад дает и учет сжимаемости. Расчеты E в приближении несжимаемого электронного газа проводились в ряде работ [2, 6—11] и при $T\gtrsim T_t$ удовлетворительно согласуются друг с другом (см. раздел 3).

Учет сжимаемости нерелятивистского электронного газа для водородной плазмы ($Z = 1$) при $\Gamma \lesssim 10$ проводился в [12, 13] путем численного решения гиперцепных уравнений для функции $g(r)$ (см. (2)). Применимость этого метода (строго обоснованного при $\Gamma \lesssim 1$) для расчета E (т. е. $H(r)$ в точке $r = 0$) при $\Gamma \sim 10$ требует дальнейших обоснований. Результаты расчетов авторы работ [12, 13] аппроксимировали аналитическими формулами, которые, однако, вызывают сомнения, так как 1) в вырожденном электронном газе эти формулы неправомерно дают фактор E, не зависящий от сжимаемости газа (от параметра $\varkappa a$, см. ниже (11)): 2) формулы [12, 13] не воспроизводят табличного значения E при $r_s \equiv a_e m_e e^2/\hbar^2 = 1$, $\Gamma = 10$.

Кроме того, учет сжимаемости релятивистского электронного газа проводился в [14—16] при $\Gamma < 200$ и $Z \leqslant 26$ по упрощенной формуле $E = E_i E_e$, $E_e = \exp\ (-\langle \delta W \rangle /kT)$. Здесь E_i — фактор E в несжимаемом электронном газе, δW — поправка к энергии взаимодействия реагирующих ядер, обусловленная сжимаемостью электронного газа и вычисленная с помощью диэлектрической проницаемости вещества. Усреднение $\langle \ldots \rangle$ по ансамблю ионов производилось с использованием структурного фактора ионной жидкости. Однако такой метод расчета E_e представляется ошибочным в двух аспектах. Во-первых, усреднению подлежит не показатель экспоненты, а сама экспонента (см. раздел 1). Во-вторых, следует учитывать изменение вероятности сближения реагирующих ядер за счет сжимаемости электронного газа, приводящей к экранированию зарядов соседних ядер. Оба эти обстоятельства автоматически учитываются в приведенных выше формулах (2), (3). Расчет [14—16] не сводится к формализму (2), (3) и может давать сильно заниженные значения E_e (см. раздел 3).

В этой ситуации для исследования общей зависимости фактора E от сжимаемости электронного газа мы использовали модель Томаса—Ферми (без учета обмена и в приближении нулевой температуры электронов) для вещества высокой плотности (см., например, [17]). Данная модель применима для сильно взаимодействующей ионной системы ($\Gamma_j \gg 1$) при $Z_j \gg 1$ и позволяет получить аналитическое выражение для E при произвольном уравнении состояния электронного газа (при произвольной степени релятивизма электронов, при отсутствии или наличии квантующего магнитного поля).

В используемой модели вещество рассматривается как совокупность плотно упакованных «ионных шаров». В центре каждого шара находится ион, а внутренность шара сферически-симметричным образом заполнена электронным газом, заряд которого компенсирует заряд иона. Соседние шары взаимодействуют посредством сил давления.

В рассматриваемых условиях уравнения Томаса—Ферми можно решать итерациями, используя малость энергии взаимодействия электронов внутри шара по сравнению с кинетической энергией электронов. Стандартное применение теории возмущений до членов второго порядка малости включительно ведет к следующим выражениям для энергии W_j и давления P_j ионного шара радиуса a_j, содержащего ион с зарядом Z_je:

$$W_j = Z_j\varepsilon_0(n_e^{(j)}) - \frac{9Z_j^2e^2}{10\,a_j} - \frac{18}{175}\,\frac{Z_j^2e^2}{a_j}\,\varkappa^2a_j^2, \tag{7}$$

$$P_j = P_0(n_e^{(j)}) - \frac{3}{10}\,\frac{Z_j^2e^2}{a_j}\,n_j - \frac{6Z_j^2e^2}{175a_j}\,n_j\left(\varkappa^2a_j^2 - 3a_j^2\,\frac{\partial\varkappa^2}{\partial\ln n_0}\right). \tag{8}$$

Здесь $\varepsilon_0(n_e^{(j)})$ и $P_0(n_e^{(j)})$ — средняя энергия одного электрона и давление в свободном электронном газе с концентрацией $n_e^{(j)} = Z_j(4\pi a_j^3/3)^{-1}$; $\varkappa = (4\pi e^2\partial n_0/\partial\mu_0)^{1/2}$ — обратный радиус электронного экранирования в невозмущенном электронном газе (с концентрацией $n_0 = n_e$ и энергией Ферми μ_0). Слагаемые первого порядка малости, содержащие $Z_j^2e^2/a_j$, учитывают электростатическое взаимодействие электронов внутри шара друг с другом и с ионом в приближении несжимаемого электронного газа, а слагаемые второго порядка малости, содержащие $\varkappa^2a_j^2$ (при большой плотности обычно $\varkappa^2a_j^2 \ll 1$), представляют собой поправки, обусловленные сжимаемостью.

Пользуясь (7), (8), легко вычислить внутренние энергии U и U' исходной системы зарядов и системы со слившимся зарядом $1+2$. Рассматривая для простоты двухкомпонентную ионную плазму, имеем: $U = N_1W_1 + N_2W_2$, $U' = (N_1-1)\,W_1' + (N_2-1)\,W_2' + W_{12}'$. Радиусы ионных шаров в указанных системах (a_1, a_2; a_1', a_2', a_{12}') находятся из условия плотной упаковки (объем системы $V = (4\pi/3)(N_1a_1^3 + N_2a_2^3) = (4\pi/3)[(N_1-1)\,a_1'^3 + (N_2-1)\,a_2'^3 + a_{12}'^3]$ и равенства давлений: $P_1 = P_2$, $P_1' = P_2' = P_{12}'$. В данной модели энергии U и U' не зависят от T. Тогда в (3) $F - F' = U - U'$. После несложных преобразований получим:

$$H(0) = H_i + H_e,\ \ E = E_iE_e,\ \ E_i = \exp(H_i),\ \ E_e = \exp(H_e), \tag{9}$$

$$H_i = \frac{9}{10}(\Gamma_{12} - \Gamma_1 - \Gamma_2) = \frac{9}{10}\,\Gamma_e(Z_{12}^{5/3} - Z_1^{5/3} - Z_2^{5/3}), \tag{10}$$

$$H_e = \Gamma_e\varkappa^2a_e^2\left\{\frac{18}{175}\,(Z_{12}^{7/3} - Z_1^{7/3} - Z_2^{7/3}) + \right.$$

$$+\frac{3}{200}[(Z_1^{2/3}-Z_2^{2/3})^2(X_1^2Z_1+X_2^2Z_2)-$$

$$-Z_{12}(X_1Z_1^{2/3}+X_2Z_2^{2/3}+Z_{12}^{2/3})^2+2(Z_1^{7/3}-Z_2^{7/3}(X_1-X_2)+$$

$$+4Z_1^{2/3}Z_2^{2/3}(Z_2X_1+Z_1X_2)+2Z_{12}^{7/3}]\Big\}, \tag{11}$$

$$Z_{12}=Z_1+Z_2,\quad X_1=Z_1n_1/n_e,\quad X_2=Z_2n_2/n_e=1-X_1.$$

Здесь фактор E_i описывает изменение скорости термоядерной реакции в приближении несжимаемого электронного газа, а E_e учитывает эффект сжимаемости.

3. *Обсуждение результатов*. Проанализируем полученные выражения (9)—(11).

А. *Экранирование без учета сжимаемости электронного газа*. Формулы (9), (10) для E_i и H_i получена еще Солпитером [6] в модели ионных шаров, заполненных несжимаемым электронным газом. В частности, для ионов одного сорта

$$H_i=\alpha\Gamma,\qquad \alpha=\frac{9}{5}(2^{2/3}-1)=1.057, \tag{12}$$

где Γ дается формулой (6). Соотношение (12) подтверждается результатами [8], основанными на расчетах [18] энергии двухкомпонентной системы ионов в несжимаемом электронном газе методом Монте-Карло. Согласно [8] в широком интервале $1\lesssim\Gamma\lesssim160$ зависимость H_i от Γ слабо отличается от (12), причем при $\Gamma\gg1$ асимптотически $H_i=1.053\ \Gamma$.

Нужно отметить, что согласно многочисленным расчетам $g(r)$ методом Монте-Карло (см., например, [9, 11]) в области значений $0.4\lesssim r/a\lesssim$ $\lesssim1.6$ функция $H(r)$ хорошо аппроксимируется выражением $H(r)=\Gamma$ $[1.25-0.39\ (r/a)]$ (при $r<0.4a$ прямой расчет $g(r)$ методом Монте-Карло затруднителен, т. к. тесные сближения ионов очень маловероятны из-за сильного кулоновского отталкивания). Если экстраполировать это выражение вплоть до значений $r=0$, то вместо (12) получится $H_i=1.25\ \Gamma$. Однако, как следует из расчетов $H(r)$ при малых r в модифицированном гиперцепном приближении [3], подобная экстраполяция неправомерна, т. к. при $r<0.4\,a$ зависимость $H\,(r)$ отклоняется от линейной.

Отметим также, что расчеты E_i без наложенного выше ограничения $T\gtrsim T_i$ (с учетом того, что потенциал электрического поля, создаваемый окружающими ионами плазмы, меняется в области туннелирования ядер, $r\lesssim r_0$) в различных модельных предположениях производился в [7, 9—11].

Б. *Экранирование за счет сжимаемости электронного газа.* Пользуясь (9), (11), проанализируем влияние сжимаемости электронного газа на скорость протекания реакций. Полезно отметить, что в вырожденном идеальном электронном газе с произвольной степенью релятивизма величина $\varkappa$, входящая в (11), равна

$$\varkappa = \frac{\sqrt{3}\,\omega_{pe}}{v_F}, \quad \omega^2_{pe} = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}\left(1 - \frac{v_F^2}{c^2}\right)^{1/2}, \tag{13}$$

где ω_{pe} — электронная плазменная частота, v_F — фермиевская скорость электронов. Тогда в (11)

$$\varkappa^2 a_e^2 = 3\left(\frac{12}{\pi}\right)^{1/3} \frac{e^2}{\hbar v_F} = 0.03422\,\frac{c}{v_F}, \tag{14}$$

$$\frac{v_F}{c} = \left(\frac{p_F}{m_e c}\right)\left[1 + \left(\frac{p_F}{m_e c}\right)^2\right]^{-1/2}, \quad \frac{p_F}{m_e c} = 1.009\left(\frac{\rho_6}{\mu_e}\right)^{1/3},$$

p_F — фермиевский импульс. Часто сжимаемость электронного газа характеризуют параметром $r_s = a_e/a_B$, где a_B — боровский радиус. В силу (14) в вырожденном нерелятивистском электронном газе $\varkappa^2 a_e^2 = 2.4435\, r_s$, а в ультрарелятивистском газе $\varkappa^2 a_e^2 = 0.0342$ не зависит от r_s.

Согласно (9), (11), для ионов одного сорта получим

$$H_e = \beta\Gamma a^2\varkappa^2 = \beta\Gamma Z^{2/3} a_e^2 \varkappa^2, \quad \beta = \frac{36}{175}(2^{4/3} - 1) + \frac{3}{200}(2^{2/3} - 1)^2 = 0.323. \tag{15}$$

Первое слагаемое в выражении для β является основным и соответствует разности энергий ионных шаров, $W_1 + W_2 - W_{12}$ (см. вывод формулы (9)), вычисленной без учета изменения радиусов шаров за счет сжимаемости электронного газа ($a_j = a_j^{(0)}$, см. (1)). Второе слагаемое составляет всего 3% от первого.

Строго говоря, использованный метод адекватно описывает эффект сжимаемости электронного газа при $Z \gg 1$. Точность метода можно выяснить, если сравнить (7) с внутренней энергией однокомпонентной ионной жидкости, вычисленной в [19, 20] методом теории возмущений по сжимаемости нерелятивистского электронного газа в рамках формализма электронной диэлектрической проницаемости. При $\Gamma \gg 1$ и $Z \gg 1$, согласно [19], в формуле для W_1/kT сжимаемость электронного газа описывается слагаемым $\gamma\Gamma\varkappa^2 ka^2$, в котором численный коэффициент γ равен -0.1038. Это значение γ хорошо согласуется со значением $\gamma = -18/175 = -0.1029$, даваемым формулой (7). В то же время при $Z = 6, 2, 1$, согласно [20], $\gamma = 0.0528, 0.0356, 0.0196$. Поэтому можно ожидать, что общая зависимость (11), (15) от параметров электронного газа справедлива и при не очень больших Z, но численные коэффициенты в (11), (15) уменьшаются с уменьшением Z и могут несколько различаться в нерелятивистском и ультрарелятивистском электронном газе. Таким образом, метод Томаса—Ферми не позволяет получить количественно точные значения коэффициентов в (11), (15) при умеренных и малых Z. Детальный расчет этих коэффициентов при значениях $Z = 1 \div 6$, представляющих особенный интерес для астрофизических приложений, будет произведен в следующей работе.

Пользуясь (9), (11), (15), легко найти область температур, в которой экранирование за счет сжимаемости электронного газа сильно влияет на скорость термоядерной реакции ($E_e > 5$). На рис. 1 эта область отвечает температурам $T < T_e$. В релятивистском электронном газе ($\rho > 10^6$ г/см^3) температура T_e оказывается меньше температуры T_i, ниже которой проделанный расчет, строго говоря, неприменим (раздел 1). Эта часть кривой $T = T_e$ изображена штриховой линией. Таким образом, расчет E_e в релятивистском электронном газе для горения углерода (в рамках подхода раздела 1) справедлив лишь в той области температур, где фактор E_e близок к 1 (т. е экранирование за счет сжимаемости электронного газа малосущественно). В реакциях с участием более тяжелых ядер экранирование, обусловленное сжимаемостью релятивистского электронного газа, может играть более важную роль. Отметим, что для однокомпонентной ионной плазмы температура T_e зависит от Z как $T_e \propto Z^{7/3}$.

С уменьшением плотности в нерелятивистском вырожденном электронном газе экранирование за счет сжимаемости электронного газа становится все более сильным. При $\rho \sim \rho_0 \sim AZ$ г/см^3 оно оказывается столь же сильным, что и ионное экранирование ($H_e \sim H_i$), но проделанный расчет в этой области перестает быть применимым: начинают играть роль эффекты неполной ионизации и сильной неидеальности электронного газа.

Подчеркнем отличие полученных результатов от результатов [14—16]. Для этого отметим, что фактор экранирования E_e в [14—16] выражается через интеграл (содержащий структурный фактор однокомпонентной ионной плазмы), который вычислялся ранее в [18—20]. В частности, пользуясь значением этого интеграла [19], для случая $\Gamma \gg 1$, $Z \gg 1$, в котором применима формула (15), в рамках формализма [14—16] получим $H_e = 0.206\, \Gamma \varkappa^2 a^2$, что при $T < T_e$ дает фактор E_e, существенно меньший, чем фактор, вычисленный по формуле (15). Таким образом, в [14—16] влияние сжимаемости электронного газа на скорость термоядерной реакции сильно недооценено (по причинам, указанным в разделе 2).

В. *Экранирование за счет сжимаемости электронного газа в квантующем магнитном поле.* Хотя вклад E_e в усиление скорости реакции обычно меньше, чем E_i, он все же является существенным, особенно при наличии квантующего магнитного поля. Не слишком сильное поле, в котором ионная циклотронная частота ω_{Bi} меньше ионной плазменной частоты ω_{pi} ($B \ll 10^{14}\,\rho_6^{1/2}$ Гс), непосредственно не влияет на движение ионов. Однако, если такое поле ($B \sim 10^{12} \div 10^{13}$ Гс) квантует поперечное движение электронов, то оно может влиять на сжимаемость электронного газа: радиус электронного экранирования $\varkappa^{-1}$ в (11) отклоняется от значений, даваемых формулой (14). А именно, при увеличении ρ величина $\varkappa^2 a^2$ может испытывать квантовые осцилляции (см., например, [21]), обусловленные заполнением электронами новых уровней Ландау. Это приведет к вариациям фактора E_e. Подробный анализ таких вариаций будет проделан в последующих работах. Заметим, что квантующее магнитное поле может изменять температуру вырождения T_F и температуру T_e, а также увеличивает граничное значение плотности ρ_0, при которой электронный газ перестает быть идеальным.

Авторы благодарны Д. А. Варшаловичу, А. М. Хохлову и Э. В. Эргме за обсуждение работы.

Астросовет АН СССР
Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

A SIMPLE MODEL TO ACCOUNT FOR THE EFFECTS OF PLASMA SCREENING ON THERMONUCLEAR REACTION RATE

D. A. SHALYBKOV, D. G. YAKOVLEV

The Thomas-Fermi model in the high-density regime is used for analytic evaluation of the enhancement factor of thermonuclear reaction rate due to the plasma screening in a weakly nonideal degenerate electron gas and strongly coupled two-component ion liquid with large ion charges. The density and temperature domain is found in which the screening effect produced by the electron gas compressibility is important. It is pointed out that the latter effect may be influenced by strong magnetic fields $B \sim 10^{12}-10^{13}$ G which quantize the electron motion and change the electron screening length in a plasma. The results may be applied to degenerate cores of white dwarfs and envelopes of neutron stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. А. Франк-Каменецкий*, Физические процессы внутри звезд, Физматгиз, М., 1959.
2. *H. E. DeWitt, H. C. Graboske, M. S. Cooper*, Astrophys. J., 181, 439, 1973.
3. *Y. Rosenfeld, N. W. Ashcroft*, Phys. Rev., 20A, 1208, 1979.
4. *H. E. Mitler*, Astrophys. J., 212, 513, 1977.
5. *W. L. Slattery, G. D. Doolen, H. E. DeWitt*, Phys. Rev., 21A, 2087, 1980.
6. *E. E. Salpeter*, Austral. J. Phys., 7, 353, 1954.
7. *E. E. Salpeter, H. M. Van Horn*, Astrophys. J., 155, 183, 1969.
8. *B. Jancovici*, J. Stat. Phys., 17, 357, 1977.
9. *N. Itoh, H. Totsuji, S. Ichimaru*, Astrophys. J., 218, 477, 1977; 220, 742, 1978.
10. *A. Alastuey, B. Jancovici*, Astrophys. J., 226, 1034, 1978.
11. *N. Itoh, H. Totsuji, S. Ichimaru, H. E. DeWitt*, Astrophys. J., 234, 1079, 1979; 239, 414, 1980.
12. *S. Ichimaru, S. Tanaka, H. Ieyomi*, Phys. Rev., 29A, 2033, 1984.
13. *S. Tanaka, S. Ichimaru*, J. Phys. Soc. Jap., 53, 2039, 1984.
14. *S. Ichimaru, K. Utsumi*, Astrophys. J., 269, L51, 1983.
15. *S. Ichimaru, K. Utsumi*, Astrophys. J., 278, 382, 1984.
16. *S. Ichimaru, K. Utsumi*, Astrophys. J., 286, 363, 1984.
17. *С. Шапиро, С. Тьюкольски*, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, ч. 1, Мир, М., 1985.
18. *J.-P. Hansen, G. M. Torrie, P. Vieillefosse*, Phys. Rev., 16A, 2153, 1977.
19. *J.-P. Hansen*, J. Phys., 36, L133, 1975.
20. *S. Galam, J.-P. Hansen*, Phys. Rev., 14A, 816, 1976.
21. *Д. Г. Яковлев*, Астрон. ж., 59, 683, 1982.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.7—325.4

ДИСПЕРСИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ И ОТНОШЕНИЕ МАССА—СВЕТИМОСТЬ В КОМПАКТНОЙ ГРУППЕ ШАХБАЗЯН 166

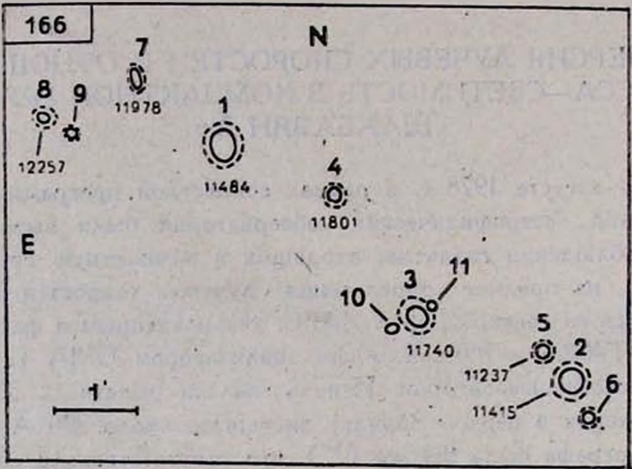
В июне—августе 1978 г. в рамках совместной программы Тартуской и Бюраканской астрофизических обсерваторий были выполнены спектральные наблюдения галактик, входящих в компактную группу Шахбазян 166 [1], на предмет определения лучевых скоростей. Наблюдения производились со спектрографом УАГС, установленным в фокусе Нэсмита телескопа ЗТА-2.6 и 500-канальным анализатором ОМА [2] Тартуской астрофизической обсерватории. Использовалась решетка с 325 штрихами на 1 мм, дающая в первом порядке дисперсию около 200 А/мм. Ширина щели спектрографа была 0.4 мм (2″), что соответствовало спектральному разрешению порядка 8 А. Всего для группы Шахбазян 166 было получено 9 записей спектров для 7 галактик из 11 [3]. Обработка результатов наблюдений производилась в Тарту по методике, описанной в [2]. Оценка точности определения лучевых скоростей (около 80 км/с) произведена в работе [4]. В табл. 1 приведены лучевые скорости галактик-членов группы, исправленные за движение Солнца и Земли по формуле:

$$\Delta V\,(\text{км/с}) = 300 \sin l^{\text{II}} \cos b^{\text{II}} + 30 \cos \beta \cdot \sin (\lambda_{\odot} - \lambda).$$

Таблица 1

Номер галактики	Исправленная V_r (км/с)
К. Г. 166 (1)	11480
(2)	11410
(3)	11740
(4)	11800
(5)	11240
(7)	11980
(8)	12260

На основании данных табл. 1 средняя скорость $\langle V_0 \rangle = 11\,700$ км/с, что соответствует расстоянию до группы (при $H = 75$ км/с· Мпк) в 156 Мпк. Среднее гармоническое расстояние $\langle R^{-1} \rangle^{-1} = 0.094$ Мпк (при этом не учитывались расстояния между галактиками 3 и 11, которые как спектрально, так и фотометрически наблюдались как одна галактика). Дисперсия лучевых скоростей $\langle \Delta V^2 \rangle^{1/2}$, исправленная за ошибки наблюдений, оказалась равной 329 км/с.



На рис. 1 приведена карта распределения лучевых скоростей в группе. Пунктиром обозначены внешние границы, а сплошной линией — передержанные области изображений галактик на E-картах Паломарского атласа.

Принимая для определения вириальной массы выражение согласно [5], имеем:

$$M = 3\pi G^{-1}\left(\frac{n}{n-1}\right)\langle \Delta V^2 \rangle \langle R^{-1} \rangle^{-1} = 2.4\cdot 10^{13}\ M_{\odot},$$

где n — число галактик в группе (галактики 3 и 11 считались за одну).

Видимые звездные величины галактик в V-цвете определялись методом детальной фотометрии негативов, полученных в прямом фокусе телескопа ЗТА-2.6 с использованием внефокальных изображений звезд для калибровки. Масштаб снимков около 21″/мм, размер диафрагмы при измеренных на микрофотометре МФ-2 соответствовал 100×100 мкм. В табл. 2 приведены интегральные видимые и соответствующие им абсолютные (исправленные также за поглощение в Галактике) величины, при $H = 75$ км/с Мпк.

Таблица 2

Номер галактики	V	M_V
К. Г. 166 (1)	$15\overset{m}{.}04$	$-21\overset{m}{.}39$
(2)	15.60	−20.83
(3+11)	15.52	−20.95
(4)	15.74	−20.69
(5)	16.21	−20.22
(6)	16.80	−19.63
(7)	15.58	−20.85
(8)	16.21	−20.22
(9)	17.32	−19.11
(10)	17.54	−18.89

Суммарная светимость 11 галактик оказалась равной $1.38 \cdot 10^{11}\ L_{\odot}$, а отношение масса — светимость около 170 $M_{\odot}/L_{\odot}$.

11 февраля 1987

Бюраканская астрофизическая обсерватория

А. С. АМИРХАНЯН
А. Г. ЕГИКЯН

The Dispersion of the Radial Velocities and Mass to Luminosity Ratio for the Compact group of Galaxies Shahbazian 166. For the members of the compact group of galaxies Shahbazian 166, the radial velocities have been measured. The dispersion of the radial velocities is equal to 329 km/s. The apparent and absolute magnitudes of galaxies in V as well as the mass to luminosity ratio are obtained. The latter is approximately equal to 170 $M_{\odot}/L_{\odot}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Б. Петросян*, Астрофизика, 10, 471, 1974.
2. *А. Каазик*, Публ. Тартуской обсерв., 50, 296, 1984.
3. *Я. Венник, А. Каазик, А. Амирханян*, Астрофизика, 18, 533, 1982.
4. *Я. Венник, А. Каазик*, Астрофизика, 18, 523, 1982.
5. *И. Д. Караченцев, В. Е. Караченцева*, Письма в Астрон. ж., 1, 3, 1975.

CONTENTS

ЦЕНА 1 Р. 80 К. ИНДЕКС 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)