ISSN - 0571 - 1712

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

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

"ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24г
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e–mail: astrofiz @ sci.am

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.387:520.82

UBVRI ФОТОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ RY PER

Н.М.ШАХОВСКОЙ, К.А.АНТОНЮК

Поступила 26 ноября 2003
Принята к печати 10 февраля 2004

В работе представлены результаты многоцветных фотометрических и поляриметрических исследований поведения затменной двойной системы RY Per в 2001-2003гг. Приводятся кривые блеска в *UBVRI* полосах. Проведен анализ изменений линейной поляризации, позволивший провести ее разделение на межзвездную и собственную. Показано, что степень собственной поляризации системы вне затмения достигает максимума (0.23%) в полосе *B* и быстро уменьшается с ростом длины волны. Такая зависимость показывает наличие в системе оптически толстого газа. Анализ поляриметрических данных позволил также сделать следующие выводы: суммарная масса оптически тонкого газа в системе составляет около $2 \cdot 10^{-10}\, M_{\odot}$, а полная масса оболочки должна быть в несколько раз больше; наклон плоскости орбиты двойной системы к плоскости Галактики равен 4° или 18°.

1. *Введение.* Затменная двойная RY Per (HD 17034, $\alpha_{2000} = 02^h45^m42^s.1$, $\delta_{2000} = +48°08'37''$) была открыта в 1906г. Церасской [1]. Затем исследовалась многими авторами с целью уточнения фотометрических элементов. Первые фотоэлектрические наблюдения были опубликованы Поппером и Дюмоном [2]. По ним были получены параметры системы [3]. Было показано, что менее массивная компонента относится к субгигантам и заполняет свою полость Роша, а более массивная компонента является звездой главной последовательности.

Спектроскопические исследования впервые провел Хилтнер [4]. Он выявил различия между радиальными скоростями, определенными по линиям водорода и гелия. Спектральные исследования системы были продолжены Поппером [5]. RY Per не является заурядной алголеподобной системой, так как спектральный класс массивной компоненты более ранний, чем обычно у таких звезд (B3 V).

Линейная поляризация RY Per ранее изучалась Н.М.Шаховским в интегральном свете [6]. Эти наблюдения показали сильные изменения параметров поляризации в главном минимуме блеска (затмении), свидетельствующие о наличии в системе протяженной несферической газовой оболочки. Анализ наблюдений позволил оценить общую массу оболочки ($\sim 3 \cdot 10^{-10}\, M_{\odot}$) и скорость потери массы горячей звездой ($\sim 5 \cdot 10^{-7}\, M_{\odot}$/год) [7].

В данной работе проведены результаты многоцветных фотометрических и поляриметрических исследований поведения RY Peг в 2001-2003гг. Целью работы является детальное изучение поведения линейной поляризации в различных состояниях блеска системы.

Новые наблюдения RY Peг были проведены на 125-см телескопе

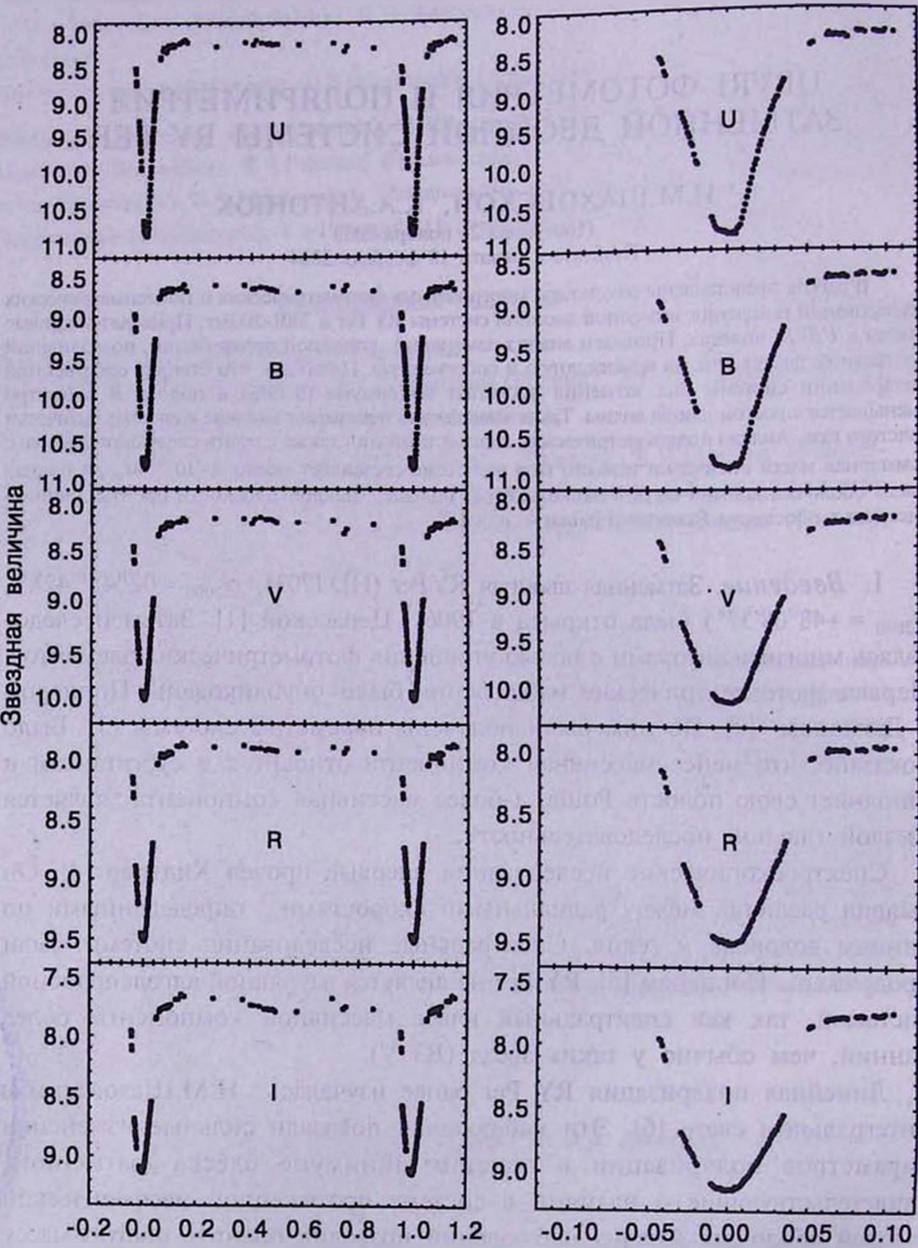


Рис.1. Средняя фазовая кривая блеска RY Peг в пяти цветах (левая панель). На правой панели подробней показана область главного минимума.

АЗТ-11 с пятиканальным *UBVRI* фотометром-поляриметром [8] в течение 34 ночей. По сравнению с наблюдениями 1961г., эти наблюдения дают существенно более высокую точность измерения линейной поляризации и позволяют изучать спектральную зависимость ее параметров. Одновременно с поляризационными наблюдениями проводилась *UBVRI* фотометрия. В качестве звезды сравнения использовалась звезда с координатами $\alpha_{2000} = 02^h44^m58^s$, $\delta_{2000} = +48°09'20''$, для которой нами были получены величины *UBVRI*, равные соответственно $11^m.40$, $11^m.23$, $10^m.56$, $10^m.00$, $9^m.65$, определенные привязкой к фотометрическим стандартам в системе Джонсона. Для учета инструментальной составляющей поляризации проводились регулярные измерения стандартов с большой и малой поляризацией.

Рис.1 показывает кривую блеска RY Per. Как и следовало ожидать, амплитуда изменения блеска существенно зависит от длины волны, падая от $2^m.6$ в полосах *U* и *B* до $1^m.14$ в *I*.

2. ***Анализ поляризационных наблюдений***. Результаты наблюдений поляризации даны в табл.1a, b. В них показаны средние значения степени поляризации *P* и фазового угла *PA* с их ошибками в пяти цветах для различных фаз. Данные табл.1a, b и рис.2 показывают, что существенные изменения наблюдаемых параметров поляризации происходят только в фазах, соответствующих главному минимуму блеска. Причиной этих изменений, очевидно, является эффект контраста - вклад рассеянного газовой оболочкой поляризованного излучения резко возрастает при ослаблении видимой яркости звезды. В фазах максимального блеска дисперсия измеренных параметров поляризации во всех цветах в основном соответствует их ошибкам.

Наблюдаемая поляризация RY Per является векторной суммой собственной и постоянной межзвездной поляризации. Считая, что изменения наблюдаемых параметров Стокса $P_X(ij)$, $P_Y(ij)$ полностью объясняются эффектом контраста, для всех моментов наблюдений *i* и всех цветов *j*, можно записать следующие соотношения:

$$P_X(ij) = P'_X(j) + P^*_X(ij) = P'_X(j) + P^*_{X0}(j)/L(ij), \qquad (1)$$

$$P_Y(ij) = P'_Y(j) + P^*_Y(ij) = P'_Y(j) + P^*_{Y0}(j)/L(ij), \qquad (2)$$

где P_X, P_Y - наблюдаемые параметры; P'_X, P'_Y и P^*_X, P^*_Y - соответственно параметры межзвездной и собственной поляризации; P^*_{X0}, P^*_{Y0} - средние значения собственной поляризации вне затмения; $L(ij)$ - относительная светимость звезды для *i*-го момента и *j*-го цвета. Значения $L(ij)$ можно получить из средних кривых блеска для каждого цвета. Следовательно, для каждого фильтра мы имеем системы линейных уравнений (1)-(2), из которых методом наименьших квадратов легко

Таблица 1а

JD	Фаза	U		B		V		R		I	
2452+...		P, %	σP	P, %	σP	P, %	σP	P, %	σP	P, %	σP
191.3915	0.0045	1.14	0.13	0.95	0.06	0.33	0.07	0.15	0.04	0.11	0.05
184.5887	0.0133	0.96	0.13	0.86	0.07	0.28	0.06	0.22	0.04	0.15	0.04
191.4603	0.0145	0.95	0.08	0.72	0.04	0.30	0.05	0.19	0.03	0.11	0.03
301.3258	0.0216	0.32	0.12	0.37	0.06	0.39	0.05	0.39	0.04	0.36	0.05
150.3601	0.0263	0.18	0.08	0.30	0.07	0.05	0.07	0.32	0.05	0.20	0.06
191.5543	0.0282	0.35	0.05	0.32	0.03	0.27	0.04	0.34	0.02	0.27	0.03
301.3814	0.0297	0.49	0.08	0.44	0.04	0.44	0.04	0.40	0.03	0.34	0.03
157.4623	0.0611	0.30	0.04	0.24	0.03	0.34	0.03	0.35	0.02	0.22	0.02
157.5378	0.0721	0.26	0.04	0.31	0.03	0.29	0.03	0.34	0.02	0.20	0.03
514.5140	0.0824	0.46	0.09	0.37	0.05	0.60	0.05	0.42	0.04	0.33	0.04
514.5352	0.0855	0.38	0.08	0.21	0.05	0.36	0.05	0.47	0.03	0.36	0.05
521.4637	0.0950	0.40	0.04	0.34	0.03	0.42	0.03	0.40	0.03	0.35	0.04
521.5127	0.1021	0.46	0.06	0.32	0.04	0.41	0.04	0.44	0.02	0.27	0.03
130.4540	0.1261	0.33	0.06	0.26	0.03	0.39	0.04	0.22	0.02	0.22	0.03
130.5220	0.1360	0.30	0.05	0.30	0.03	0.42	0.04	0.18	0.02	0.17	0.03
597.2605	0.1383	0.30	0.08	0.24	0.04	0.35	0.05	0.31	0.02	0.31	0.04
597.2822	0.1415	0.36	0.09	0.21	0.06	0.26	0.06	0.30	0.04	0.22	0.04
137.5190	0.1554	0.41	0.06	0.25	0.04	0.27	0.04	0.33	0.03	0.26	0.03
247.3773	0.1614	0.46	0.07	0.32	0.06	0.41	0.04	0.41	0.04	0.21	0.05
124.5263	0.2624	0.45	0.09	0.48	0.06	0.29	0.05	0.20	0.04	0.22	0.06
516.4963	0.3712	0.24	0.08	0.44	0.04	0.51	0.04	0.50	0.04	0.40	0.05
516.5201	0.3747	0.43	0.08	0.45	0.04	0.41	0.05	0.52	0.04	0.32	0.06
516.5436	0.3781	0.33	0.06	0.42	0.04	0.31	0.06	0.47	0.03	0.33	0.04
530.4823	0.4090	0.26	0.08	0.48	0.06	0.40	0.06	0.40	0.04	0.38	0.05
537.3745	0.4131	0.19	0.05	0.38	0.05	0.44	0.05	0.51	0.03	0.39	0.05
132.4322	0.4143	0.46	0.11	0.17	0.05	0.19	0.07	0.27	0.07	0.11	0.12
599.2750	0.4318	0.29	0.06	0.16	0.05	0.29	0.05	0.26	0.03	0.27	0.06
146.4789	0.4609	0.21	0.06	0.06	0.04	0.17	0.05	0.29	0.03	0.13	0.04
565.2605	0.4760	0.30	0.08	0.24	0.04	0.32	0.04	0.31	0.02	0.31	0.04
565.2822	0.4792	0.36	0.09	0.21	0.06	0.26	0.06	0.30	0.04	0.22	0.04
517.3933	0.5019	0.28	0.06	0.16	0.04	0.30	0.04	0.37	0.02	0.25	0.03
517.4408	0.5089	0.23	0.06	0.24	0.04	0.34	0.04	0.40	0.03	0.33	0.04
133.5427	0.5761	0.26	0.07	0.29	0.03	0.29	0.05	0.26	0.03	0.29	0.04
593.4660	0.5855	0.59	0.07	0.44	0.05	0.51	0.05	0.40	0.04	0.21	0.04
600.4081	0.5969	0.23	0.10	0.20	0.07	0.13	0.08	0.26	0.05	0.10	0.07
600.4464	0.6025	0.33	0.07	0.18	0.04	0.28	0.05	0.26	0.04	0.25	0.05
539.3671	0.7034	0.34	0.06	0.30	0.06	0.34	0.04	0.46	0.03	0.27	0.04
134.5458	0.7223	0.27	0.08	0.24	0.04	0.27	0.04	0.26	0.03	0.23	0.04
148.4722	0.7513	0.31	0.06	0.20	0.04	0.27	0.04	0.29	0.03	0.23	0.04
595.2504	0.8455	0.21	0.19	0.28	0.20	0.27	0.20	0.30	0.15	0.32	0.21
273.3920	0.9517	0.74	0.05	0.68	0.04	0.68	0.04	0.56	0.03	0.39	0.03
520.5216	0.9577	0.48	0.07	0.40	0.04	0.43	0.05	0.48	0.03	0.40	0.04
177.3906	0.9646	0.32	0.05	0.28	0.04	0.38	0.05	0.31	0.02	0.28	0.03
280.3716	0.9686	0.37	0.07	0.51	0.04	0.44	0.04	0.50	0.03	0.37	0.04
177.4480	0.9730	0.13	0.06	0.28	0.04	0.25	0.05	0.31	0.03	0.24	0.03
280.4282	0.9769	0.37	0.09	0.50	0.06	0.39	0.07	0.39	0.03	0.43	0.04
191.3282	0.9953	1.18	0.11	0.96	0.05	0.33	0.06	0.22	0.03	0.21	0.03

Таблица 1b

JD 2452+...	Фаза	*U* *PA*	*U* σ *PA*	*B* *PA*	*B* σ *PA*	*V* *PA*	*V* σ *PA*	*R* *PA*	*R* σ *PA*	*I* *PA*	*I* σ *PA*
191.3915	0.0045	29.5	3.3	27.4	1.8	38.5	5.6	64.3	7.7	80.6	11.1
184.5887	0.0133	30.2	3.8	29.8	2.1	40.5	6.1	64.1	5.1	81.8	7.3
191.4603	0.0145	26.4	2.4	32.4	1.7	47.6	4.3	76.5	3.7	84.2	7.6
301.3258	0.0216	52.5	10.6	73.2	4.7	87.8	3.9	94.5	2.8	100.4	3.7
150.3601	0.0263	9.1	12	33	6.1	112.6	26.2	107.2	4.7	96.4	7.6
191.5543	0.0282	74.1	4	73.5	2.4	82.7	3.6	95.1	2	99.1	2.8
301.3814	0.0297	103.2	4.5	83.2	2.5	89	2.7	96.8	1.8	94	2.8
157.4623	0.0611	104.6	3.6	102.4	3.3	102.7	2.6	104.1	1.7	102.9	2.9
157.5378	0.0721	107.4	4.6	105.3	2.4	103	3.3	103.7	1.7	102.8	4.1
514.5140	0.0824	103.3	5.6	104.9	3.8	104.4	2.5	102.9	2.8	102.3	3.2
514.5352	0.0855	103.1	5.6	94.9	6.5	106.1	4.1	103.4	1.7	103.7	3.6
521.4637	0.0950	100.3	3.1	98.2	2.5	102.7	2.2	100	2.1	102.2	3.1
521.5127	0.1021	108.8	3.7	109.2	3.4	104.8	2.9	100.6	1.5	105.3	3.4
130.4540	0.1261	102.7	5.5	91.1	3.7	100.4	2.7	129.8	3.2	124.7	3.5
130.5220	0.1360	102.9	4.3	92.8	2.5	97.7	2.3	121.4	3.6	118.9	4.9
597.2605	0.1383	97.6	7.6	99	4.8	94.1	4.1	101.3	2.1	105.5	3.8
597.2822	0.1415	98.8	6.6	93.7	7.4	102.7	6.9	100.6	3.4	97.5	4.9
137.5190	0.1554	104.8	4.2	97.8	4.5	103.8	4	102.6	2.7	106.1	3.4
247.3773	0.1614	103.9	4.4	88.3	4.9	89.1	2.4	97.5	2.9	97.6	6.5
124.5263	0.2624	113.6	5.8	95.5	3.8	103.8	5.3	118.5	5.4	115.2	7.1
516.4963	0.3712	99.4	9.5	97	2.8	93.7	2	93.9	2.5	86	3.5
516.5201	0.3747	107.6	4.9	91	2.4	103.1	3.5	99.1	1.9	93.3	5.3
516.5436	0.3781	113.5	4.8	89.7	2.8	96.1	5.4	96.6	1.6	95.3	3.4
530.4823	0.4090	85.3	8.2	94.2	3.3	102.3	4.3	95.1	2.7	102	3.6
537.3745	0.4131	92.4	7.8	88.9	3.6	93	3.1	95.7	1.7	99	3.6
132.4322	0.4143	100.8	6.9	78.2	7.4	109.6	9.3	92	7.5	60.7	22.6
599.2750	0.4318	105.3	6	104.9	7.8	99.3	5.3	110.2	3.8	107.5	6.4
146.4789	0.4609	117	7.6	84.6	15.7	98	7.7	103.1	2.7	90.7	7.5
565.2605	0.4760	97.6	7.6	99	4.8	96.8	3.7	101.3	2.1	105.5	3.8
565.2822	0.4792	98.9	6.6	93.5	7.4	102.7	6.9	100.7	3.4	97.6	5.0
517.3933	0.5019	90.7	6	92.6	7.1	99	3.7	102	1.8	95.4	3.6
517.4408	0.5089	111.2	7.9	92.4	4.6	107.1	3.5	96.4	1.9	96.5	3.1
133.5427	0.5761	104.4	7.9	93.5	3.1	100.4	4.8	107.5	3.7	116.5	4.2
593.4660	0.5855	100.8	3.5	108.8	2.9	110.5	2.8	107.7	2.5	109.6	5.2
600.4081	0.5969	122.4	11.7	100.8	9.5	79.6	14.9	97.9	5.4	103	16.9
600.4464	0.6025	101.9	5.6	80.3	6.4	96.7	4.5	99.6	4.2	106	5.5
539.3671	0.7034	95	5.2	86.5	5.4	102.1	3.7	99.7	1.8	97.2	4.2
134.5458	0.7223	105.7	7.6	85.3	5.2	94.5	4.6	99.3	3.4	96.7	4.8
148.4722	0.7513	93.1	5.8	88.3	5.5	92	4.4	99	2.8	98.5	4.9
595.2504	0.8455	139.1	20.8	173.1	17.4	123.3	18	121.8	13.1	122.6	16.2
273.3920	0.9517	92.1	2.2	94.6	1.5	98.1	1.5	100.7	1.4	96.9	2.3
520.5216	0.9577	107.2	3.9	106.2	3.2	105.4	3.5	103.9	2	105.3	2.8
177.3906	0.9646	85.3	4.6	79.8	3.6	88.3	3.4	103.6	1.9	91.5	3.0
280.3716	0.9686	94.2	5	86.8	2	100	2.9	96.5	1.6	101	2.7
177.4480	0.973	72.4	12.5	63.5	3.5	76.5	5.5	98.5	2.3	94.9	4.3
280.4282	0.9769	88.4	7.1	80.9	3.5	95.5	5.3	94.6	2.3	95.8	2.5
191.3282	0.9953	29.5	2.6	32.8	1.5	41.8	4.7	83.4	4.2	90.8	4.4

определить параметры как межзвездной, так и собственной поляризации вне затмения.

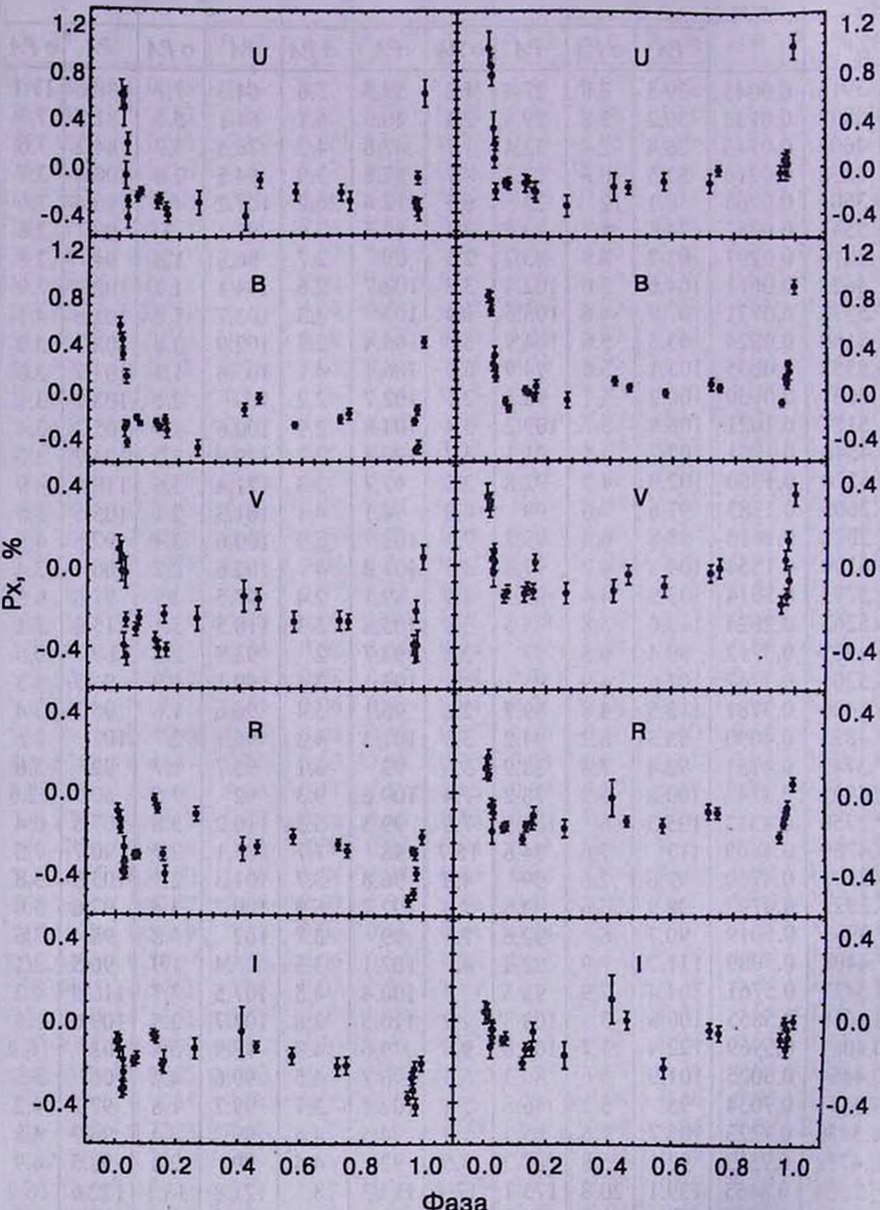


Рис.2. Зависимость нормированных параметров Стокса P_X, P_Y от фазы орбитального периода.

Рис.3 показывает зависимости наблюдаемых параметров Стокса P_X, P_Y от обратной светимости $1/L$. Из него видно, что для полос UBV эти зависимости достаточно хорошо представляются уравнениями вида (1)-(2).

Для полос *RI* соответствие хуже, что объясняется как меньшей амплитудой изменения блеска в этих полосах, так и меньшими величинами собственной поляризации. Отклонения отдельных точек от средних зависимостей могут быть связаны также с затмениями отдельных частей рассеивающей свет оболочки в некоторых фазах. Тем не менее, для всех цветов решение систем (1), (2) с учетом весов соответствующих точек позволяет получить достаточно определенные значения межзвездной и собственной поляризации.

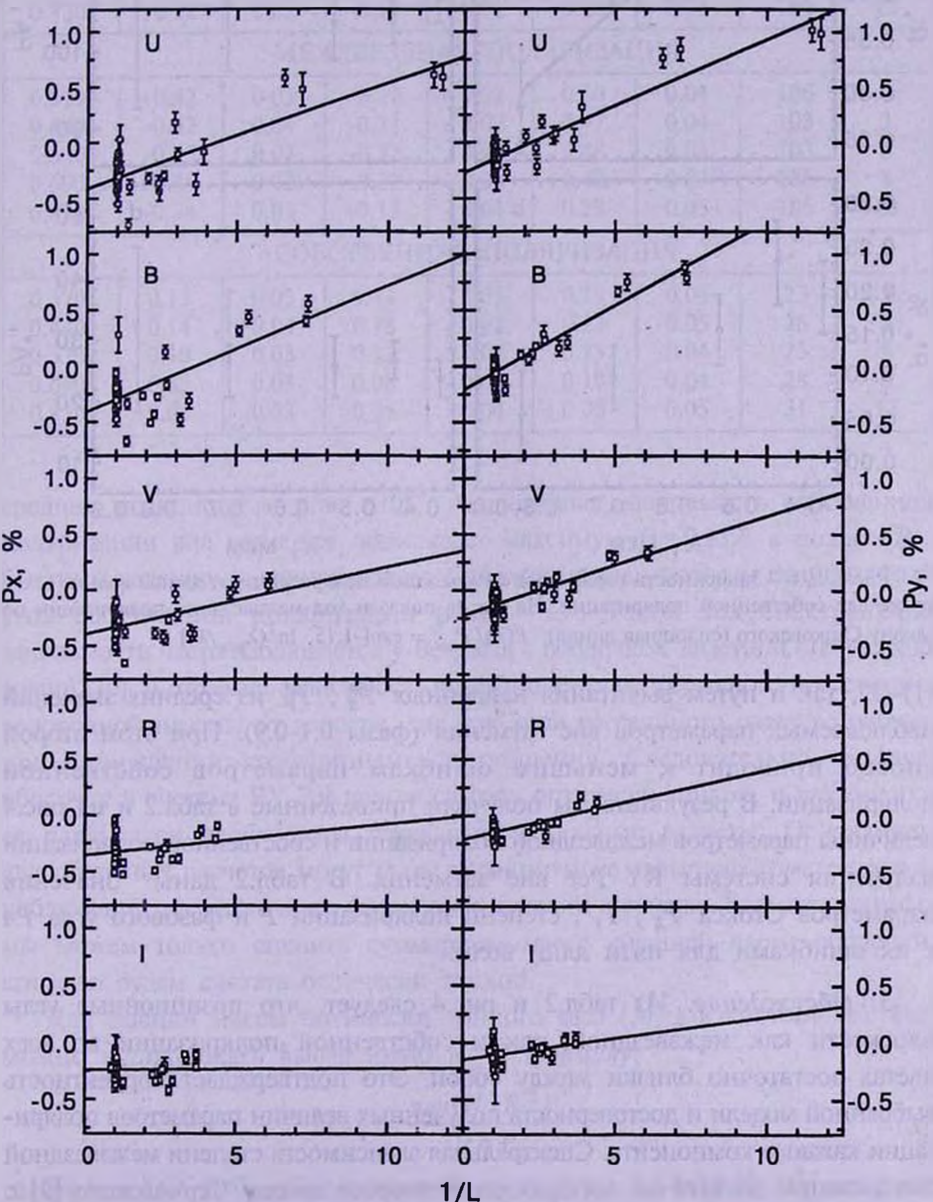


Рис.3. Зависимость нормированных параметров Стокса P_X, P_Y от обратной светимости в полосах *UBVRI*.

Зная полученные таким способом параметры межзвездной поляризации P'_X, P'_Y для всех цветов, можно найти параметры собственной поляризации излучения системы RY Per вне затмения как непосредственно из уравнений

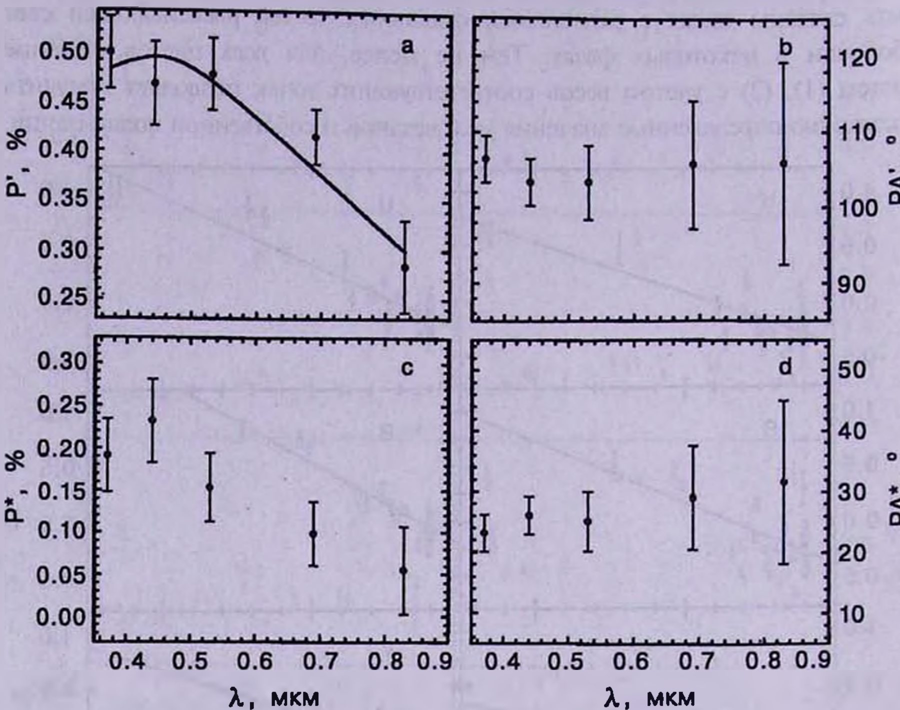


Рис.4. a, b - Зависимость параметров межзвездной поляризации от длины волны; c, d - то же для собственной поляризации. На рис.4a показан ход межзвездной поляризации по закону Серковского (сплошная линия): $P(\lambda)/P_{max} = \exp[-1.15 \cdot \ln^2(\lambda_{max}/\lambda)]$

(1)-(2), так и путем вычитания найденных P'_X, P'_Y из средних значений наблюдаемых параметров вне затмения (фазы 0.1-0.9). При этом второй способ приводит к меньшим ошибкам параметров собственной поляризации. В результате мы получили приведенные в табл.2 и на рис.4 величины параметров межзвездной поляризации и собственной поляризации излучения системы RY Per вне затмения. В табл.2 даны значения параметров Стокса P_X, P_Y, степени поляризации P и фазового угла PA с их ошибками для пяти длин волн.

3. *Обсуждение.* Из табл.2 и рис.4 следует, что позиционные углы плоскости как межзвездной, так и собственной поляризации во всех цветах достаточно близки между собой. Это подтверждает корректность выбранной модели и достоверность полученных величин параметров поляризации каждого компонента. Спектральная зависимость степени межзвездной поляризации достаточно хорошо удовлетворяет закону Серковского [9] с параметрами $P(\max) = 0.49 +/- 0.016\%$, $\lambda(\max) = 0.43 +/- 0.02$ мкм при

Таблица 2

λ, мкм	P_X, %	σP_X	P_Y, %	σP_Y	P, %	σP	PA, °	σPA
НАБЛЮДЕННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ								
0.370	-0.29	0.02	-0.13	0.02	0.32	0.02	102	3
0.440	-0.27	0.02	-0.03	0.01	0.28	0.02	92	3
0.530	-0.33	0.02	-0.10	0.01	0.34	0.02	98	5
0.690	-0.30	0.02	-0.13	0.01	0.33	0.03	102	8
0.830	-0.22	0.02	-0.10	0.01	0.24	0.02	102	13
МЕЖЗВЕЗДНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ								
0.370	-0.42	0.03	-0.27	0.02	0.50	0.04	106	3
0.440	-0.42	0.04	-0.21	0.02	0.47	0.04	103	3
0.530	-0.43	0.03	-0.22	0.02	0.48	0.04	103	5
0.690	-0.35	0.02	-0.22	0.01	0.42	0.03	105	8
0.830	-0.24	0.03	-0.15	0.04	0.28	0.05	105	13
СОБСТВЕННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ								
0.370	0.13	0.03	0.14	0.03	0.19	0.04	23	3
0.440	0.14	0.04	0.18	0.02	0.23	0.05	26	3
0.530	0.10	0.03	0.12	0.02	0.15	0.04	25	5
0.690	0.05	0.03	0.08	0.02	0.10	0.04	28	8
0.830	0.03	0.03	0.05	0.04	0.06	0.05	31	13

среднем позиционном угле ~105°. Аналогичная зависимость собственной поляризации вне затмения показывает максимум $P=0.23\%$ в полосе B с быстрым падением с длиной волны. Средний по всем полосам позиционный угол собственной поляризации равен ~25°. Такой ход спектральной зависимости часто наблюдается у Ве-звезд с оболочкой заметной оптической толщи [10] и отражает зависимость коэффициента непрерывного поглощения водородной плазмы от частоты, так как доля рассеянного света возрастает при уменьшении коэффициента поглощения. Следовательно, газовую оболочку в системе RY Per нельзя считать оптически тонкой, и для оценки ее параметров необходимы детальные модельные расчеты. Основанием для подобных расчетов могут быть высокоточные спектрофотометрические наблюдения на различных фазах орбитального периода. Без этих данных мы можем только оценить суммарную массу внешней части оболочки, которую будем считать оптически тонкой.

Для оценки массы оптически тонкого газа (M_{SH}) в системе RY Per, можно использовать выведенную в [7] формулу:

$$M_{SH} = \frac{\pi m(H) R^{*2} P^*}{\sigma W P_0}, \qquad (3)$$

где $m(H) = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г - масса атома водорода; $\sigma = 0.67 \cdot 10^{-24}$ см^2 - сечение электронного рассеяния; R^* - радиус яркого компонента системы; W -

коэффициент дилюции излучения в оболочке; P^{*} - степень поляризации собственного излучения системы вне затмения; P_0 - степень поляризации рассеянного оболочкой излучения. В [6] найдено, что для плоского кольца, лежащего в плоскости орбиты и достаточно удаленного от звезды,

$$P_0 = \sin^2 i/\left(2 + \sin^2 i\right), \qquad (4)$$

где i - угол наклона плоскости орбиты к картинной плоскости. При наклоне близком к 90° формула (4) дает $P_0 = 1/3 = 33\%$. Учитывая конечную геометрическую толщину рассеивающей оболочки и не слишком большое ее удаление от звезды, мы приняли несколько меньшее значение P_0=25%. Для оценки коэффициента дилюции мы полагаем, что оптически тонкая часть оболочки расположена во внешней части полости Роша главного компонента. Тогда, используя абсолютные размеры системы из работ [3,11], мы имеем:

$$R^{*} = 2.37 \cdot 10^{11}\ \text{см}, \quad R_{об} = 1.22 \cdot 10^{12}\ \text{см}, \quad W = \left(R^{*}/2\,R_{ОБ}\right)^2 = 0.01\,. \qquad (5)$$

Подставляя соответствующие данные в формулу (3), получаем:

$$M_{SH} = 4.04 \cdot 10^{23}\ \text{г} = 2 \cdot 10^{-10}\ M_{\odot}\,. \qquad (6)$$

Зная позиционный угол собственной поляризации RY Per, можно найти пространственную ориентацию плоскости орбиты системы и ее наклон к плоскости Галактики. Позиционный угол плоскости колебаний рассеянного излучения ортогонален к плоскости рассеяния. Следовательно, положение линии узлов орбиты в картинной плоскости будет равно $PA^{*} + 90 = 115°$ в экваториальной системе или 88°.6 в галактической системе координат. Тогда для угла наклона χ плоскости орбиты к плоскости Галактики имеем формулу [7]:

$$\cos\chi = \sin b \cdot \cos i \pm \cos b \cdot \sin i \cdot \cos PA\,, \qquad (7)$$

где b - галактическая широта звезды; i - наклонность орбиты, а PA - позиционный угол линии узлов в галактической системе. Подставив в (7) b=-10°.9, i=83°, PA=88°.6, получаем 2 значения χ, равные 4°.1 и 17°.9. Двузначность χ связана с неопределенностью знака i. Но для обоих значений χ наклон орбиты к галактической плоскости относительно невелик.

Принятая за основу при анализе поляризационных наблюдений модель однородной плоской газовой оболочки, существенно превышающей размеры компонент системы, является достаточно грубой. Реальная оболочка может иметь достаточно сложную структуру, влияние которой прослеживается в наших наблюдениях. Это влияние наиболее сильно проявляется во время частных фаз в начале и конце затмения В-звезды. Именно точки, соответствующие началу и концу затмения, наиболее сильно отклоняются от средних зависимостей на рис.3 в полосах UBV.

Эти отклонения можно объяснить влиянием наиболее плотной части оболочки вокруг B-звезды. Эта часть оболочки может быть газовым диском или потоком, окружающим горячую звезду. При наклонности 83°, частные затмения этого кольца нарушают симметрию видимой части рассеивающего вещества относительно плоскости орбиты и соответственно изменяют положение плоскости собственной поляризации. Это и приводит к отклонениям точек, полученных в частных фазах затмения, от средних зависимостей между наблюдаемыми параметрами Стокса P_X, P_Y и обратной светимостью $1/L$.

4. *Выводы.* Анализ пятицветных поляризационных наблюдений затменной двойной системы RY Per дал возможность сделать следующие выводы:

1. Изменения параметров линейной поляризации во время затмения, вызванные увеличением доли рассеянного газовой оболочкой света, позволили разделить межзвездную и собственную составляющие наблюдаемой поляризации.

2. Степень собственной поляризации системы вне затмения достигает максимума (0.23%) в полосе B и быстро уменьшается с ростом длины волны. Такая спектральная зависимость величины поляризации сходна с наблюдаемой у Be-звезд с оптически толстыми оболочками и свидетельствует о наличии в системе оптически толстого газа.

3. Суммарная масса оптически тонкого газа в системе RY Per составляет около $2 \cdot 10^{-10}\, M_\odot$, а полная масса оболочки должна быть в несколько раз больше.

4. Наклон плоскости орбиты двойной системы к плоскости Галактики равен 4° или 18°.

Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: antoniuk@crao.crimea.ua

UBVRI PHOTOMETRY AND POLARIMETRY OF ECLIPSING BINARY RY PER

N.M.SHAKHOVSKOY, K.A.ANTONYUK

Results of multicolor photometrical and polarimetrical investigations of the RY Per eclipsing binary behavior during 2001-2003 are presented. Light curves in *UBVRI* bands are shown. An analysis of linear polarization changes was done allowing the decomposition of observed polarization into interstellar and intrinsic components. It is shown that intrinsic polarization degree of this system out of eclipse reaches its maximum (0.23%) in band B and rapidly decreases to longer wavelength. Such dependence indicates the presence of optically thick gas in the system. The analysis of the polarimetrical data permitted us to make the following conclusions: the total mass of optically thin gas in the system is about $2 \cdot 10^{-10} M_{\odot}$, and full mass of the envelope must be higher a few times; the orbital plane inclination of the binary system to the Galactic plane is 4° or 18°.

Key words: *(stars):eclipsing - stars:individual:RY Per*

ЛИТЕРАТУРА

1. *W.Ceraski*, Mosc. Ann (2), **5**, 3, 1913.
2. *D.M.Popper*, *P.J.Dumont*, Astron. J., **82**, 216, 1977.
3. *W. Van Hamme*, *R.E.Wilson*, Astron. J., **92**, 1168, 1986.
4. *W.A.Hiltner*, Astrophys. J., **104**, 396, 1946.
5. *D.M.Popper*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **71**, 595, 1989.
6. *Н.М.Шаховской*, Канд. дис., ГАИШ, М., 1965.
7. *Н.М.Шаховской*, Астрон. ж., **41**, 1042, 1964.
8. *T.Korhonen*, *V.Piirola*, ESO Messenger, 1984.
9. *K.Serkovsky*, *D.S.Mathewson*, *V.L.Ford*, Astrophys. J., **196**, 261, 1975.
10. *G.V.Coyne*, Ricerche Astron. Specola Vaticana, **8**, 201, 1971.
11. *C.O.Edward*, *J.P.Marek*, Astron. J., **113**, 1, 425, 1997.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.337

О НОВЫХ УБЕГАЮЩИХ О-ЗВЕЗДАХ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ HIPPARCOS

Т.Г.МДЗИНАРИШВИЛИ

Поступила 29 августа 2003
Принята к печати 15 ноября 2003

С помощью анализа собственных движений по данным HIPPARCOS выявлены 12 новых убегающих О-звезд. Для этих звезд определены пекулярные тангенциальные и полные поперечные скорости. Приводится список обнаруженных убегающих звезд.

1. *Введение.* Как принято считать, предшественниками пульсаров являются массивные ОВ-звезды. Известно также, что значительная часть этих звезд расположена вдали от их предположительного места рождения - молодых рассеянных звездных скоплений и ОВ-ассоциаций. Такие звезды можно обнаружить по их удалению от галактической плоскости или по их высоким скоростям, так как из-за неточности в определении расстояния отдельных звезд исследование распределения звезд затруднено в плоскости Галактики. При исследовании распределения пульсаров и массивных ОВ-звед необходимо учитывать и распределение так называемых "убегающих" звезд, так как убегающие массивные звезды, наряду с обыкновенными ОВ-звездами, могут являться предшественниками пульсаров [1].

Убегающими звездами называются такие О и В-звезды, которые имеют высокие пространственные пекулярные скорости (т.е. скорости, исправленные из-за влияния движения Солнца относительно местного центроида и дифференциального вращения Галактики), достигающие 200 км/с. Эти звезды характеризуются почти полным отсутствием кратности. Частота убегающих звезд, являющаяся функцией спектрального класса, быстро убывает от 20% для О-звезд до 2.5% для B0 - B0.5 звезд и достигает даже меньшего уровня у B1 - B5-звезд [2].

В 1961г. А.Блаау обнаружил 19 убегающих звезд. Эти звезды имели пространственную пекулярную скорость выше 40 км/с. Для некоторых звезд экстраполяция обратно направленной пекулярной скорости указывала на предполагаемые места рождения этих эвезд - молодые звездные скопления и ОВ-ассоциации [3]. Исследование убегающих звезд было значительно расширено в работах [4,5]. На основе данных астрометрического спутника HIPPARCOS была исследована кинематика некоторого подмножества уже известных по данным лучевых скоростей убегающих О-звезд и звезд Вольфа-Райе [6,7].

На сегодняшний день существуют две теории происхождения убегающих звезд. Первая теория - сценарий, в котором звезда вылетает из компактной группировки звезд во время динамической эволюции скопления [8,9]. Вторая теория - сценарий двойной звезды-сверхновой [3]. Полный сценарий эволюции массивной двойной системы был разработан в трудах [10,11]. Считается, что оба сценария имеют право на существование.

Статистическое исследование убегающих звезд является актуальной задачей при установлении механизма их происхождения. Актуальным является также сравнение некоторых параметров популяции убегающих звезд и популяции пульсаров, большинство которых, как известно, сами являются убегающими объектами [12]. В данной работе, на основе обработки данных HIPPARCOS, среди массивных О-звезд выявлены новые убегающие объекты, и приводится список этих звезд.

2. *Определение пекулярных скоростей.* Наиболее полным списком убегающих О-звезд на сегодняшний день остается список Крус-Гонсалеса и др. [13], который включает 72 О-звезды. Этот список базируется в основном на данных лучевых скоростей.

Миссия астрономического спутника HIPPARCOS дала возможность измерить собственные движения с высокой точностью более 100000 звезд.

Статистический анализ собственных движений по данным HIPPARCOS для 66 известных убегающих О-звезд из списка Крус-Гонсалеса и др. был выполнен в работах [6,7], в которых установлено, что в пределах ошибок результаты обработки данных о пекулярных лучевых скоростях совместимы с результатами обработки данных о тангенциальных скоростях убегающих О-звезд.

На основе данных HIPPARCOS нами был составлен каталог собственных движений и некоторых других основных параметров 275 О-звезд с целью выявления убегающих звезд [14,15]. Этот каталог охватывает и данные вышеуказанных 66 О-звезд.

Для обнаружения убегающих звезд по собственным движениям, руководствуясь результатами работ [6,7], мы использовали критерий:

$$(V_t)_{pec} > 42 + \sigma(V_t)_{pec} \text{ км/с}, \qquad (1)$$

где $(V_t)_{pec}$ - тангенциальная составляющая пекулярной скорости, $\sigma(V_t)_{pec}$ - стандартное отклонение $(V_t)_{pec}$. В критерий (1) основное значение 42 км/с взято с намерением согласовать критерии селекции убегающих звезд по собственным движениям с критерием селекции убегающих звезд по лучевым скоростям по списку Крус-Гонсалеса и др. По этому списку селекция производилась по пекулярным лучевым скоростям $|(V_r)_{pec}|$ выше 30 км/с. Поскольку в тангенциальную скорость входят две составляющие проекции вектора пространственной скорости на картинную плоскость, величина 30 км/с умножается на $\sqrt{2}$.

Для определения $(V_t)_{pec}$ были использованы координаты галактического полюса для эпохи 1991.25, рекомендованные консорциумом HIPPARCOS: $\alpha_G = 192^\circ.85948$, $\delta_G = 27^\circ.12825$ и долгота восходящего узла $l_0 = 32^\circ.93192$.

Для звезды с экваториальными координатами (α, δ) по известным соотношениям [16] имеем

$$\sin b = \cos\delta \cdot \cos\delta_G \cdot \cos(\alpha - \alpha_G) + \sin\delta \cdot \sin\delta_G\ , \tag{2}$$

$$\cos b = \sqrt{1 - \sin^2 b}\ , \tag{3}$$

$$\cos(l - l_0) = \frac{\sin(\alpha - \alpha_G)\cos\delta}{\cos b}\ , \tag{4}$$

$$\sin(l - l_0) = \frac{\sin\delta \cdot \cos\delta_G - \cos\delta \cdot \sin\delta_G \cdot \cos(\alpha - \alpha_G)}{\cos b}\ , \tag{5}$$

$$\cos\psi = \frac{\sin\delta_G \cdot \cos\delta - \cos\delta_G \cdot \sin\delta \cdot \cos(\alpha - \alpha_G)}{\cos b}\ , \tag{6}$$

$$\sin\psi = \frac{\sin(\alpha - \alpha_G)\cos\delta_G}{\cos b}\ , \tag{7}$$

$$\mathrm{ctg}\psi = \mathrm{ctg}\left(90^\circ - \delta_g\right)\cos b \cdot \sec l - \sin b \cdot \mathrm{tg}\, l \tag{8}$$

где l и b - галактические координаты звезды, а ψ - галактический параллактический угол.

$$\mu_l = \mu_\alpha \cos\psi + \mu_\delta \sin\psi\ , \tag{9}$$

$$\mu_b = -\mu_\alpha \sin\psi + \mu_\delta \cos\psi\ , \tag{10}$$

где $\mu_\alpha = (d\alpha/dt)\cos\delta$ и $\mu_\delta = d\delta/dt$ - компоненты собственного движения в экваториальной системе координат, а $\mu_l = (dl/dt)\cos b$ и $\mu_b = db/dt$ - компоненты собственного движения в галактической системе координат [17].

Наблюдаемые собственные движения можно представить как сумму движения Солнца относительно местного центроида, галактического вращения и пекулярного движения:

$$\mu_l = (\mu_l)_0 + (\mu_l)_{rot} + (\mu_l)_{pec}\ , \tag{11}$$

$$\mu_b = (\mu_b)_0 + (\mu_b)_{rot} + (\mu_b)_{pec}\ , \tag{12}$$

где первые слагаемые определяются из формул

$$K \cdot r \cdot (\mu_l)_0 = U_0 \sin l - V_0 \cos l\ , \tag{13}$$

$$K \cdot r \cdot (\mu_b)_0 = U_0 \cos l \cdot \sin b + V_0 \sin l \cdot \sin b - W_0 \cos b\ . \tag{14}$$

В формулах (13)-(14) r - расстояние звезды от Солнца, которое измеряется в кпк, U_0, V_0, $W_0 = 9$, 11, 6 км/с - компоненты скорости Солнца относительно местного центроида в галактической системе координат;

K - переводящий коэффициент размерности произведения $r \cdot \mu$ в км/с [6,7].

Составляющие галактического вращения определяются из кинематической модели Галактики, предпологающей, что центроиды движутся по круговым орбитам вокруг оси симметрии Галактики в плоскостях, параллельных ее основной плоскости, по формулам [17]

$$K \cdot r \cdot (\mu_l)_{rot} = \frac{R_0 \cdot (\omega - \omega_0)\cos l}{\cos b} - \omega \cdot r, \qquad (15)$$

$$K \cdot r \cdot (\mu_b)_{rot} = -R_0 \cdot (\omega - \omega_0)\sin b \cdot \sin l, \qquad (16)$$

при допущении, что кривая галактического вращения имеет постоянное значение для галактоцентрических расстояний $3 \le R \le 18$, где R измеряется в кпк.

Галактоцентрическое расстояние вычисляется по формуле

$$R^2 = R_0^2 + r^2\cos^2 b - 2rR_0 \cos b \cdot \cos l, \qquad (17)$$

где $R_0 = 8.5$ кпк - расстояние Солнца от центра Галактики. Допускается также, что угловая скорость вращения $\omega = \omega(R, z) = V_c / R$, где z - расстояние звезды до плоскости Галактики, $V_c = 220$ км/с - круговая скорость Солнца на расстоянии R_0. В итоге имеем

$$(\mu_l)_{pec} = \mu_l - (\mu_l)_0 - (\mu_l)_{rot}, \qquad (18)$$

$$(\mu_b)_{pec} = \mu_b - (\mu_b)_0 - (\mu_b)_{rot}. \qquad (19)$$

Составляющие тангенциальной пекулярной скорости по l и b - $(V_{tl})_{pec}$ и $(V_{tb})_{pec}$ определяются по формулам

$$(V_{tl})_{pec} = K \cdot r \cdot (\mu_l)_{pec}, \qquad (20)$$

$$(V_{tb})_{pec} = K \cdot r \cdot (\mu_b)_{pec}, \qquad (21)$$

а полная тангенциальная пекулярная скорость

$$(V_t)_{pec} = \sqrt{(V_{tl})^2_{pec} + (V_{tb})^2_{pec}}. \qquad (22)$$

3. *Оценка ошибок определения пекулярной тангенциальной скорости.* Для оценки стандартного отклонения определения пекулярной тангенциальной скорости $\sigma(V_t)_{pec}$ допускается, что во всех наблюдаемых величинах ошибки являются независимыми величинами и расстояния до OB-звезд определяются с точностью 30% от принимаемого расстояния r (т.е. $\sigma(r) = 0.3 \cdot r$), что соответствует существующему космическому разбросу $0^m.7$ в абсолютных величинах M_v для OB-звезд. При обработке данных мы использовали фотометрические расстояния O-звезд, приведенные в каталоге [13]. Составляющие пекулярной скорости $(\mu_l)_{pec}$ и $(\mu_b)_{pec}$ определяются из соотношений (18)-(19), где μ_l и μ_b определяются из наблюденных величин μ_α и μ_δ по соотношениям (9)-(10), а $(\mu_l)_0$,

$(\mu_b)_0$, $(\mu_l)_{rot}$ и $(\mu_b)_{rot}$, в свою очередь, определяются из соотношений (13)-(14) и (15)-(16). Если пренебречь слабой корреляцией между оценками величин $(\mu_l)_0$ и $(\mu_l)_{rot}$, и величин $(\mu_b)_0$ и $(\mu_b)_{rot}$, то из соотношений (18)-(19) будем иметь

$$\sigma^2(\mu_l)_{pec} = \sigma^2(\mu_l) + \sigma^2(\mu_l)_0 + \sigma^2(\mu_l)_{rot}\,, \tag{23}$$

$$\sigma^2(\mu_b)_{pec} = \sigma^2(\mu_b) + \sigma^2(\mu_b)_0 + \sigma^2(\mu_b)_{rot}\,. \tag{24}$$

Как известно, при малых ошибках дисперсия погрешности определения значений функции нескольких аргументов $f(x, y, ...)$ - $\sigma^2(f)$ определяется при помощи соотношения [18]

$$\sigma^2(f) = \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \sigma^2(x) + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \sigma^2(y) + \ldots . \tag{25}$$

Полное пекулярное собственное движение определяется из формулы:

$$\mu_{pec} = \sqrt{(\mu_l)^2 + (\mu_b)^2}\,. \tag{26}$$

Из соотношения (25) следует

$$\sigma^2(\mu_{pec}) = \frac{(\mu_l)^2_{pec}}{\mu^2_{pec}} \sigma^2(\mu_l)_{pec} + \frac{(\mu_b)^2_{pec}}{\mu^2_{pec}} \cdot \sigma^2(\mu_b)_{pec}\,. \tag{27}$$

Как видно из соотношения (27), для определения дисперсии полного пекулярного собственного движения требуется знание дисперсий, составляющих $\sigma^2(\mu_l)_{pec}$ и $\sigma^2(\mu_b)_{pec}$, которые, в свою очередь, можно определить из соотношений (23)-(24), (9)-(10), (13)-(14) и (15)-(16), применяя разложение (25).

При помощи формулы (27) и соотношения (25), окончательно имеем

$$\sigma^2(V_t)_{pec} = \sigma^2(K \cdot \mu_{pec} \cdot r) = K^2\left[r^2 \cdot \sigma^2(\mu_{pec}) + \mu^2_{pec} \cdot \sigma^2(r)\right]. \tag{28}$$

Описанная методика вычислений применима при малых погрешностях определения тангенциальной пекулярной скорости, однако, как показано в работе [6], ее можно использовать в задаче выявления убегающих звезд и в случае сравнительно больших погрешностей.

4. *Анализ обработки данных.* После обработки данных HIPPARCOS для 275 О-звезд по вышеописанной методике было выявлено 19 убегающих звезд, список которых приводится в табл.1.

Из нашего списка убегающих звезд 7 звезд: HD 34078, HD 41997, HD 116852, HD 328209, HD 157847, HD 160641 и HD 227018 совпали со звездами списка убегающих звезд Моффата и др. [6,7]. В последнем списке имеется всего 9 убегающих О-звезд. Две оставшиеся звезды - CD 4911137 и HD 168941, которые приводятся в этом списке, классифицируются как звезды спектрального класса О. Однако проверка данных HIPPARCOS показала, что они принадлежат к спектральному классу В и данные этих звезд нами не обрабатывались.

Следует отметить, что в работах [6,7] использовались скорректированные по новейшим данным расстояния до исследуемых звезд по каталогу [13]. Мы же пользовались непосредственно фотометрическими расстояниями, приведенными в этом каталоге, вследствие чего значения наших пекулярных скоростей различаются от значений пекулярных скоростей,

Таблица 1

СПИСОК УБЕГАЮЩИХ О-ЗВЕЗД ПО ДАННЫМ HIPPARCOS

N	HIP	HD	α	δ	μ_α	$\sigma(\mu_\alpha)$	μ_δ	$\sigma(\mu_\delta)$	l°	b°	$(V_t)_{pec}$	$42+\sigma(V_t)_{pec}$	V_t	r
1	11473	15137	$2^h27^m59^s.8$	$52^\circ32'57''.5$	0.67	0.65	-5.08	0.73	137.462	-7.57	80.19	68.74	81.85	3.37
2	13308	17520	2 51 14.5	60 23 9.8	8.08	1.03	-7.13	1.75	137.217	0.88	121.5	81.03	116.5	2.28
3	24575	34078	5 16 18.2	34 18 44.3	-4.1	0.66	43.2	0.44	172.081	-2.26	120.2	78.23	107	0.52
4	26272	36879	5 35 40.5	21 24 11.7	-5.6	1.01	-7.91	0.55	185.22	-5.88	81.46	67.82	89.12	1.94
5	29147	41997	6 8 55.8	15 42 18.2	-3.3	1.19	-11.4	4.76	194.145	-1.98	75.9	75.51	84.35	1.5
6	35707	57682	7 22 2.05	-8 58 45.7	9.39	0.85	14.2	0.6	224.414	2.63	98.96	72.08	96.97	1.2
7	37169	61347	7 38 16.1	-13 51 1.2	1.14	0.9	4.13	0.63	230.60	3.80	72.56	69.31	83.87	4.13
8	65890	116852	13 30 23.5	-78 51 20.5	8	0.66	-7.68	0.73	304.88	-16.13	122.0	79.23	91.46	1.74
9	80755	328209	16 29 19.2	-44 28 14.2	-8.3	1.65	-0.41	1.14	338.48	2.84	142.5	94.83	174.1	4.43
10	83499	153919	17 3 56.8	-37 50 38.9	1.9	0.81	4.71	0.53	347.75	2.17	73.48	65.50	56.09	2.33
11	84922	156359	17 21 18.7	-62 55 5.3	4.13	1.2	-10.4	1.08	328.68	-14.52	335.0	154.8	451.6	8.55
12	85331	157857	17 26 17.3	-10 59 34.6	-11	1.14	0.38	0.85	12.97	13.31	114.0	78.06	114.2	2.27
13	86605	160641	17 41 51.6	-17 53 48.4	-1.6	2.28	1.57	1.55	9.00	6.49	483.9	249.7	145.8	13.6
14	90600	B-084617	18 29 14.3	-8 33 40.8	1.2	1.32	3.79	1.06	22.79	1.0	84.87	72.3	55.97	2.97
15	92210	173820	18 47 34.7	-6 18 27.2	-3	2.06	-0.48	1.39	26.88	-2.02	263.49	153.7	146.2	0.1
16	97796	188001	19 52 21.8	18 40 18.7	-0.2	0.51	-10.5	0.34	56.4828	-4.33	75.84	65.47	121.9	2.46
17	98418	227018	19 59 49.1	35 18 33.5	-6	0.83	-10.8	0.83	71.5825	2.87	102.2	74.92	175.6	3.01
18	99580	192281	20 12 33.1	40 16 5.4	-7.8	0.53	-2.54	0.56	77.1245	3.4	61.73	61.45	86.69	2.24
19	114482	218915	23 11 6.95	53 3 29.6	-2.4	0.58	-6.17	0.58	108.063	-6.89	86.42	70.45	129	4.11

В табл.1: N - номер звезды нашего списка убегающих О-звезд; HIP-обозначение звезды в каталоге HIPPARCOS; HD - обозначение звезды в каталоге HD или другое обозначение; α, δ - экваториальные координаты; μ_α, $\sigma(\mu_\alpha)$, μ_δ, $\sigma(\mu_\delta)$ - данные котолога HIPPARCOS в миллисекундах дуги в году; l° и b° - вычисленные галактические координаты звезды; $(V_t)_{pec}$ - пекулярная тангенциальная скорость в км/с; $42+\sigma(V_t)_{pec}$ - значение критерия селекции убегающих звезд в км/с; V_t - полная поперечная скорость звезды относительно Солнца ($V_t = K \cdot \mu \cdot r$) и r - фотометрическое расстояние звезды в кпк по каталогу [13].

определенных в работах [6,7]. По нашему мнению, совпадение выявленных нами убегающих звезд с убегающими звездами из списка Моффата и др., указывает на то, что скорректированные расстояния незначительно влияют на выявление убегающих звезд и результаты совместимы в пределах ошибок.

В табл.1 приводятся 12 новых, ранее неизвестных убегающих О-звезд, обнаруженных нами по данным собственных движений HIPPARCOS: HD 15137, HD 17520, HD 36879, HD 57682, HD 61347, HD 153919, HD 156359, B - 084617, HD 173820, HD 188001, HD 192281, HD 218915.

Из таблицы видно, что три звезды - HD 156359, HD 160641 и HD 173820 имеют аномально высокие пекулярные скорости, которые превосходят вышеуказанный предел скорости 200 км/с. Заметим, что они находятся на значительном расстоянии от Солнца ($r > 8$ кпк). По-видимому, их высокие значения скоростей являются результатом неточности применяемой нами модели вращения Галактики на таких больших расстояниях или результатом значительных ошибок в определении расстояний.

Сравнение полученных пекулярных тангенциальных и полных поперечных скоростей показывает, что они могут иметь и значительно различающиеся значения. По этой причине при выявлении убегающих звезд, предпочтение следует отдать методу анализа пекулярных тангенциальных скоростей, а не методу анализа полных поперечных (трансверсальных) скоростей, который часто применяется в пульсарной астрономии [19]. В последнем методе не учитывается влияние движения Солнца относительно местного центроида и дифференциального вращения Галактики на тангенциальную скорость.

5. *Выводы*. 1) На основе данных HIPPARCOS о собственных движениях звезд нами обнаружено 12 новых убегающих звезд.

2) При выявлении убегающих звезд по собственным движениям предпочтение следует отдать методу, основанному на анализе пекулярных тангенциальных скоростей, а не применяемому в пульсарной астрономии методу, основанному на анализе полных поперечных скоростей.

При выполнении работы мы использовали данные Canadian Astronomy Data Centre (<http://cadcwww.dao.nrc.ca/astrocat/hipparcos/>). Автор выражает благодарность центру CADC, а также К.Квирквелия и М.Марсагишвили за полезное обсуждение.

Абастуманская астрофизическая обсерватория,
Грузия, e-mail: tmdzinarishvili@yahoo.com

ON NEW RUNAWAY O-STARS WITH HIPPARCOS

T.G.MDZINARISHVILI

12 new runaway O-stars have been revealed by an analysis of HIPPARCOS proper motions. The peculiar tangential and total transverse velocities have been determined for these stars. A list of discovered runaway stars is presented.

Key words: *stars:early type - stars:runaway*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Т.Мдзинаришвили*, *Р.Дзигвашвили*, Астрофизика, **44**, 571, 2001.
2. *A.Blaauw*, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., **35**, 207, 1993.
3. *A.Blaauw*, Bull. Astr. Inst. Netherlands, **15**, 265, 1961.
4. *D.G.Gies*, *C.T.Bolton*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **61**, 419, 1986.
5. *D.G.Gies*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **64**, 545, 1987.
6. *A.F.G.Moffat*, *S.V.Marchenko*, *W.Seggewiss et al.*, Astron. Astrophys., **332**, 949, 1998.
7. *A.F.G.Moffat*, *S.V.Marchenko*, *W.Seggewiss et al.*, Astron. Astrophys., **345**, 321, 1999.
8. *В.А.Амбарцумян*, Уч. зап. ЛГУ, **22**, 19, 1938.
9. *A.Poveda*, *J.Riuz*, *C.Allen*, Bol. Obs. Ton. y Tac., **178**, 159, 1967.
10. *E.P.J. van den Huevel*, Nature Phys. Sci., **242**, 71, 1973.
11. *А.Г.Масевич*, *А.В.Тутуков*, Эволюция звезд: теория и наблюдения. Наука, М., с.280, 1988.
12. *J.E.Gunn*, *J.P.Osriker*, Astrophys. J., **160**, 979, 1970.
13. *C.Cruz-Gonzalez*, *E.Recillas-Cruz*, *R.Costero et al.*, Rev. Mex. Astron. Astrof., **1**, 217, 1974.
14. http://cadcwww.dao.nrc.ca/astrocat/hipparcos/
15. *T.G.Mdzinarishvili*, *M.V.Tarasashvili*, Bull. Abast. Astrophys. Observ., **76**, 243, 2003.
16. Астрономический календарь: Постоянная часть. Наука, М., 1981, с.704.
17. *П.Г.Куликовский*, Звездная астрономия. Наука, М., 1985, с.272.
18. *А.С.Чеботарев*, Способ наименьших квадратов с основами теории вероятностей, Геоиздат. М., 1958, с.606.
19. *A.G.Lyne*, *F.Graham-Smith*, Pulsar Astronomy, Cambridge Univ. Press, 1998, p.261.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.33

ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. II. ОБЛАСТЬ GM1-61 И V453 ORI

Т.Ю.МАГАКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН, Е.Г.НИКОГОСЯН
Поступила 15 октября 2003
Принята к печати 18 января 2004

В работе представлены результаты наблюдений объектов, расположенных в темном облаке L1582A, в котором находятся кометарные туманности GM1-61 и V453 Ori. В области было выявлено 5 неизвестных ранее НН-объектов, которые, по всей видимости, формируют несколько потоков. Рассмотрена морфология туманностей и обсуждены возможные источники НН-потоков. Обнаружена еще одна отражательная туманность, видимая в основном в ИК-диапазоне.

1. *Введение*. Представленная работа является частью обзора туманных объектов и областей звездообразования с целью поиска новых объектов и потоков Хербига-Аро (в дальнейшем НН), который с 1998г. проводится на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Обнаружение этих форм проявления активности молодых нестационарных звезд важно как для изучения самого явления направленного истечения (которое и порождает НН-объекты и потоки) и его взаимодействия с межзвездной средой, так и для поиска новых областей и групп звездообразования [1]. Некоторые результаты обзора уже опубликованы (см. [2] и упомянутые там работы).

В настоящей работе представлены результаты наблюдений в области Ориона, в районе двух небольших кометарных туманностей GM1-61 ($\alpha = 5^h31^m54^s$, $\delta = +12°31'31''$; здесь и далее в статье приводятся координаты 2000г.) [3] и V453 Ori ($\alpha = 5^h31^m49^s$, $\delta = +12°31'59''$) [4], расположенных в темном облаке Lynds 1582A [5]. Предположительное расстояние облака - от 300 до 400 пк [6,7].

Вышеупомянутая область примыкает к южному окончанию гигантского направленного потока S-образной формы, существование которого было выявлено при изучении НН-объекта НН243 (RNO43) (см., например, [8]). Источником его, по мнению авторов работы [9], является ИК-объект IRAS 05295+1247. Дальнейшие оптические наблюдения выявили еще ряд НН-объектов, входящих в данный поток: НН245, НН244 и самый южный из них - НН179 [9], рядом с которым и находится изучавшаяся нами область. Отметим, что здесь наблюдается также интенсивный молекулярный поток [10] протяженностью ~5 пк, и в целом данное образование представляет собой один из самых больших из известных в настоящее время гигантских потоков.

Что касается расположенных в данной области кометарных туманностей и связанных с ними звезд, то вплоть до настоящего времени о них было мало что известно. Туманность GM1-61 была найдена на Паломарском атласе в ходе поисков кометарных туманностей и НН-объектов [3], при этом было замечено, что соседняя с ней звезда V453 Ori также туманна. Последняя неоднократно описывалась как визуально-двойная звезда со слабой и, вероятно, переменной эмиссией $H\alpha$ (см., например, [11,12]).

2. *Наблюдения*. Изображения рассматриваемой области были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории 20 октября 1998г. Наблюдения проводились с помощью спектральной камеры ByuFOSC-2 и ПЗС с форматом 1060×514 пикселов. Поле снимков составляет $12' \times 6'$. Качество изображений при наблюдениях было около $2''$. Для выявления НН-объектов сопоставлялись снимки, полученные в континуальном фильтре I и узкополосных интерференционных фильтрах [SII] ($\lambda_c = 6730$ Å, $\Delta\lambda = 75$ Å) и $H\alpha$ ($\lambda_c = 6670$ Å, $\Delta\lambda = 85$ Å). Суммарные экспозиции в каждом фильтре составляли: I - 600 с, [SII] - 2400 с и $H\alpha$ - 900 с.

3. *Объекты Хербига-Аро*. Для поиска НН-объектов нами была использована основанная на их спектральных особенностях известная методика сопоставления изображений, полученных в определенных фильтрах [13]. С ее помощью в исследуемой области был выявлен ряд неизвестных ранее НН-объектов. Их координаты приводятся в табл.1, где они перечислены в порядке прямого восхождения под окончательно присвоенными им номерами.

Таблица 1

КООРДИНАТЫ НН-ОБЪЕКТОВ

N	RA(2000)	Dec(2000)	N	RA(2000)	Dec(2000)
HH 716	$05^h31^m43^s.6$	$+12°33'04''$	HH 719A	$05^h32^m07^s.2$	$+12°31'25''$
HH 717	05 31 48.8	+12 31 06	HH 719B	05 32 07.4	+12 31 31
HH 718	05 31 51.1	+12 31 48	HH 720	05 32 08.5	+12 32 01

Сами объекты отмечены на рис.1a, где показано изображение области в фильтре [SII]. Для сравнения на рис.1b приводится также изображение области в континууме. Подробно остановимся на каждом объекте.

НН 716. Структура этого объекта более детально показана на рис.2. В фильтре [SII] в нем можно различить два сгустка (A и B), которые погружены в общую диффузную оболочку. Расстояние между ними $\sim 7''$. В целом объект имеет приблизительно коническую форму. На изображении

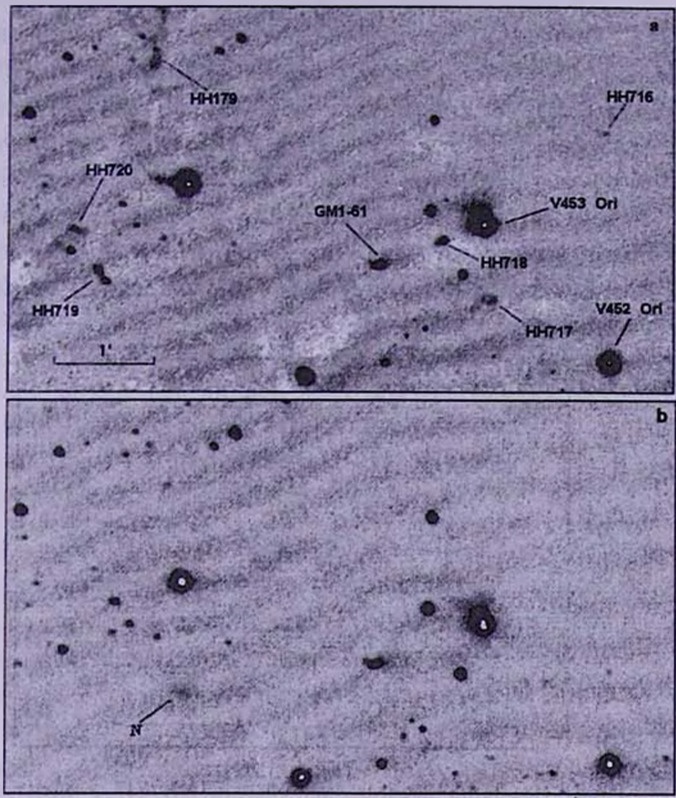


Рис.1. Изображение исследованной области: a - фильтр [SII], b -фильтр I. Отмечены НН-объекты и туманности, рассмотренные в статье.

в Hα в этой области различимы несколько размытых пятнышек, которые, скорее всего, являются деталями проходящего здесь края молекулярного облака. В континууме объект практически не виден.

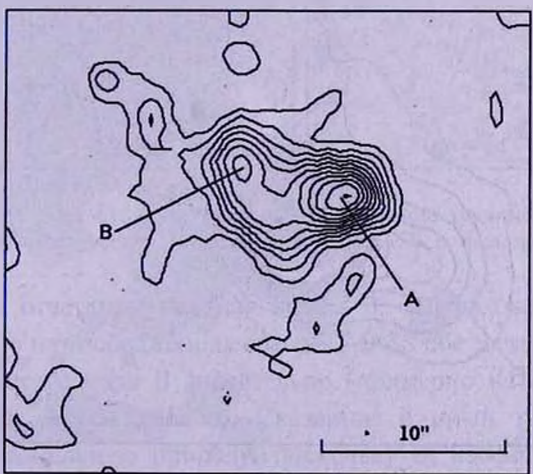


Рис.2. Изолинии изображения объекта НН 716 в фильтре [SII].

НН 717. Объект имеет дугообразную форму, ориентированную в западном направлении, с относительно ярким сгущением в головной части (см. рис.3). В континууме НН 717 полностью отсутствует. В фильтре Hα объект намного слабее, чем в [SII], и его структура трудно различима из-за наложения светлого края самого облака L 1582A. В целом НН 716 и НН 717 несколько схожи по форме, каковая характерна для НН-объектов, представляющих собой так называемые bow-shock. Логично предположить, что источник потока, к которому относится НН 717, расположен к востоку от него.

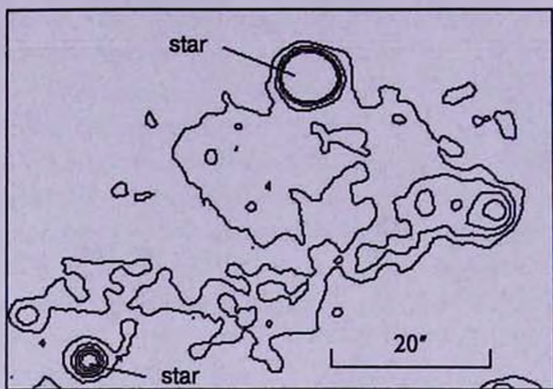


Рис.3. Изолинии изображения объекта НН 717 в фильтре [SII].

НН 718. В фильтре [SII] основной компонент этого объекта (сгусток А) имеет практически звездообразную форму (см. рис.4). Диффузной перемычкой он соединен со вторым, более размытым и гораздо более слабым компонентом В. Расстояние между ними около 5". Видимо,

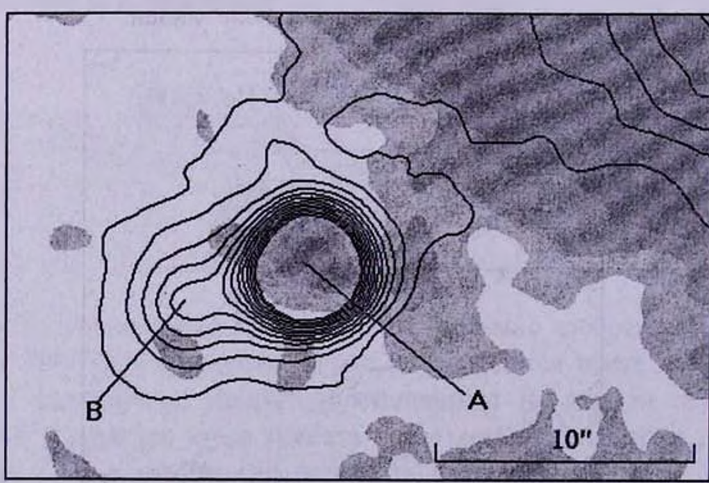


Рис.4. Структура объекта НН 718 в континууме, цвет *I* (заполненные изолинии) и в эмиссии [SII] (незаполненные изолинии).

компоненты значительно отличаются по своим уровням возбуждения, так как отношения их интенсивностей в линиях [SII] и Hα сильно разнятся: если в [SII] отношение интенсивностей между центральными частями A и B около 8, то в лучах Hα оно составляет всего 1.5. Отметим, что сгусток A очень слабо наблюдается также и в континууме (см. рис.4), однако на изображениях из обзора 2MASS [14] в данной области никаких точечных источников не видно.

HH 719. Состоит их двух компактных, почти сферических сгустков A и B практически одинаковой яркости, расстояние между центрами которых составляет примерно 8". В фильтре Hα оба сгустка значительно слабее и имеют более размытый вид. В континууме объект отсутствует.

HH 720. В [SII] объект имеет относительно правильную форму эллипса с позиционным углом ~70° и диаметром ~12". В фильтре Hα и континууме объект практически не виден.

4. *Туманности*. Наши изображения позволили более детально изучить также морфологию отражательных туманностей в данной области. На рис.5а показана структура туманности GM 1-61 в виде изофот изображения в континууме. Как видно, она действительно имеет характерную кометообразную форму. В центре туманности расположена звезда A, которая, вероятно, и является ее основным освещающим источником. К северо-востоку от звезды A, на расстоянии 8" расположена гораздо более слабая,

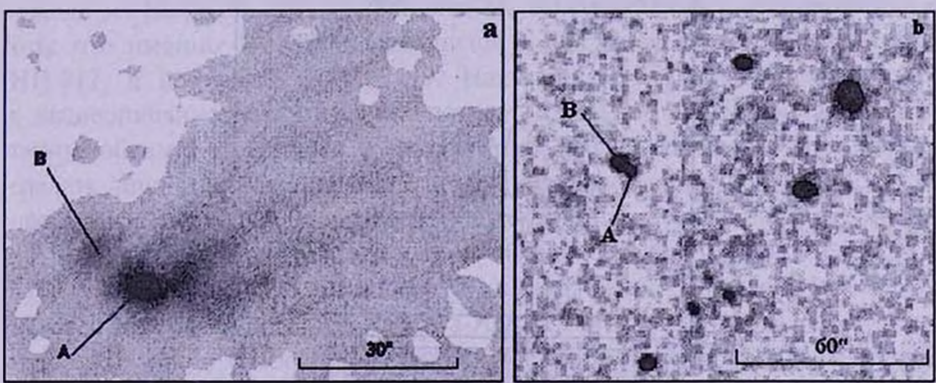


Рис.5. Туманность GM1-61: a - сглаженное изображение туманности в континууме; b - ИК-изображение туманности, согласно обзору 2MASS в фильтре K.

но тем не менее отчетливо видимая звезда B. Заслуживает внимания то обстоятельство, что на изображениях обзора 2MASS обе звезды очень хорошо заметны, и при этом звезда B значительно (примерно на 2^m) превосходит по яркости звезду A (см. рис.5b). Связанная с ними туманность явно имеет чисто отражательную природу, поскольку ее изофоты на всех трех наших изображениях по форме практически не отличаются. Таким образом, хотя нам не удалось обнаружить какие-либо признаки направленного эмиссионного истечения в непосредственных окрестностях звезд А и В, их яркость в ИК-диапазоне (согласно данным обзора 2MASS, звезда А: $K=13.64$, $J-K=2.58$; звезда В: $K=11.86$, $J-K=2.75$) и связь с туманностью говорят в пользу их вероятного нахождения на PMS-стадии. То, что данные звезды не содержатся в опубликованных списках эмиссионных звезд, вполне объясняется их слабостью в оптике.

Туманность около звезды V453 Ori на наших снимках видна довольно четко. Она имеет меньшую поверхностную яркость, и ее форму тоже можно в общих чертах описать как веерообразную. Мы попытались получить спектр этого объекта с мультизрачковым спектрографом VAGR в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории. Результаты интегральной спектроскопии отчетливо демонстрируют двойственность звезды и довольно заметную эмиссию $H\alpha$ у обоих компонентов, но никаких признаков наличия направленного истечения не обнаруживается.

К востоку от GM 1-61, почти в середине темного облака, на наших снимках в фильтре I был обнаружен еще один туманный объект ($\alpha = 5^h32^m03^s$, $\delta = +12°31'12''$). На рис.1b эта туманность отмечена буквой N. Изолинии ее изображения в континууме приводятся на рис.6а. Она

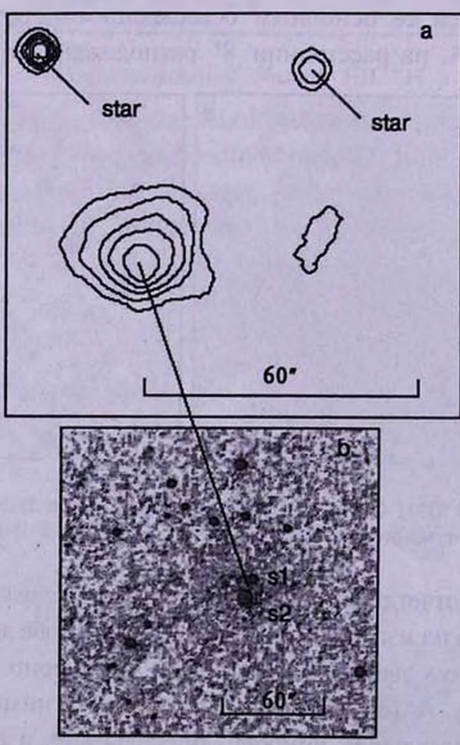


Рис.6. Туманность "N": а - изолинии в континууме; b - ИК-изображение, согласно обзору 2MASS в фильтре K.

слабо различима также и в фильтре [SII], но практически полностью отсутствует в $H\alpha$. На изображении данной области в цвете K, взятом из инфракрасного обзора 2MASS, хорошо заметны две звезды (s1 и s2 на рис.6b), координаты которых (s1: $\alpha = 5^h32^m02^s.6$, $\delta = +12°31'17''.2$; s2: $\alpha = 5^h32^m2^s.9$, $\delta = +12°31'05''.4$) практически совпадают с наиболее яркой областью туманности. Эти объекты отличаются очень красным цветом (s1: $K = 12.29$, $J - K = 4.48$; s2: $K = 10.18$, $J - K = 5.38$). Примечательно, что даже в полосе K в данном облаке почти не видно звезд, что свидетельствует о сильнейшем поглощении. Таким образом, очень вероятно, что обе описанные звезды принадлежат облаку и являются освещающими источниками этой очень красной туманности.

5. *Обсуждение и заключение.* Полученные результаты со всей очевидностью указывают, что рассматриваемая область представляет собой зону активного звездообразования, в которой наблюдаются несколько коллимированных потоков. Вероятно, она, в свою очередь, входит в еще более обширную область звездообразования, связанную с ОВ-ассоциацией λ Ori.

Имеющийся в нашем распоряжении материал пока не позволяет сделать определенные выводы об ориентации и составе потоков. Однако чисто морфологически можно предположить, что звезда в GM 1-61 может быть источником для HH 718. С другой стороны, HH 716, судя по его форме, также мог бы находиться в одном потоке с HH 718. Далее, исходя из расположения туманности N, можно сделать предположение о том, что именно одна из находящихся в ней звезд является источником HH 717, а возможно, и HH 719. Наконец, HH 720 может относиться к вышеописанному гигантскому потоку IRAS 05295+1247, продолжая его, таким образом, еще южнее. Разумеется, надежные заключения можно сделать лишь при наличии более детальной информации, что предполагает необходимость дальнейших фото- и спектрометрических наблюдений.

Таким образом, в рассмотренной области вблизи туманностей GM 1-61 и V453 Ori, общей площадью ~70 кв. мин, были обнаружены 5 новых, неизвестных ранее объектов Хербига-Аро. Сами туманности имеют отражательную природу и могут быть отнесены к классу кометарных туманностей. Кроме того, была обнаружена еще одна очень красная отражательная туманность, расположенная в центральной области темного облака и связанная с одной или двумя звездами, видными только в ИК-диапазоне. Важность дальнейшего изучения данной области представляется очевидной.

Авторы признательны проф. Б.Рейпурту (США) за присвоение новых номеров HH-объектов до публикации статьи. Данная работа была частично поддержана грантами INTAS 00-00287 и NFSAT AS 062-02/CRDF 12009. Обзор 2MASS является совместным проектом Университета Массачусетса и Центра обработки и анализа инфракрасных данных (IPAC) Калифорнийского Технологического Института.

Некоторые результаты, вошедшие в данную статью, были представлены на семинаре "Jets 2002: Theory and Observations in YSO's" съезда JENAM-2002 в Порто, Португалия.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: tigmag@sci.am

·SEARCH OF HH OBJECTS AND EMISSION-LINE STARS IN THE STAR FORMING REGIONS. II. THE REGION OF GM1-61 AND V453 Ori NEBULAE

T.Yu.MAGAKIAN, T.A.MOVSESSIAN, E.H.NIKOGOSSIAN

The results of the observations of the objects, embedded in the dark cloud L1582A, in which the cometary nebulae GM1-61 and V453 Ori are located, are presented. Five new HH objects are discovered in this field. They probably form several flows. The morphology of the nebulae is analyzed and the probable sources of the outflows are discussed. One more reflection nebula, visible mainly in the infrared, is found.

Key words: *stars:emission line - ISM:cloud:jets and outflows*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.Reipurth*, *J.Bally*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **39**, 403, 2001.
2. *Т.Ю.Магакян*, *Т.А.Мовсесян*, *Е.Г.Никогосян*, Астрофизика, **46**, 5, 2003.
3. *А.Л.Гюльбудагян*, *Т.Ю.Магакян*, Письма в Астрон. ж., **3**, 113, 1977.
4. *G.H.Herbig*, *K.R.Bell*, Lick. Obs. Bull, No.1111, 1988.
5. *C.W.Lee*, *P.C.Myers*, Astrophys. J. Suppl., **123**, 233, 1999.
6. *P.Murdin*, *M.V.Penston*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **181**, 657, 1977.
7. *D.O.S.Wood*, *P.C.Myers*, *D.A.Daugherty*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **95**, 457, 1994.
8. *T.P.Ray*, Astron. Astrophys, **171**, 145, 1987.
9. *B.Reipurth*, *J.Bally*, *D.Devine*, Astron. J., **114**, 2708, 1997.
10. *S.J.Bence*, *J.S.Richer*, *R.Padman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **279**, 866, 1996.
11. *R.Duerr*, *C.L.Imhoff*, *C.J.Lada*, Astrophys. J., **261**, 135, 1982.
12. *P.Hartigan*, *K.M.Strom*, *S.E.Strom*, Astrophys. J., **427**, 961, 1994.
13. *S. van den Bergh*, Publ. ASP, **87**, 405, 1975.
14. http://www.ipac.caltech.edu/2mass/.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.338.2

СИСТЕМА ВМ Ori. I. АНОМАЛИЯ ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ

Э.А.ВИТРИЧЕНКО[1], В.Г.КЛОЧКОВА[2]

Поступила 13 октября 2003
Принята к печати 10 февраля 2004

Измерены лучевые скорости звезды ВМ Ori по спектрам, полученным спутниками HST и IUE, а также по спектрам, полученным на телескопе БТА. В результате анализа этого материала оказалось, что лучевые скорости главной звезды и спутника показывают эпизодическое положительное смещение на величину ~ 20-30 км/с. Этот факт можно истолковать только как присутствие в двойной системе еще одной звезды. Новые наблюдения позволили существенно уточнить спектроскопические элементы орбиты тесной двойной системы и оценить характер орбиты третьего тела. Предварительные элементы: Ep = JD2444744, $P = 1302^d$, $\gamma = 11$ км/с, $e = 0.92$, $K = 20$ км/с, $\omega = 1.6$ рад.

1. *Введение*. Система ВМ Ori хранит несколько загадок, которые уже несколько десятилетий астрономы не могут разгадать. Самая удивительная из них - характер затмения. Спутник спектрального класса F во время полной фазы, которая длится 8.5 ч, закрывает звезду спектрального класса В3, а спектр последней остается В3. Для объяснения этого явления рассмотрены несколько гипотез, но ни одна из них не получила признание [1].

Другая загадка - эпизодические отклонения лучевой скорости, выходящие за пределы ошибок. Впервые этот факт отметили Поппер, Плавец [2]. Авторы обнаружили, что два измерения лучевой скорости спутника отклоняются от средней кривой на ~20 км/с. При этом точность измерения межзвездных линий ~1 км/с.

Задачами данной работы являются: получение новых измерений лучевой скорости с точностью, превосходящей на порядок точность ранее полученных измерений; по этим измерениям уточнение элементов спектроскопической орбиты, а также подтверждение или опровержение нестабильности кривых лучевой скорости для главной звезды и спутника.

2. *Наблюдательный материал*. В табл.1 приведены сведения о наблюдательном материале.

В первом столбце приведен номер спектра. Первый спектр получен с телескопом HST. Следующие пять спектров взяты из архива спутника IUE с камерой SWP, затем еще пять спектров - с камерой LWR. В конце таблицы даны три спектра, полученные на БТА со спектрографом

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

№	JD2400000+	V_r, км/с	Фаза	O-C, км/с
02010	51567.025	62(1)	0.630	-1
14539	44808.153	-15(1)	0.074	-1
14548	44810.113	-29(1)	0.377	2
14561	44812.070	71(2)	0.679	-4
14576	44813.841	32(2)	0.973	-2
14875	44849.097	-25(1)	0.402	-2
11115	44808.190	-23(3)	0.080	-6
11133	44810.079	-27(1)	0.372	5
11148	44812.107	68(4)	0.685	-8
11164	44813.698	43(1)	0.931	0
11167	44813.885	31(1)	0.960	0
6	51246.239	15(1)	0.054	22
7	51242.239	14(2)	0.436	35
8	52547.530	-6(2)	0.164	36

НЭС [3]. Их номера условные. Во втором столбце приведена юлианская дата для середины экспозиции. Далее дается лучевая скорость, в скобках приведена ошибка. Фазы вычислены с фотометрическими элементами, взятыми из работы Бондарь, Витриченко [4], теоретическая лучевая скорость вычислялась по формуле, приведенной в работе Витриченко и др. [5]. Спектры со спутника IUE обработаны программой NEWSIPS. На каждом из спектров использовано 50-150 линий.

С целью проверки, нет ли систематических ошибок в измерениях лучевой скорости по спектрам, полученным с камерой SWP (2-6 строки табл.1), по двум спектрам были измерены скорости стандартной звезды γ Ori . Измеренная скорость оказалась равной 17(2) км/с, а табличная - 18(1) км/с. Можно сделать вывод об отсутствии систематических различий между наземными наблюдениями и результатами измерения спектров, полученных с камерой SWP.

Лучевые скорости, измеренные по спектрам, полученным с камерой LWR (7-11 строки табл.1), имеют весьма значительную систематическую ошибку [6]. Эта ошибка была определена по разности лучевой скорости межзвездных линий и оказалась равной - 120.4(11) км/с. Она была прибавлена к измеренным скоростям со своим знаком.

3. *Улучшение спектроскопических элементов*. Более высокая точность измерений лучевой скорости позволяет значительно улучшить спектроскопические элементы. Для вычислений использованы первые 11 измерений из табл.1. Результаты приведены в табл.2.

Сравнение элементов, полученных Витриченко и др. [5], с элементами, полученными в настоящей работе (столбец 2003 в табл.2), показывает их совпадение в пределах ошибок, но точность удалось улучшить в ~2 раза.

Таблица 2

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ

Элементы	1996	2003
K, км/с	66(3)	65.3(14)
γ, км/с	15(2)	12.9(9)
e	0.04(5)	0.02(4)
$a_1 \sin i$, $R_\odot$	8.4(4)	8.3(2)
f_1, $M_\odot$	0.19(3)	0.19(1)

На рис.1 показана новая кривая лучевой скорости, построенная по первым 11-ти измерениям, приведенным в табл.1. Ошибка одного уравнения составляет $\sigma_1 = 3$ км/с, что хорошо согласуется с ошибками наблюдений. Это означает, что кривая лучевой скорости в данном случае не имеет аномалий.

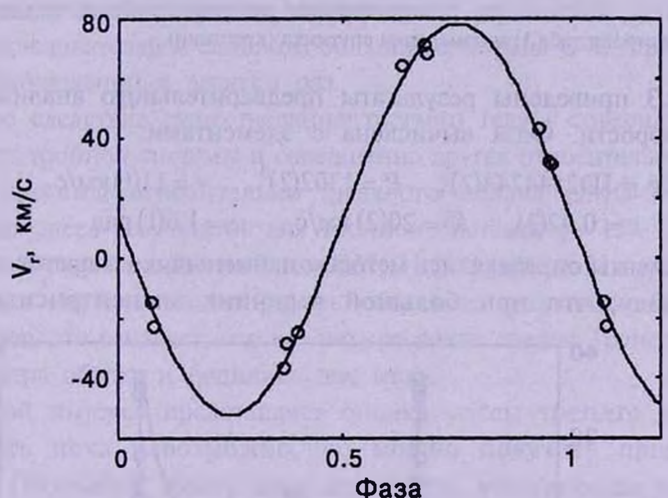


Рис.1. Кривая лучевой скорости по спектрам со спутников IUE и HST. Кружки - измерения. сплошная линия - теоретическая кривая, вычисленная методом наименьших квадратов с элементами, приведенными в табл.2.

4. *Поиски признаков третьей звезды.* На рис.2 показана та же кривая лучевой скорости, что и на рис.1, но добавлены следующие наблюдения. Звездочками показаны наблюдения главной звезды, приведенные в последних трех строках табл.1. Крестиками показаны наблюдения спутника, вычисленные путем прибавления невязок к теоретической лучевой скорости главной звезды. Эти невязки взяты из работ Витриченко и Плачинды [7], Витриченко и Клочковой [8].

Рассмотрение рис.2 ясно показывает, что наблюдаемые отклонения невозможно объяснить ошибками наблюдений. Единственно возможным объяснением является наличие третьей звезды.

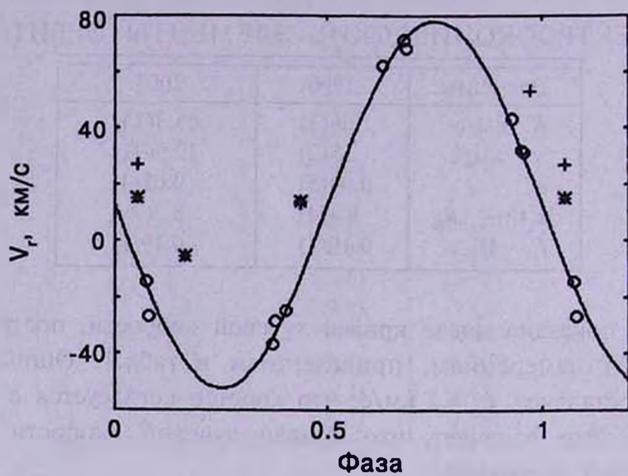


Рис.2. То же, что и на рис.1, но добавлены измерения главной звезды (звездочки, последние три строки табл.1) и измерения спутника (крестики).

На рис.3 приведены результаты предварительного анализа невязок лучевой скорости. Фаза вычислена с элементами:

$$Ep = JD2444744(7), \quad P = 1302(7)^d, \quad \gamma = 11(1)\,\text{км/с},$$
$$e = 0.92(3), \quad K = 20(2)\,\text{км/с}, \quad \omega = 1.6(1)\,\text{рад}.$$

Эти элементы определялись методом наименьших квадратов, но следует иметь в виду, что при большой величине эксцентриситета метод

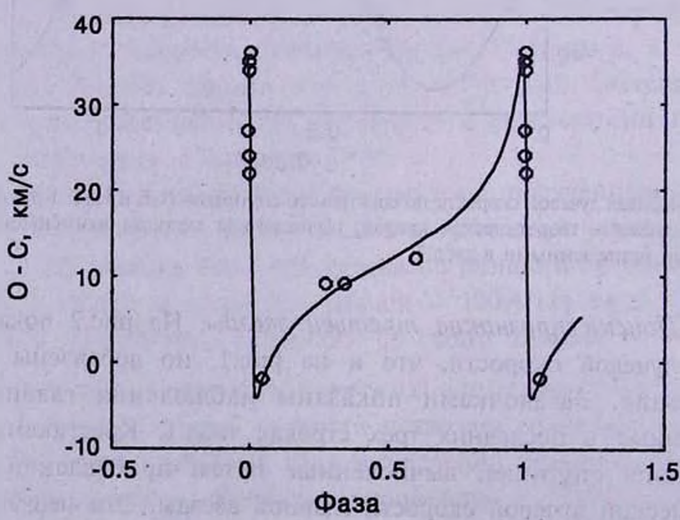


Рис.3. Кривая лучевой скорости для главной звезды, построенная по невязкам лучевой скорости.

неустойчив. Ошибка одного уравнения $\sigma_1 = 5$ км/с, что в ~2-3раза больше, чем ошибка измерений. По оси ординат отложена невязка в лучевой скорости, вычисленная как разность наблюдаемой лучевой скорости, из которой вычтена теоретическая лучевая скорость для главной звезды. Использованы также γ-скорости, вычисленные Доремус [9], Поппером и Плавецем [2], Струве и Титусом [10]. В этих случаях из γ-скорости вычиталось 15 км/с - средняя γ-скорость [5]. Эпоха относится к моменту прохождения звездами периастра.

Рассмотрение рис.3 показывает удовлетворительное согласие наблюдений (кружки) и теоретической кривой (сплошная линия), построенной с элементами, приведенными выше.

5. *Обсуждение*. Выполненный здесь анализ следует считать весьма предварительным, поскольку использован разнородный материал наблюдений.

Полученные выше результаты позволяют разрешить ряд загадок системы BM Ori, а именно: аномально большой разброс наблюдений на кривой лучевой скорости, существенно различные γ-скорости у разных исследователей и слишком большие значения O-C, превышающие ошибки наблюдений в десятки раз.

Важное следствие существования третьего тела - совершенно другая γ-скорость тройной системы и совершенно другая относительная скорость тройной системы относительно пылевого облака OMC-1. С учетом полученных здесь результатов для тройной системы $\gamma = 15 + 11 = 26$ км/с. Принимая лучевую скорость облака OMC-1 [11] равной 21 км/с, получаем, что тройная система входит внутрь облака со скоростью 5(2) км/с. В свою очередь это означает, что все четыре яркие звезды Трапеции Ориона входят внутрь облака и родились вне него.

Большой интерес представляет оценка массы третьего тела. Точно это сделать пока невозможно, но можно получить приближенное значение. Обозначим сумму масс двух звезд, участвующих в затмении, через M_1, а массу третьего тела через M_2.

Определим большую полуось орбиты для пары затмевающихся звезд по формуле

$$a_1 \sin i = 8.64 \cdot 10^4 \cdot K \cdot P\left(1-e^2\right)^{1/2} / 2\pi = 8.64 \cdot 10^4 \cdot 20 \cdot 1302\left(1-0.92^2\right)^{1/2} / 6.28 =$$
$$= 1.4 \cdot 10^8 \text{ км} = 0.9 \text{ а.е.}$$

Запишем третий закон Кеплера в форме, удобной для итераций

$$q = 1 \Big/ \left\{\left[\left(M_1 \cdot (1-q) \cdot P^2 / a_1^3\right)\right]^{1/3} - 1\right\}.$$

Здесь $q = M_2/M_1$ - отношение массы третьей звезды к сумме масс двойной системы $M_1 = 8.8\,M_\odot$. В предыдущем уравнении есть две неизвестные величины: q и $\sin i$. Величину $\sin i$ мы не знаем, а потому сделаем два пробных предположения относительно $\sin i$: эта величина равна единице или равна 0.5. Для первого предположения получаем: $q = 0.26$, $M_2 = 2.2\,M_\odot$, $a_2 = 3.5$ а.е. Полученное значение массы является нижним пределом, но этот нижний предел по порядку величины совпадает с массой спутника двойной системы. Для второго случая итерация не сходится. Такой результат означает, что $\sin i \gg 0.5$. Вероятнее всего $\sin i \sim 1$, но тогда можно ожидать затмение, поиски которого необходимо предпринять.

Гипотеза о третьей звезде использовалась в работе Василейского и Витриченко [12] для объяснения характера затмения. Как отмечалось в указанной работе, на рисунках, приведенных в статьях Симона и др. [13], Вайгельта и др. [14] заметен след еще одной звезды на расстоянии ~ 0.1 угл. с от затменной системы. Примем расстояние до Трапеции Ориона в 440 пк, тогда 0.1 угл. с $= 1.5 \cdot 10^9$ км $= 10$ а.е., что по порядку величины совпадает с суммой больших полуосей орбит двойной звезды и третьей звезды относительного общего центра масс.

6. ***Заключение***. Получены новые измерения лучевой скорости звезды BM Ori с повышенной точностью. Серии прежних измерений имели ошибку одного измерения ~ 20 км/с, новые измерения имеют ошибку одного измерения ~ 2 км/с. Это позволило выполнить анализ величин O-C - разности наблюдаемой лучевой скорости и вычисленной. Анализ показал, что величины O-C можно объяснить тем, что в системе есть третья звезда, обращающаяся вокруг центра масс тройной системы с периодом ~ 1300 сут.

Авторы благодарны сотрудникам архивов спутников HST и IUE за возможность использовать спектры; сотрудникам службы SIMBAD за полезную информацию в удобной форме, а также В.В.Цымбалу за предоставление пакета программ STARSP, который мы интенсивно использовали при отождествлении линий.

[1] Институт космических исследований РАН,
Москва, e-mail: vitrich@nserv.iki.rssi.ru
[2] Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия

BM Ori SYSTEM. I. THE ANOMALIES IN RADIAL VELOCITIES

E.A.VITRICHENKO[1], V.G.KLOCHKOVA[2]

The radial velocities of BM Ori star have been measured using the spectra obtained with HST, IUE and BTA telescopes. The analysis shows that velocities reveal episodic positive shift 20-30 km/s. It may mean that there is a third star. New observations permit to improve the spectroscopic elements of close binary system and to estimate the possible orbit of the third body. Preliminary elements: Ep = JD2444744, $P = 1302^d$, $\gamma = 11$ km/s, $e = 0.92$, $K = 20$ km/s, $\omega = 1.6$ rad.

Key words: *stars:radial velocities - stars:individual:BM Ori*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э.А.Витриченко*, Трапеция Ориона, М., 2003.
2. *D.M.Popper*, *M.Plavec*, Astrophys. J., **205**, 462, 1976.
3. *В.Е.Панчук*, *В.Г.Клочкова*, *И.Д.Найденов*, Препринт САО, №135, 1999; *В.Е.Панчук*, *Н.Е.Пискунов*, *В.Г.Клочкова*, *М.В.Юшкин*, *С.В.Ермаков*, Препринт САО, №169, 2002.
4. *Н.И.Бондарь*, *Э.А.Витриченко*, Письма в Астрон. ж., **21**, 700, 1995.
5. *Э.А.Витриченко*, *В.С.Шевченко*, *В.А.Щербаков*, Письма в Астрон. ж., **22**, 185, 1996.
6. *Э.А.Витриченко*, Письма в Астрон. ж., **27**, 940, 2001.
7. *Э.А.Витриченко*, *С.И.Плачинда*, Письма в Астрон. ж., **26**, 456, 2000.
8. *Э.А.Витриченко*, *В.Г.Клочкова*, Письма в Астрон. ж., **27**, 381, 2001.
9. *C.Doremus*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **82**, 745, 1970.
10. *O.Struve*, *J.Titus*, Astrophys. J., **99**, 84, 1944.
11. *C.Goudis*, The Orion complex: a case study of interstellar matter, Dordrecht: Reidel publishing CO, 1982.
12. *А.С.Василейский*, *Э.А.Витриченко*, Письма в Астрон. ж., **26**, 613, 2000.
13. *M.Simon*, *L.M.Close*, *T.L.Beck*, Astron. J., **117**, 1375, 1999.
14. *G.Weigelt*, *Y.Balega*, *T.Preibisch et al.*, Astron. Astrophys., **347**, L15, 1999.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.387

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ "ТОЧНЫХ" И "ПРИБЛИЖЕННЫХ" МЕТОДОВ ОЦЕНКИ АБСОЛЮТНЫХ И ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РАЗДЕЛЕННЫХ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

Г.Н.ДРЕМОВА, М.А.СВЕЧНИКОВ

Поступила 26 ноября 2003

Принята к печати 20 января 2004

В данной работе для тесных двойных систем (ТДС) с разделенными компонентами проводится поэлементное сравнение звездных характеристик (светимости, спектры, массы, абсолютные и относительные радиусы компонентов, их отношение масс, большая полуось и наклонение орбиты). В качестве исходных данных были использованы "Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей затменных переменных звезд типа РГП с известными фотометрическими и спектроскопическими элементами" Свечникова, Перевозкиной и "Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд" Свечникова, Кузнецовой. Элементы орбиты, содержащиеся в первом каталоге, определены из решений известных фотометрических кривых блеска и известных кривых лучевых скоростей, тогда как орбитальные элементы второго каталога были оценены по данным ОКПЗ IV, используя приближенные статистические соотношения, такие, как "масса-радиус", "масса-светимость", "масса-спектр", зависимость орбитального наклонения от глубины главного минимума и другие. Обсуждаются возможные причины дисперсий сравниваемых величин.

1. *Введение*. Из большого числа звездно-статистических задач основное место занимает задача составления каталогов, систематизирующих наблюдательные данные, опираясь на которые можно исследовать закономерности физических, кинематических, геометрических и других характеристик звезд, делать заключения о характере эволюции звезд и уточнять их эволюционный статус. Использование методов математической статистики и теории вероятности позволяет также выявлять связи между различными физическими характеристиками звезд данного эволюционного класса, выяснять распределение объектов как функции от одной и более физических характеристик, обнаружить новую или уточнить известную связь между различными функциями распределения.

Наиболее надежные элементы орбиты, а также абсолютные физические характеристики звезд дает изучение тесных двойных систем (ТДС) с разделенными компонентами на основе их фотометрических и спектроскопических наблюдений. Одна из последних версий подобного рода каталогов была составлена Свечниковым и Перевозкиной в 1999г. [1], систематизировавших сведения о 112 ТДС с разделенными компонентами, характеризующихся хорошо изученными кривыми блеска и кривыми лучевых скоростей. Элементы спектроскопической и фотометрической орбит таких систем будем называть *"точно"* определенными.

Для 100 систем каталога [1] наблюдения соответствуют реализации "double lined spectra", когда в спектре двойной системы хорошо видны линии обоих компонентов. Это дает возможность непосредственно оценить отношение масс компонентов q, как отношение полуамплитуд лучевых скоростей. Далее, определив из решения фотометрической кривой блеска наклонение орбиты i и относительные радиусы компонентов r_1 и r_2, можно вычислить массы M_1, M_2 и большую полуось орбиты A, а также абсолютные радиусы R_1, R_2 обоих компонентов как $r_1 \cdot A$ и $r_2 \cdot A$, соответственно. В случае "single lined spectrum", когда в спектре ТДС заметны лишь линии одного из компонентов, значение q оценивается по методу "$M-\mathcal{L}$" [2], а затем приближенно "восстанавливаются" массы компонентов. Метод "$M-\mathcal{L}$" построен на знании функции масс $f(M_1)$, которая находится из кривой лучевой скорости более массивного компонента, используя предположение, что этот компонент удовлетворяет зависимости "масса-светимость" для звезд Главной последовательности (ГП). Данной информации достаточно, чтобы определить массы компонентов, а также по обобщенному третьему закону Кеплера вычислить большую полуось орбиты ТДС, знание которой позволяет оценить абсолютные размеры звезд. По относительным радиусам r_1, r_2 и блескам L_1, L_2 компонентов, известных из решения фотометрической кривой блеска, легко оценить отношение поверхностных яркостей компонентов $J_1/J_2 = (L_1/L_2)\cdot(r_2^2/r_1^2)$ (в соответствии с эффективной длиной волны $\lambda_{эфф}$, в которой выполнены наблюдения). Описанные данные представляют неполный перечень из всего реестра абсолютных и относительных элементов орбиты тесной двойной системы.

Однако представленные в каталоге [1] ТДС с разделенными компонентами, составляют лишь $\approx 3\%$ от всех открытых к настоящему времени затменных переменных звезд. Поскольку статистические исследования наиболее информативны на бóльших по объему данных каталогах, то очень важно получить хотя бы приближенную оценку относительных и абсолютных элементов тех затменных систем, для которых элементы спектроскопической орбиты неизвестны, и прямое вычисление их абсолютных характеристик не представляется возможным. Именно поэтому было актуально создание "Каталога приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд", составленного Свечниковым и Кузнецовой в 1990г. [3], который включает ≈ 3800 ТДС. Для приближенной оценки их элементов орбиты были использованы полученные ранее Свечниковым и др. [4-7] статистические соотношения, такие, как "масса-светимость", "масса-радиус", "масса-спектр", а также эмпирические зависимости вида-наклонение орбиты i от глубины главного минимума A_1, зависимость отношения масс компонентов q от относительной разности глубин минимумов $\Delta A/A_1$ и др. Все они были найдены в результате статистической обработки 246 затменных систем из Каталога Свечникова, 1986г. [8], включающего системы с известными фотометрическими и спектроскопическими элементами орбит, что гарантировало достоверность выявленных по ним статистических корреляций элементов орбит и наблюдательных параметров.

Исходными данными для приближенного определения элементов орбиты затменно-двойных систем послужили сведения из ОКПЗ IV [9] о морфологическом типе системы, ее орбитальном периоде P, спектральных классах компонентов Sp_1, Sp_2, амплитудах главного A_1 и вторичного A_2 минимумов, продолжительности затмения D, продолжительности фазы постоянного блеска в минимуме d и других. В зависимости от комбинации известных из перечисленных выше базовых данных применялась соответствующая методика "восстановления" абсолютных и относительных элементов с помощью статистических зависимостей и простых формул определения орбиты. Найденные таким способом элементы спектроскопической и фотометрической орбит получили название "*приближенные*".

Правомерно возникает вопрос: насколько отличаются "*точно*" и "*приближенно*" определенные элементы орбиты для затменно-двойных систем? В данной работе это будет выяснено на примере ТДС с разделенными компонентами, принадлежащими ГП. В каталогах [1,3] их численность составляет 112 и 437, соответственно.

2. *Сравнительный анализ данных.*

2.1. *Критерии согласия.* Прежде чем проводить сравнения данных каталогов [1,3] необходимо на их основе составить равнозначные выборки. Число общих двойных систем с разделенными компонентами в обоих каталогах - 99. Именно для них имеет смысл сделать поэлементное сравнение звездных характеристик. Это абсолютные болометрические звездные величины M_{bol1}, M_{bol2} (логарифмы светимостей компонентов $\log L_1$ и $\log L_2$), массы M_1, M_2, спектры Sp_1, Sp_2, абсолютные R_1, R_2 и относительные r_1, r_2 радиусы компонентов, отношение масс компонентов q, большая полуось A и наклонение орбиты i. Что касается орбитального периода P, то следует подчеркнуть, что этот элемент орбиты, являясь наиболее точно определяемой величиной из наблюдений, не вычисляется приближенными методами, поэтому и не может рассматриваться в качестве элемента сравнения.

Критериями согласия по каждой паре сравниваемых элементов служат две величины - первая имеет смысл *среднестатистического разброса* или дисперсии отдельного результата и определяется как

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{(N-1)}\sum_{i=1}^{N}\left(F^i_{\text{С\&К}} - F^i_{\text{С\&П}}\right)^2}\,. \tag{1}$$

Вторая величина представляет *относительный среднестатистический разброс* и характеризует среднее относительное отклонение от линии равных значений:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{(N-1)}\sum_{i=1}^{N}\left(\left(F^{i}_{\text{С\&К}} - F^{i}_{\text{С\&П}}\right)/F^{i}_{\text{С\&П}}\right)^2}\,. \qquad (2)$$

В качестве F^i подразумевается любой сравниваемый элемент. Индексы "С&К" и "С&П" относятся к элементам орбиты в соответствии с их принадлежностью либо к каталогу Свечникова, Кузнецовой, 1990 [3], либо к каталогу Свечникова, Перевозкиной, 1999 [1]. На рис.1-6 представлены результаты поэлементных сравнений для выборки из 99 общих систем. Далее исследуемая выборка была прорежена исключением из нее тех двойных систем, для которых рассогласование по данному элементу превышает значение $\sigma, 2\sigma, 3\sigma$. Для оставшихся систем после пропускания 3σ -процедуры были пересчитаны новые значения дисперсий - $3\sigma_{clear}$. Результаты сравнения, усиленные σ -критериями, приведены в табл.1. Табл.1 содержит результаты сравнительного анализа "*точных*" данных Каталога Свечникова, Перевозкиной [1] и данных Каталога Свечникова, Кузнецовой [3]. В первой графе таблицы перечислены все сравниваемые физические характеристики и орбитальные параметры ТДС. Во второй графе приведены *относительные* среднеквадратичные ошибки $\varepsilon_\sigma, \varepsilon_{2\sigma}, \varepsilon_{3\sigma}$ отдельного результата в зависимости от σ -критерия. В третьей, четвертой и пятой графах для каждого сравниваемого элемента приводятся *абсолютные* среднеквадратичные ошибки отдельного результата

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

Элемент сравнения	Относительная ошибка ε, %				1σ - критерий		2σ - критерий		3σ - критерий		
	ε вся выборка	ε_σ	$\varepsilon_{2\sigma}$	$\varepsilon_{3\sigma}$	σ	N_σ	2σ	$N_{2\sigma}$	3σ	$N_{3\sigma}$	$3\sigma_{\text{clean}}$
$\log \mathcal{L}_1$	15.7	10.2	14.3	15.6	0.226	76	0.452	92	0.678	98	0.211
$\log \mathcal{L}_2$	41.2	35	35	35	0.273	75	0.546	94	0.818	98	0.243
M_1	18.8	11.0	17.0	17.2	1.208	89	2.416	95	3.624	97	0.682
M_2	21.5	14.9	20.0	20.3	0.962	87	1.925	95	2.887	97	0.620
R_1	20.7	14.9	17.4	20.5	0.956	79	1.912	93	2.868	98	0.782
R_2	22.0	14.3	20.3	21.3	0.675	76	1.350	93	2.024	97	0.600
r_1	18.3	12.8	15.0	16.2	0.039	80	0.078	93	0.117	96	0.032
r_2	23.3	12.7	17.9	19.2	0.039	77	0.078	93	0.117	97	0.032
A	7.08	3.60	3.89	6.97	1.563	85	3.126	93	4.689	98	1.190
i	4.84	1.79	3.00	3.83	3.634	81	7.268	93	10.90	97	2.997
q	17.8	7.48	12.2	12.9	0.107	81	0.214	94	0.322	96	0.074
Sp_1	10.6	2.72	5.34	7.00	0.806	79	1.611	93	2.417	96	0.580
Sp_2	12.0	5.50	11.1	11.2	1.594	87	3.188	97	4.781	98	1.115

$\sigma, 2\sigma, 3\sigma$, а также удовлетворяющее выбранному сигма-критерию число систем — $N_\sigma, N_{2\sigma}, N_{3\sigma}$. В последней колонке таблицы содержатся новые ("очищенные" 3σ-критерием) значения среднеквадратичных ошибок отдельного результата $3\sigma_{clear}$.

Как видно из рис.1-3 и табличных данных о дисперсиях, поэлементные сравнения по массам обоих компонентов M_1, M_2, их радиусам R_1, R_2 и отношению масс q, можно охарактеризовать близкими по своему значению

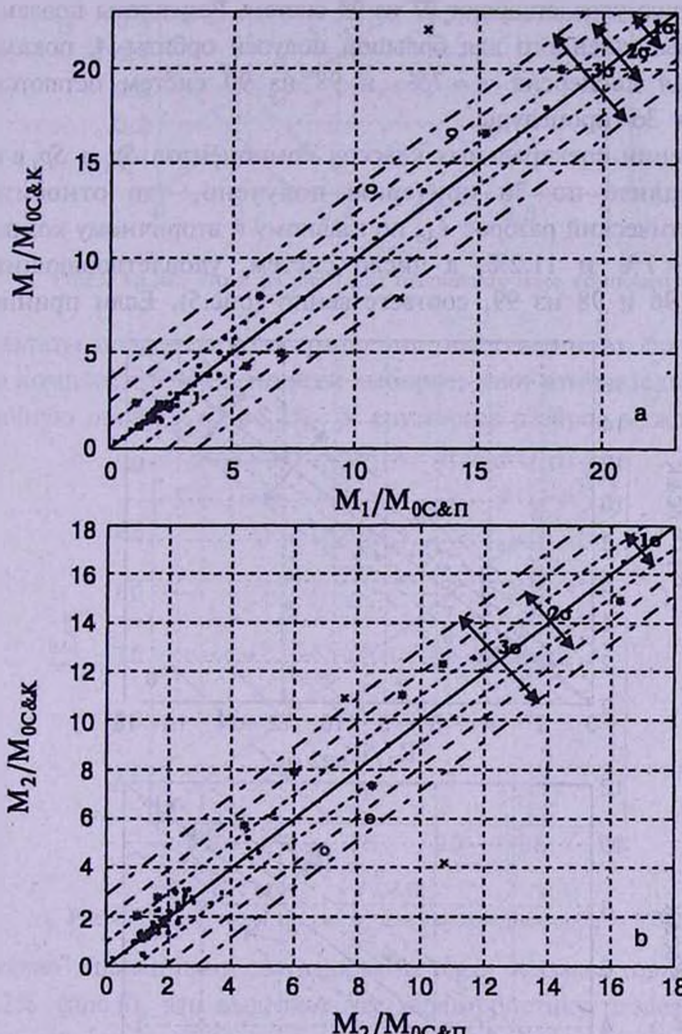


Рис.1a. Демонстрирует сравнение значений массы главного компонента M_1 ТДС с разделенными компонентами, оцененных из "*точных*" фотометрических и спектроскопических решений [1], и "*приближенных*" методов [2]. Двойные системы, для которых рассогласование по данному элементу не превышает значение σ, обозначены точками ".". ТДС, для которых рассогласование по M_1 превышает $\sigma, 2\sigma, 3\sigma$, обозначены на графике "*", "о", "х", соответственно. Пунктирные линии ограничивают σ-диапазон ошибок, штриховые линии - 2σ-диапазон ошибок и штрих-пунктирные линии 3σ-диапазон ошибок. Рис.1b - то же, что и на рис.1a, для массы спутника ТДС - M_2.

дисперсиями. Величина ε по всей выборке варьирует в пределах 18-23%, и в среднем 97 из 99 систем остаются после пропускания процедуры 3σ. Аналогичное заключение справедливо и для относительных радиусов компонентов r_1, r_2.

Сравнение по наклонению орбиты i (рис.4) по данным общей выборки каталогов [1,3] демонстрирует небольшой относительный среднестатистический разброс по всей выборке: значение ε меняется в пределах $\approx 5\%$, а 3σ - критерию удовлетворяют 97 из 99 систем. Результаты поэлементного сравнения, выполненного для большой полуоси орбиты A, показали, что относительная дисперсия $\varepsilon \approx 7\%$, и 98 из 99 систем остаются после пропускания 3σ-процедуры.

В отношении спектральных классов компонентов Sp_1 и Sp_2 в сравнительном анализе по 3σ-критерию получено, что относительный среднестатистический разброс $\varepsilon_{3\sigma}$ по главному и вторичному компонентам составляет $\approx 7\%$ и 11.2%, а число систем, удовлетворяющих этому условию - 96 и 98 из 99, соответственно (рис.5). Если принимать во

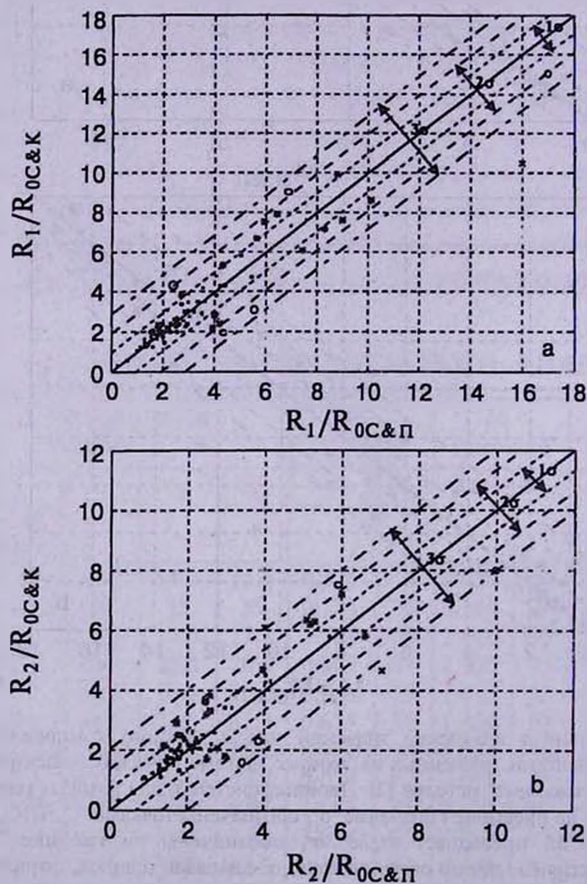


Рис.2. То же, что и на рис.1, для абсолютных радиусов компонентов ТДС - R_1, R_2.

внимание всю выборку (99 систем), то ε возрастет к $\approx 10.6\%$ и 12%, соответственно для главного и вторичного компонентов.

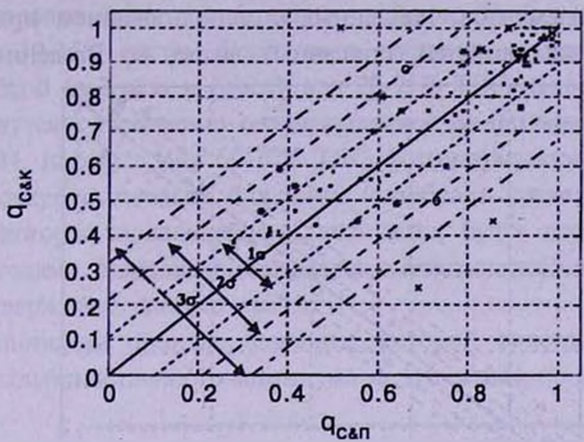


Рис.3. То же, что и на рис.1 для отношения масс компонентов q.

Результаты поэлементного сравнения, выполненного для светимости главного компонента $\log\mathcal{L}_1$ по всей выборке, дают относительную среднеквадратичную ошибку $\varepsilon \approx 15.7\%$. У спутников разброс между "*точно*" и

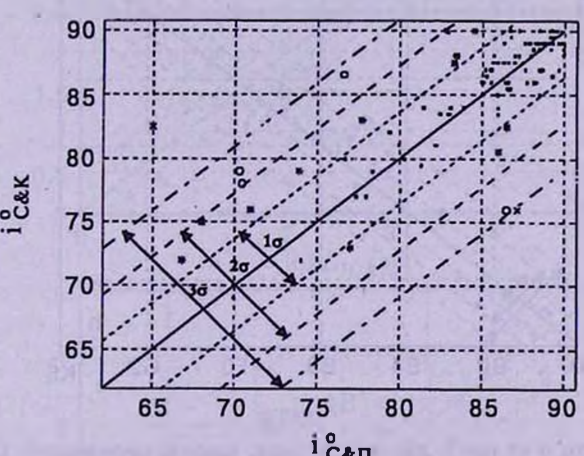


Рис.4. То же, что и на рис.1, для наклонения орбиты ТДС i.

"*приближенно*" оцененными светимостями $\log\mathcal{L}_2$ оказался гораздо заметнее - $\varepsilon \approx 41.2\%$ (рис.6), что выделяет эту характеристику разделенной ТДС среди всех остальных абсолютных и относительных элементов ее орбиты.

2.2. *Причины рассогласования "точных" и "приближенных" элементов орбиты*. То, что рассогласования между элементами орбиты, взятых из точного и приближенного каталогов [1,3] будут иметь место - это вполне ожидаемо и закономерно. Вопрос лишь в количественной оценке степени расхождения данных. На момент, когда создавался "Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд" [3], уже ставился вопрос о надежности относительных и абсолютных элементов, найденных с использованием приближенных статистических зависимостей, описанных выше, во Введении. Точность

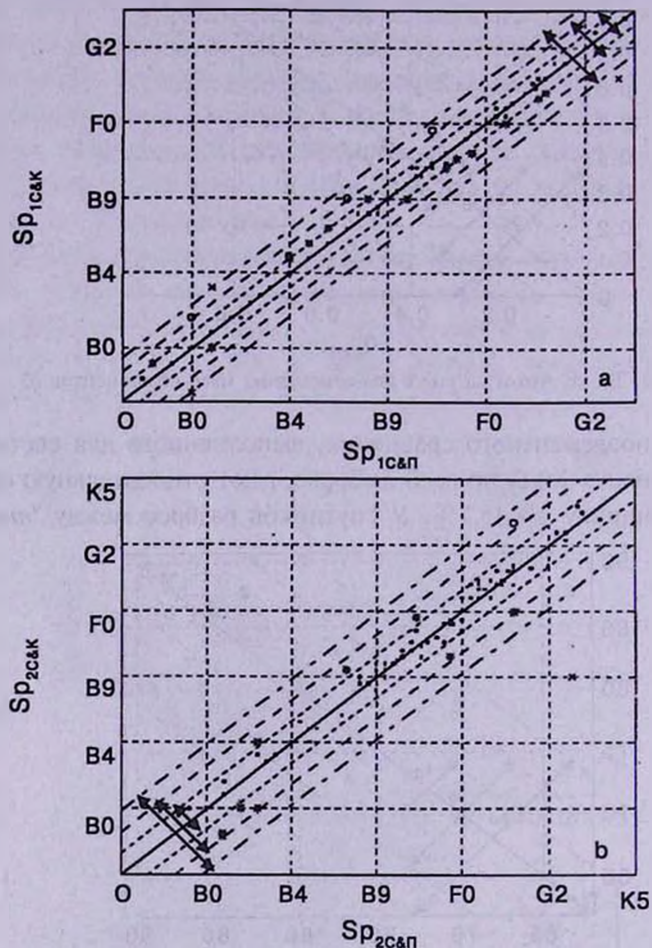


Рис.5. То же, что и на рис.1, для спектральных классов компонентов ТДС - Sp_1, Sp_2.

этих элементов существенно выше для систем с известными спектрами главных компонентов Sp_1, численность которых в каталоге [3] составила порядка 1200 из 3800, из них с разделенными компонентами ≈ 270 ТДС. Поскольку классификация затменно-переменных систем по эволюционным типам производилась с помощью простых критериев, разработанных в [4], - по спектральному типу главного компонента Sp_1, орбитальному периоду P, глубине главного минимума A_1 и разности глубин минимумов ΔA - в некоторых случаях возможны ошибки в использованной классификации. К этому следует добавить ошибочность отдельных сведений и неполноту данных каталога ОКПЗ IV [9], а также приближенный характер оценки элементов по среднестатистическим зависимостям. Учет вышеперечисленных факторов позволил сделать следующие предварительные оценки авторами каталога [3]: 10-15% систем будут иметь элементы орбиты, оцененные с грубой ошибкой (в 3 раза и более); для 20-25% ТДС найденные элементы орбиты окажутся существенно отличающимися от истинных элементов (в 1.5-2 раза). И, наконец, для 60-70% ТДС фотометрические и абсолютные элементы окажутся довольно близкими (ошибка в пределах $20 \div 30\%$) к элементам, которые в дальнейшем, возможно, будут пересчитаны более точными методами. Насколько оправдался статистический прогноз, красноречиво подтверждают данные табл.1.

Для наклонения орбиты, значение которой восстанавливалось по зависимости глубины главного минимума A_1, известной по данным каталога

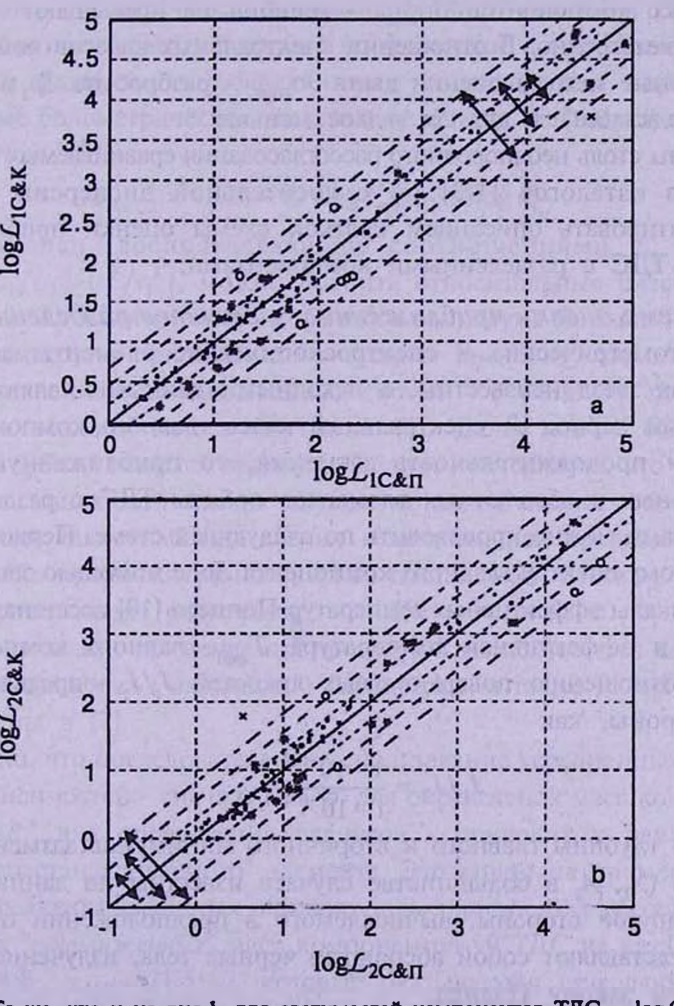


Рис.6. То же, что и на рис.1, для светимостей компонентов ТДС - $\log\mathcal{L}_1$, $\log\mathcal{L}_2$.

ОКПЗ IV [9], от i, дисперсия σ_i оказалась $\approx 3^\circ.63$, а относительная среднеквадратичная ошибка ε_i по всей выборке - 4.84%.

Зависимость $i(A_1)$ была исследована по 246 затменным системам из Каталога Свечникова [8] и позволила обеспечить надежность определения наклонения с ошибкой $3\sigma_{clear} \approx 3^\circ$ по 3σ -критерию для $\approx 98\%$ ТДС из общей сравниваемой здесь выборки.

Такая же степень надежности $(96 \div 97\%)$ по 3σ -критерию характерна при оценке приближенными методами масс главных и вторичных компонентов, их абсолютных и относительных радиусов, а также отношения масс компонентов. Возникающие при этом ошибки $3\sigma_{clear}$ по массам, абсолютным радиусам главных компонентов и спутников, большим полуосям орбиты составляют $\approx 0.68\, M_0$ и $0.62 M_0$, $0.78 R_0$ и $0.60 R_0$, $1.19 R_0$, соответственно. По относительным радиусам обоих компонентов и отношению масс компонентов $3\sigma_{clear}$ - ошибки не превышают ≈ 0.032 и 0.074, соответственно. В отношении спектральных классов компонентов приближенные методы оценки дают $3\sigma_{clear}$ - разброс по Sp_2 в пределах одного "подкласса", а для Sp_1 -вдвое меньше.

Причины столь неоднородного рассогласования сравниваемых элементов орбиты из каталогов [1,3] по относительной дисперсии ε можно прокомментировать описанием краткой схемы оценки приближенных элементов ТДС с разделенными компонентами.

2.3. *Схема оценки приближенных элементов разделенных ТДС.* Когда фотометрические и спектроскопические элементы затменных переменных звезд неизвестны, а исходными данными являются лишь орбитальный период P, спектральный класс главного компонента Sp_1, глубины и продолжительность затмения, то приближенную оценку относительных и абсолютных элементов орбиты ТДС с разделенными компонентами можно производить по следующей схеме. Первоначально, по известному спектру главного компонента Sp_1 с помощью зависимости "M–Sp" и шкалы эффективных температур Поппера [10] восстанавливаются масса M_1 и эффективная температура $T_{эфф1}$ главного компонента, а затем по отношению поверхностных яркостей J_1/J_2, определяемого, с одной стороны, как

$$J_1/J_2 = \frac{1-10^{-0.4 \cdot A_1}}{1-10^{-0.4 \cdot A_2}}, \tag{3}$$

где A_1, A_2 - глубины главного и вторичного минимумов затмения, соответственно (A_1, A_2 в большинстве случаев известны по данным ОКПЗ IV), а, с другой стороны, вычисляемого в предположении о том, что звезды представляют собой абсолютно черные тела, излучение которых подчиняется закону Планка,

$$J_1/J_2 = \frac{e^{c_2/(\lambda_{эфф}\cdot T_{эфф2})}-1}{e^{c_2/(\lambda_{эфф}\cdot T_{эфф1})}-1}, \qquad (4)$$

из равенства (3)=(4) можно оценить эффективную температуру спутника $T_{эфф2}$, а значит и его спектральный класс Sp_2 по [10], что дает возможность "восстановить" массу спутника M_2, вновь воспользовавшись известной зависимостью "*M-Sp*" для звезд ГП. Далее можно вычислить параметр $q=M_2/M_1$ и большую полуось орбиты A по третьему обобщенному закону Кеплера:

$$A = 74.45^{1/3}\cdot(M_1+M_2)^{1/3}\cdot P^{2/3}, \qquad (5)$$

где P - период в днях, A - большая полуось орбиты в радиусах Солнца R_0, массы - в долях солнечной массы, M_0. Следующий этап - это вычисление размеров компонентов R_1 и R_2, для нахождения которых используются статистическая зависимость "*M-R*" для звезд ГП, а также оценка их относительных радиусов по формулам $r_1=R_1/A$ и $r_2=R_2/A$. По известным радиусам и эффективным температурам определяются абсолютные болометрические звездные величины главного и вторичного компонентов ТДС:

$$M_{bol1,2} = 42.31 - 10\cdot\log T_{эфф1,2} - 5\log R_{1,2}\,. \qquad (6)$$

И, наконец, воспользовавшись соотношениями $L_1+L_2=1$ и $J_1/J_2=(L_1/L_2)\cdot\left(r_2^2/r_1^2\right)$, можно оценить относительные блески компонентов L_1 и L_2. Если глубина вторичного минимума A_2 была неизвестна, тогда параметру q приписывалось среднее значение, характерное для класса разделенных тесных двойных систем - $\overline{q}=0.8$ [7], по которому "восстанавливалась" масса спутника M_2. Далее схема определения элементов орбиты остается прежней. Следует подчеркнуть, что частичным контролем описанной схемы служат дополнительные соотношения, связывающие такие наблюдательные величины, как продолжительность затмения D и продолжительность фазы постоянного блеска в минимуме d с относительными радиусами - $\pi\cdot D \approx r_1+r_2$ и $\pi\cdot d \approx r_1-r_2$. Более подробное описание применяемых процедур в зависимости от конкретного набора наблюдаемых ("входящих") параметров, а также их аргументация представлены в [7].

Понятно, что последовательное использование усредненных статистических зависимостей - сначала "*M-Sp*" для определения масс компонентов, затем "*M-R*" для определения радиусов - приводит к накапливанию ошибки "восстанавливаемого" элемента. Это видно на примере относительных среднеквадратичных ошибок, характеризующих рассогласование "*точных*" и "*приближенных*" масс компонентов 99 ТДС из каталогов [1,3] ($\varepsilon_{M1}=18.8\%$, $\varepsilon_{M2}=21.5\%$), которые оказываются при любом сигма-критерии ($\varepsilon_\sigma, \varepsilon_{2\sigma}, \varepsilon_{3\sigma}$) меньше аналогичных дисперсий, показывающих разброс "*точных*" и "*приближенных*" радиусов ($\varepsilon_{R1} = 20.7\%$, $\varepsilon_{R2} = 22\%$) ТДС. Также усредненный характер статистических зависимостей является причиной заметного снижения надежности приближенной оценки масс и радиусов компонентов. Светимости главных компонентов $\log\mathcal{L}_1$ и, в особенности, спутников $\log\mathcal{L}_2$ определяются гораздо менее точно - рассогласование "*точных*" и "*приближенных*" оценок этих величин достигает $\varepsilon_{\mathcal{L}1} = 15.7\%$ и $\varepsilon_{\mathcal{L}2} = 41\%$, соответственно. Тот факт, что высокая относительная среднеквадратичная погрешность светимости спутников $\varepsilon_{\mathcal{L}1,2}$, взятых из каталогов [1,3], выделяется на фоне остальных дисперсий ε поэлементных сравнений и типична для большинства ТДС, подтверждается тем, что независимо от сигма-критерия ее значение, фактически, неизменно - 35%.

Важно подчеркнуть, что анализ относительных дисперсий ε элементов сравнения, в частности, относительных дисперсий светимостей $\varepsilon_{\mathcal{L}}$ компонентов ТДС является в некоторой степени формальным и на самом деле малоинформативным. Потому что, как видно из рис.6, достаточно много систем сосредоточено вблизи нулевых значений логарифмов светимостей, что в значительной степени искажает определение относительной дисперсии $\varepsilon_{\mathcal{L}}$ для исследуемой выборки. Это может быть в меньшей степени выражено и для других элементов сравнения, поэтому имеет смысл обозначить для них доверительные интервалы.

2.4. *Доверительные интервалы элементов сравнения ТДС.* Определим границы доверительных интервалов для каждого элемента сравнения из распределений "*точных*" элементов сравнения $F^{I}_{С\&П}$ [1] по их индивидуальным относительным ошибкам ε^{I}.

Из распределений светимостей компонентов $\log\mathcal{L}_1$ и $\log\mathcal{L}_2$ по их относительным ошибкам $\varepsilon^{I}_{\mathcal{L}1}$ и $\varepsilon^{I}_{\mathcal{L}2}$ (рис.7) хорошо видно, что относительные ошибки данных элементов резко возрастают по мере уменьшения собственных значений элементов. Поэтому для логарифмов светимостей можно выделить доверительный интервал $[2 \div 5]$, где величина относительной ошибки отдельного результата ε^{I} стабильна и не превышает 20%.

Для элементов M_1, M_2 и R_1, R_2, r_1, r_2 нет четко выраженной зависимости роста относительных ошибок с изменением величины. На всем диапазоне изменения масс компонентов от $0.8M_0$ до $25M_0$ и радиусов от $0.5R_0$ до $17R_0$, их абсолютные ошибки, пересчитанные по 3σ-критерию, не меняются - $3\sigma_{M1} \approx 0.68\,M_0$, $3\sigma_{M2} \approx 0.62\,M_0$ и $3\sigma_{R1} \approx 0.78\,R_0$, $3\sigma_{R2} \approx 0.60\,R_0$, $3\sigma_{r1,r2} \approx 0.032$. Тогда как относительные ошибки данных элементов сравнения "пробегают" весь диапазон значений - от 0 до 100%. Следует заметить, что при одной и той же абсолютной ошибке определения массы или радиуса, относительные ошибки для звезд малых масс $1\,M_0 \div 2.5\,M_0$ и радиусов $1\,R_0 \div 2.5\,R_0$ будут значительно выше.

Среди ТДС с разделенными компонентами, которые встречаются в данной выборке, большинство систем имеют орбитальные периоды, меняющиеся в пределах $1^d.2 \div 7^d$. Значимость этого интервала усиливается

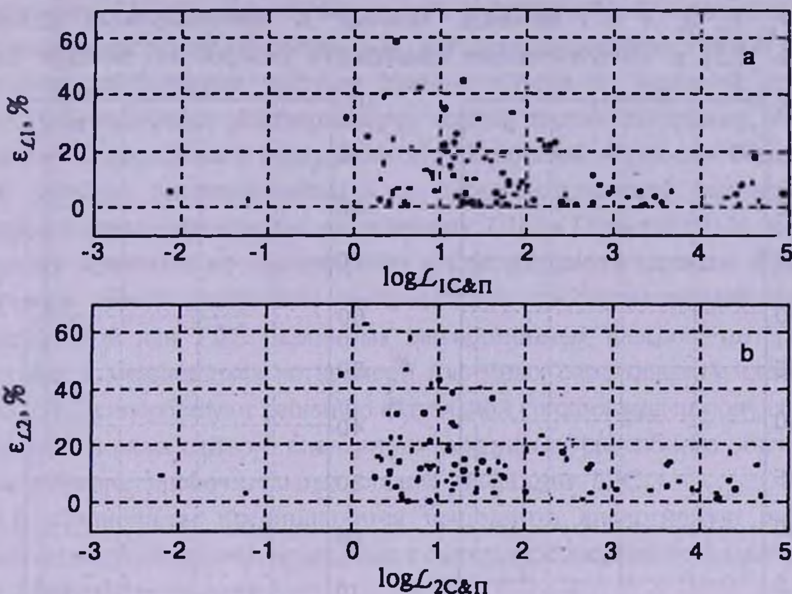


Рис.7a, b. Представляет распределения "*точных*" элементов сравнения $\log\mathcal{L}_1$, $\log\mathcal{L}_2$ из каталога [1] по их индивидуальным относительным ошибкам ε'.

тем фактом, что границы данного интервала подтверждаются с помощью *формализма*, описывающего эволюцию маломассивных разделенных тесных двойных систем ($M_1 \le 2 \div 2.5\, M_0$) вследствие возможной потери орбитального углового момента из-за магнитного звездного ветра [11,12].

Доверительный интервал, полученный в результате поэлементного сравнения больших полуосей разделенных ТДС по данным каталогов [1,3], имеет границы - $[\,7R_0 \div 30R_0\,]$, где индивидуальные относительные ошибки ε_A' не превышают $5 \div 10\%$, за исключением четырех систем. Распределение орбитальных наклонений (рис.8a) по относительным ошибкам показывает хорошо выраженную концентрацию затменно-переменных в диапазоне $[\,87^\circ.5 \div 90^\circ\,]$, где ε' ниже 5%, т.к. именно в этом интервале вероятность обнаружения ТДС как затменно-переменной наиболее высокая. Остальные затменно-переменные с наклонением $70^\circ \le i < 87^\circ.5$ могут определяться с точностью до 12%.

Из распределения отношения масс компонентов по относительным ошибкам ε_q' (рис.8b) видно, что относительные ошибки данного элемента заметно убывают с возрастанием значения q - чем ближе $q \to 1$, тем меньше ошибка определения ε_q'. Следовательно, для отношения масс компонентов можно выделить доверительный интервал $[\,0.8 \div 1\,]$ с ε_q', не превышающей 12%. Для малых значений q ошибки существенно возрастают.

3. *Заключение*. Суммируя результаты поэлементного сравнения звездных характеристик, таких, как $\log\mathcal{L}_1$, $\log\mathcal{L}_2$, M_1, M_2, Sp_1, Sp_2, R_1, R_2, r_1, r_2, q, A и i на базе "*точных*" и "*приближенных*" данных каталогов [1,3] и количественно анализируя разброс по каждой паре

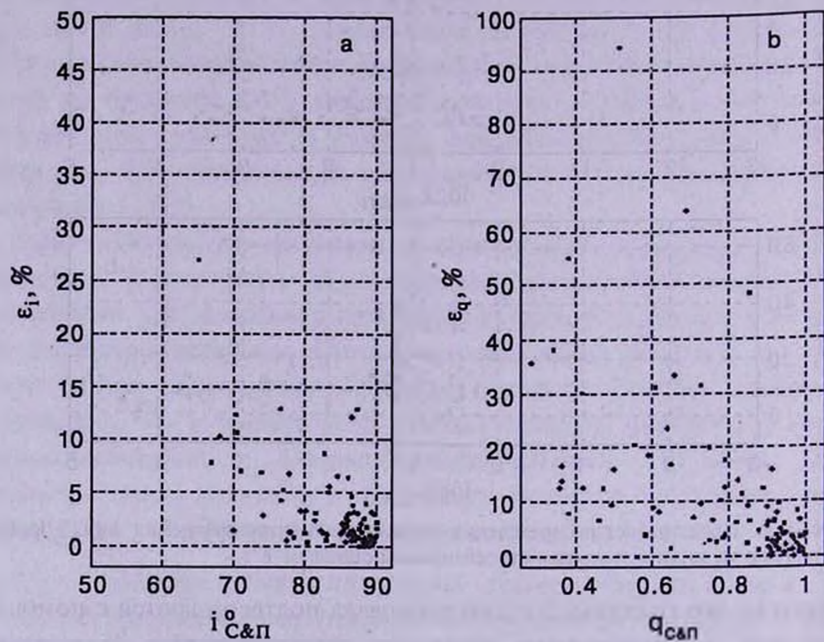


Рис.8a, b. То же, что и на рис.7, для наклонения орбиты ТДС i и отношения масс q'.

сравниваемых величин, можно сделать вывод о правомерности использования приведенных в "Каталоге приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд" [3] элементов при различных статистических исследованиях, а также в качестве исходного приближения при вычислении фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд более точными методами.

Полученные здесь оценки степени надежности приближенных орбитальных и абсолютных элементов из каталога [3] заметно превосходят предварительный прогноз, сделанный авторами каталога [3] в 1990г. и подтверждают заключение о целесообразности применения приближенных методов. Действительно, для $\approx 97\%$ ТДС ошибки в определении их фотометрических и абсолютных элементов не превышают в среднем $20 \div 30\%$. Кроме того, статистическая обработка большого объема наблюдательного материала полезна для выявления эволюционной взаимосвязи различных классов ТДС, находящихся в фазе "первого обмена массой". Следует подчеркнуть, что большой объем данных [3], хотя и полученных приближенными методами, является особенно информативным при расчете подробных распределений пространственной плотности разделенных двойных систем в произвольно выбранных диаграммах (например, "M_1-P"). Корректность этих построений, выполненных с учетом полной вероятности открытия ТДС как затменно-переменной и объема, в котором наблюдаются системы данного класса до заданной предельной звездной величины, подтверждается серией тестов. Например, восстановлением "современного спектра масс", Начальной Функции Масс (НФМ) как функции звездообразования, а также независимой оценкой "снизу" скорости звездообразования разделенных ТДС в Галактике [13], которая по порядку величины не противоречит наблюдательным данным. Кроме того, изучение общей диаграммы распределения пространственной плотности, построенной для ТДС различных эволюционных классов, интерпретация текущих и меняющихся во времени взаимных соотношений численностей этих ТДС, способствуют решению актуальной сегодня задачи популяционного синтеза - поиска единого сценарного механизма, способного объяснить все многообразие заключительных стадий эволюции ТДС.

В дальнейшем предполагается выполнить аналогичную работу для предконтактных систем, известных в литературе как короткопериодические RS CVn.

Уральский государственный университет им. М.Горького,
Екатеринбург, Россия e-mail: g.n.dryomova@mail.ru

THE COMPARATIVE ANALYSIS OF "ACCURATE" AND "APPROXIMATE" EVALUATION PROCEDURE OF ABSOLUTE AND RELATIVE ELEMENTS OF THE DETACHED CLOSE BINARY SYSTEMS

G.N.DRYOMOVA, M.A.SVECHNIKOV

The elementwise comparisons of the stellar characteristics (luminosities, spectra, masses, absolute and relative radii of the components, mass ratio, major semi-axis, orbital inclination) for Close Binary Systems (CBS) with the detached components have been carried out. As an initial database "The catalogue of the accurate orbital elements, masses and luminosities of the CBS with the detached components" by Svechnikov, Perevozkina, 1999 and "The catalogue of approximate photometric and absolute elements of eclipsing variable stars" by Svechnikov, Kuznetsova, 1990 have been chosen. The

elements of an orbit containing in the first catalogue were defined from the solutions of the known photometric light curves and known radial velocities curves, whereas the orbital elements of the eclipsing binaries collected in the second catalogue were found by the application of the approximate statistical relations such as "mass - radius", "mass -spectrum", "mass - luminosity", the correlation between the orbital inclination and the main minima deep and so on. The possible reasons of discrepancies of the compared quantities have been discussed.

Key words: *(stars:) binaries:eclipsing*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е.Л.Перевозкина*, *М.А.Свечников*, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей переменных звезд РГП типа и некоторые результаты его статистической обработки, Изд-во УрГУ, Екатеринбург, с.5, 1999.
2. *М.А.Свечников*, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд, Уч. зап. УрГУ, сер. Астрон., Екатеринбург, N88, вып.5., с.271, 1969.
3. *М.А.Свечников*, *Э.Ф.Кузнецова*, Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд, Изд-во УрГУ, Екатеринбург: **1**, **2**, 456, 1990.
4. *М.А.Свечников*, *Л.Ф.Истомин*, *О.А.Грехова*, Разработка и применение простых критериев для массовой классификации затменных переменных звезд. II. Классификация затменных переменных из каталога ОКПЗ III и дополнений к нему, Перемен. звезды, **21**, N3, 413, 1980.
5. *М.А.Свечников*, *Т.А.Тайдакова*, Астрон. ж., **61**, N1, 143, 1984.
6. *М.А.Свечников*, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд, некоторые результаты его обработки, Бюл. Абастум. астрофиз. обсерв., **59**, 71, 1985.
7. *М.А.Свечников*, Классификация и физические характеристики затменных переменных звезд, Докт. дисс., МГУ, М., с.292, 1985.
8. *М.А.Свечников*, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд., Изд. УрГУ, Иркутск, с.226, 1986.
9. *П.Н.Холопов*, Общий каталог переменных звезд, 4 изд. Наука, М., 1985.
10. *D.M.Popper*, Stellar masses, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **18**, 115, 1980.
11. *I.J.Iben*, *A.V.Tutukov*, Astrophys. J., **284**, 719, 1984.
12. *А.В.Тутуков*, *Г.Н.Дремова*, *М.А.Свечников*, Астрон. ж., 2004 (*в печати*).
13. *Г.Н.Дремова*, Об эволюции маломассивных тесных двойных систем, канд. дисс. ГАО РАН, Санкт-Петербург, с.150, 2002.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.31.082-335.3

МОДЕЛИ СТРАННЫХ ЗВЕЗД С КОРОЙ И СТРАННЫХ КАРЛИКОВ

Ю.Л.ВАРТАНЯН, А.К.ГРИГОРЯН, Т.Р.САРКИСЯН

Поступила 18 июля 2003
Принята к печати 15 ноября 2003

В рамках модели мешка исследуются странные кварковые звезды с корой и странные карлики, состоящие из компактного странного кваркового ядра и протяженной коры. Кора, которая состоит из атомных ядер и вырожденных электронов, имеет предельную граничную плотность $\rho_{cr} = \rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3. Для двух наборов параметров модели мешка и трех различных значений ρ_{cr} (10^9 г/см$^3 \le \rho_{cr} \le \rho_{drip}$) вычислены серии конфигураций - найдены зависимости массы M и радиуса R звезды от центральной плотности. Построены последовательности звезд из странной кварковой материи с корой от компактных странных звезд до протяженных странных карликов. Рассмотрено влияние параметров модели мешка и значения граничной плотности коры ρ_{cr} на параметры странных звезд и странных карликов. Проведено сравнение странных карликов с обычными белыми карликами, указаны их наблюдательные отличия.

1. *Введение.* Гипотеза о том, что странная кварковая материя, состоящая из примерно равного количества u, d, s - кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов, обеспечивающих электронейтральность, может являться абсолютно стабильным состоянием холодного вещества, была предложена Виттеном [1]. В дальнейшем, в работе Ферри и Джаффи [2], в рамках модели мешка МТИ [3] исследовалась зависимость стабильности странной кварковой материи от недостаточно точно известных феноменологических параметров модели - постоянной мешка B, постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массы странного кварка m_s. Было показано, что определенные наборы этих параметров могут приводить к реализации самоудерживающихся странных звезд. Основные свойства последних рассматривались в работах [4,5]. В работах [6,7] проводилось сопоставление параметров странных звезд с наблюдательными данными и исследовалась проблема параллельного существования странных и нейтронных звезд.

Если реализуется такой вариант странной кварковой материи, когда избыточный электрический заряд кварков нейтрализуется электронами, последние, будучи связанными лишь кулоновской силой, могут частично покидать кварковую поверхность, распространяясь на сотни ферми. По этой причине у поверхности странной кварковой звезды образуется тонкий заряженный слой, напоминающий конденсатор, где напряженность поля достигает 10^{17}-10^{18} В/см [4].

Так как электрическое поле у поверхности странной кварковой звезды направлено наружу, то оно может поддерживать кору, состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов. Кора не находится в химическом равновесии со странной кварковой материей и связана с кварковым ядром лишь гравитацией. Вероятность туннельного перехода атомных ядер настолько мала, что обе фазы могут сосуществовать практически бесконечное время [4]. Так как не имеющие заряда свободные нейтроны могут беспрепятственно проходить через электростатический барьер и поглощаться странной кварковой материей, максимальная плотность коры должна быть ограничена плотностью вылета нейтронов из ядер - $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3. Странная звезда может приобрести кору во время своего образования или за счет аккреции вещества. Проблемы образования и структуры коры у странной звезды исследованы в работах [8,9].

Для странных звезд с массой $M > 0.5\,M_{\odot}$ толщина и масса коры пренебрежимо малы по отношению с радиусом и массой звезды. Иная ситуация в области странных звезд малых масс. Если масса странной звезды $M < 0.02\,M_{\odot}$, то оболочка сильно набухает и ее радиус в максимуме того же порядка, что и у белых карликов. Такие конфигурации, которые принято называть странными карликами, в отличие от обычных белых карликов имеют сердцевину в виде небольшой по размерам и массе странной звезды. Отметим, что могут быть и второго типа странные карлики, у которых центральное кварковое ядро не может самостоятельно существовать в виде странной звезды, а находится в термодинамическом равновесии со скачком плотности с оболочкой, содержащей кроме атомных ядер и вырожденных электронов, также вырожденные нейтроны [10,11]. Здесь такие конфигурации не рассматриваются.

В настоящей работе исследуются модели странных звезд с корой и странных карликов. Расчеты проведены для двух наборов параметров модели мешка, от которых зависят параметры странного кваркового ядра, и трех значений граничной плотности коры. В обычных белых карликах центральная плотность из-за нейтронизации атомных ядер не может превосходить значения 10^9 г/см^3 - конфигурация становится неустойчивой. В странных же карликах могут осуществляться плотности более чем на два порядка выше, где высокий уровень импульса Ферми электронов ($p_F(e)/m_e c \le 45$) делает возможным существование аномальных атомных ядер, сильно перегруженных нейтронами ($A \sim 120$, $A/Z \sim 3$). Стабильность таких моделей обеспечивается наличием небольшого кваркового ядра [12,13].

В работе приведены интегральные параметры странных звезд и странных карликов. Проведено сравнение между странными карликами и их нестранными аналогами - обычными белыми карликами, указаны их наблюдательные отличия.

2. *Уравнение состояния.* Пренебрегая щелью в несколько сотен ферми между странной кварковой материей и корой, мы используем уравнение состояния, состоящее из двух частей, соединенных при условии непрерывности давления. Первая часть описывает нормальное вещество Ае-фазы. Нами используются табличные данные уравнения состояния Бейма-Петика-Сазерленда [14], сшитого с уравнением состояния Фейнмана-Метрополиса-Теллера [15] при плотности $\rho = 10^4$ г/см^3.

Вторая часть соответствует странной кварковой материи, для которой используется модель мешка МТИ. При наличии коры давление на границе кваркового ядра не доходит до нуля, а соответствует давлению перехода P_{tr}. Зависимость давления от плотности для странных звезд с корой схематически представлена на рис.1 работы [16]. Нами рассмотрены уравнения состояния для двух наборов параметров модели мешка, значения которых приведены в табл.1. Здесь, как и в [16,17] используется развернутая форма уравнения состояния. Для данных наборов средняя энергия на барион в зависимости от концентрации барионов имеет отрицательный минимум, что обеспечивает связанность странной кварковой материи. Значения этих величин, которые характеризуют поверхность кваркового ядра, также приведены в последних двух столбцах табл.1.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

	B (МэВ/Фм^3)	m_s (МэВ)	α_c	$\overline{\varepsilon}_b$ (МэВ)	$n_{min} = n_s$ (Фм$^{-3}$)
Модель 1	50	175	0.05	-64.9	0.257
Модель 2	60	175	0.05	-28.6	0.296

В работах [18,19] были предприняты попытки пересмотра максимально допустимого значения граничной плотности коры. В первом случае учитывалось влияние значения химического потенциала электронов у поверхности странной звезды, во втором - механическое равновесие коры. Наибольший физический интерес представляют конфигурации с $\rho_{cr} = \rho_{drip}$, однако любые другие конфигурации с более низким значением ρ_{cr} реализуемы, поэтому для исследования влияния значения граничной плотности коры на интегральные параметры странных звезд для ρ_{cr} мы используем диапазон от максимальных плотностей осуществляемых в белых карликах - 10^9 г/см^3 до $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3.

3. *Результаты расчета.* Для нахождения основных параметров сферически-симметричных сверхплотных звезд были проинтегрированы релятивистские уравнения звездного равновесия (уравнения Толмена-Оппенгеймера-Волкова) [20]. В зависимости от центральной плотности

ρ_c для серий конфигураций рассчитаны значения звездного радиуса R, полной массы M, а также массы M_{core} и радиуса R_{core} кваркового ядра.

Для трех значений ρ_{cr} в табл.2 и 3 приведены результаты расчета для моделей 1 и 2. Расчеты охватывают весь интервал реализуемых значений центральной плотности ρ_c, которым соответствуют конфигурации в диапазоне от массивных странных звезд до странных карликов. Индексами "a", "b" отмечены соответственно конфигурации максимальных и мини-

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СТРАННЫХ ЗВЕЗД С КОРОЙ И СТРАННЫХ КАРЛИКОВ ДЛЯ МОДЕЛИ 1

ρ_{cr}, г/см^3	ρ_c, 10^{14} г/см^3	M_{core}, $M_\odot$	M, $M_\odot$	R_{core}, км	R, км
1	2	3	4	5	6
$4.3 \cdot 10^{11}$	3.96059 (d)	0	0.6762	0	484.1
	3.98832	0.00509	0.7966	1.828	816.3
	4.00047	0.00870	0.8510	2.184	1165.2
	4.01591 (c)	0.01405	0.9646	2.561	2347.0
	4.02448	0.01732	0.7232	2.745	5280.7
	4.02681	0.01824	0.2038	2.793	9960.2
	4.02699	0.01831	0.0972	2.797	10823.4
	4.02705	0.01834	0.0577	2.798	10415.3
	4.02713	0.01837	0.0234	2.800	5172.2
	4.02722	0.01841	0.0193	2.801	1710.2
	4.02755 (b)	0.01854	0.0188	2.808	452.6
	4.03394	0.02115	0.0212	2.934	32.3
	4.11837	0.06263	0.0627	4.201	7.4
	4.49129	0.29948	0.2995	6.997	8.1
	6.10283	1.09477	1.0948	10.354	10.8
	20.1318 (a)	1.94517	1.9452	10.857	11.1
	32.0556	1.89849	1.8985	10.263	10.4
10^{10}	3.96059 (d)	0	0.9108	0	1345.6
	3.97180 (c)	0.00133	1.0145	1.170	2289.9
	3.98009	0.00303	0.7938	1.538	5136.1
	3.98246	0.00359	0.3004	1.627	9991.3
	3.98285	0.00364	0.0227	1.640	18232.6
	3.98286	0.00365	0.0135	1.641	16837.4
	3.98287	0.00366	0.0043	1.642	6028.0
	3.98289	0.00367	0.0038	1.643	1680.8
	3.98294 (b)	0.00369	0.0037	1.645	534.6
	3.98304	0.00373	0.0038	1.648	225.3
	3.98388	0.00388	0.0039	1.678	39.1
	4.03156	0.02018	0.0202	2.888	4.2
	4.19693	0.10848	0.1085	5.032	5.6
	5.42628	0.82808	0.8281	9.579	9.8
	6.87139	1.31259	1.3126	10.834	11.0
	20.1319 (a)	1.94518	1.9453	10.858	10.9
	32.0558	1.89859	1.8986	10.264	10.3

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
	3.96059 (d)	0	1.0192	0	2338.9
	3.96115	0.00001	1.0184	0.269	2430.9
	3.96884	0.00080	0.7625	1.005	5519.5
	3.97081	0.00113	0.3086	1.117	10057.8
	3.97118	0.00115	0.0530	1.137	16927.0
	3.97121	0.00116	0.0247	1.138	21747.8
	3.97122	0.00117	0.0023	1.139	12267.0
	3.97123	0.00118	0.0013	1.140	1916.9
10^9	3.97125 (b)	0.00119	0.0012	1.141	565.3
	3.97147	0.00127	0.0013	1.152	50.7
	3.97280	0.00148	0.0015	1.220	9.5
	3.99548	0.00716	0.0072	2.047	3.0
	4.31481	0.18337	0.1834	5.973	6.2
	5.48441	0.85445	0.8545	9.666	9.8
	9.84955	1.72758	1.7276	11.348	11.4
	20.1322 (a)	1.94558	1.9456	10.859	10.9
	32.0559	1.89869	1.8987	10.265	10.3

мальных масс странных звезд с корой, "c" - максимальных масс странных карликов. Последовательность странных карликов обрывается на отмеченной индексом "d" конфигурации, когда центральная плотность становится недостаточной для существования кваркового ядра.

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СТРАННЫХ ЗВЕЗД С КОРОЙ И СТРАННЫХ КАРЛИКОВ ДЛЯ МОДЕЛИ 2

ρ_{cr}, г/см^3	ρ_c, 10^{14} г/см^3	M_{core}, $M_\odot$	M, $M_\odot$	R_{core}, км	R, км
1	2	3	4	5	6
	4.73524 (d)	0	0.6762	0	484.1
	4.76265	0.00355	0.7757	1.528	729.5
	4.80176 (c)	0.01310	0.9700	2.358	2449.0
	4.81037	0.01564	0.7794	2.500	4812.5
	4.81349	0.01659	0.3332	2.550	8825.8
	4.81406	0.01677	0.0739	2.559	11104.9
	4.81424	0.01683	0.0183	2.562	2669.0
$4.3 \cdot 10^{11}$	4.81442	0.01688	0.0172	2.564	868.9
	4.81459 (b)	0.01693	0.0171	2.567	448.7
	4.81600	0.01737	0.0174	2.589	118.4
	4.82162	0.01915	0.0192	2.674	31.7
	4.89166	0.04464	0.0447	3.539	7.2
	4.98925	0.08698	0.0870	4.409	6.5
	5.78574	0.47890	0.4791	7.634	8.4
	8.01201	1.17039	1.1704	9.856	10.2
	23.9710 (a)	1.78609	1.7861	9.951	10.1
	32.8297	1.76499	1.7650	9.588	9.8

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
10^{10}	4.73524 (d)	0	0.9062	0	1314.7
	4.74875 (c)	0.00124	1.0150	1.076	2309.3
	4.75814	0.00272	0.8144	1.398	4942.9
	4.76107	0.00326	0.3543	1.484	9350.4
	4.76158	0.00335	0.1018	1.499	13667.5
	4.76168	0.00336	0.0232	1.501	18678.6
	4.76170	0.00337	0.0038	1.502	5545.9
	4.76175	0.00338	0.0034	1.503	871.5
	4.76178 (b)	0.00339	0.0034	1.504	524.7
	4.76248	0.00349	0.0035	1.524	53.6
	4.77046	0.00516	0.0052	1.729	7.0
	4.85257	0.02967	0.0297	3.094	4.0
	5.55328	0.36858	0.3686	7.033	7.3
	7.20015	0.98378	0.9838	9.431	9.6
	10.0511	1.45708	1.4571	10.303	10.4
	23.9711 (a)	1.78619	1.7862	9.952	10.0
	32.8298	1.76509	1.7651	9.589	9.6
10^{9}	4.73524 (d)	0	1.0193	0	2334.3
	4.74023	0.00020	0.9958	0.656	3229.1
	4.74346	0.00050	0.8785	0.841	4411.1
	4.74610	0.00080	0.6460	0.966	6735.3
	4.74769	0.00100	0.1615	1.034	12429.1
	4.74788	0.00101	0.0254	1.040	21887.8
	4.74789	0.00102	0.0043	1.041	16990.1
	4.74790	0.00108	0.0012	1.042	3355.0
	4.74791 (b)	0.00109	0.0011	1.043	553.7
	4.74809	0.00119	0.0012	1.050	66.4
	4.75022	0.00148	0.0015	1.133	7.3
	4.76987	0.00498	0.0050	1.715	2.7
	5.17438	0.17747	0.1775	5.564	5.7
	6.33598	0.70858	0.7086	8.595	8.7
	10.6425	1.51009	1.5101	10.353	10.4
	23.9712 (a)	1.78629	1.7863	9.953	10.0
	32.8299	1.76518	1.7652	9.590	9.6

Сначала исследуем конфигурации с максимальным значением граничной плотности коры $\rho_{cr} = \rho_{dnp} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3. Зависимость полной массы звезды M от центральной плотности ρ_c приведена на рис.1. Для сравнения приведены две кривые, соответствующие моделям 1 и 2. Очевидно, что более жесткое уравнение состояния (модель 1) приводит к сдвигу влево на рисунке кривой M (ρ_c). Это происходит от того, что более жесткое уравнение состояния имеет большее значение давления при равной плотности вещества, что приводит к большим значениям максимальной массы и радиуса звезды, при меньшей центральной плотности.

На рис.2 для моделей 1 и 2 приведена зависимость полной массы M

от радиуса R при $\rho_{cr} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3. На рисунке слева находятся массивные странные звезды с максимальным значением центральной плотности кваркового ядра. Максимальная масса странных звезд с корой имеет значение $1.95 M_\odot$ для модели 1 и $1.79 M_\odot$ для модели 2. Протяженность коры для этих конфигураций минимальна. Для странных звезд масс $M \approx 1.1 \div 1.8 M_\odot$, являющихся типичными для наблюдаемых сверхплотных звезд, толщина коры порядка 200-500 м.

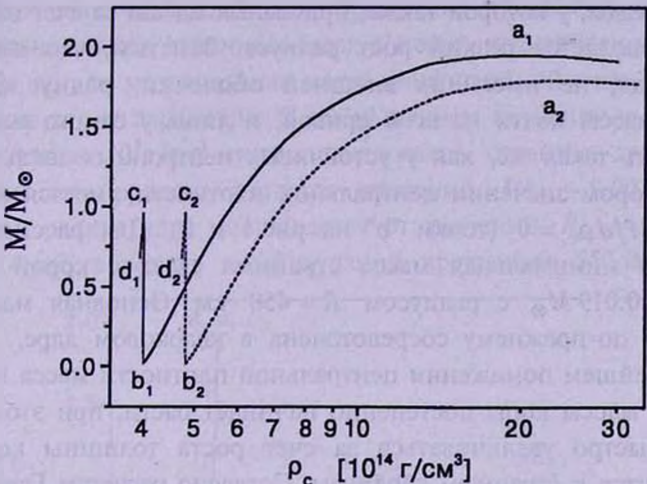


Рис.1. Зависимость полной массы M от центральной плотности ρ_c конфигураций с граничной плотностью коры $\rho_{cr} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3 для моделей 1 (сплошная линия) и 2 (пунктирная линия). Индексами "a_1", "a_2" и "b_1", "b_2" соответственно отмечены конфигурации максимальных и минимальных масс странных звезд, "c_1", "c_2" - конфигурации максимальных масс странных карликов, "d_1" и "d_2" - конфигурации без центрального кваркового ядра.

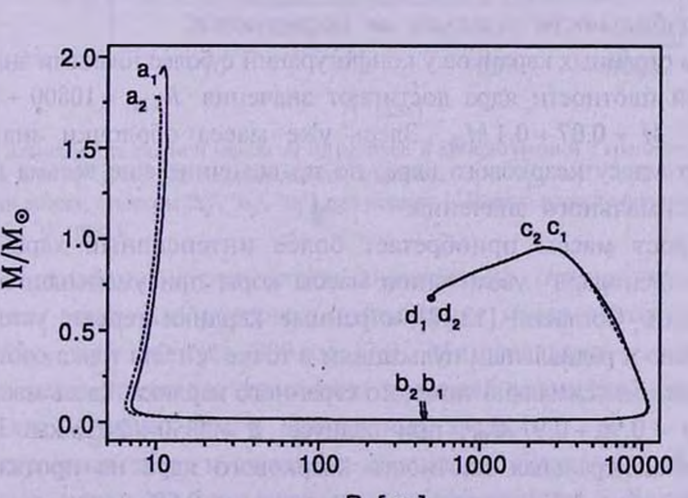


Рис.2. Зависимость полной массы M от радиуса R конфигураций с граничной плотностью $\rho_{cr} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3 для моделей 1 (сплошная линия) и 2 (пунктирная линия). Используются обозначения индексов "a", "b", "c", "d" рис.1.

При понижении значения центральной плотности ядра масса и радиус конфигураций начинают убывать, а протяженность коры постепенно растет. При максимальном значении ρ_{cr} минимальный радиус странных звезд с корой порядка $R_{min} \approx 6.5 \div 7.5$ км при массе $M \approx 0.06 \div 0.09\, M_{\odot}$. Ситуация меняется в области странных звезд с корой более малых масс, где наблюдается резкий рост толщины коры и, как следствие, звездный радиус увеличивается. Поведение звезды уподобляется поведению нейтронной звезды, у которой также, при малых массах за счет набухания оболочки наблюдается резкий рост радиуса. Заметим, что для голых странных звезд, не имеющих внешней оболочки, радиус растет с увеличением массы почти на всей кривой, и лишь у самого максимума эта зависимость такая же, как у устойчивых нейтронных звезд.

При некотором значении центральной плотности имеется минимум массы, где $dM/d\rho_c = 0$ (точки "Ъ" на рис.1 и 2). Для рассмотренных нами моделей минимальная масса странных звезд с корой порядка $M_{min} \approx 0.017 \div 0.019\, M_{\odot}$ с радиусом $R \approx 450$ км. Основная масса этих конфигураций по-прежнему сосредоточена в кварковом ядре.

При дальнейшем понижении центральной плотности масса конфигураций за счет массы коры постепенно начинает расти, при этом радиус продолжает быстро увеличиваться за счет роста толщины коры. Эта область относится к странным карликам. Согласно расчетам Гленденинга и др. [12,13], исследовавших стабильность странных карликов стандартным методом Чандрасекара [21,22], конфигурации для которых $dM/d\rho_c < 0$, в отличие от случая обычных белых карликов и нейтронных звезд, стабильны по отношению к радиальным пульсациям. В нашей работе вопросы стабильности отдельно не исследуются.

Радиусы странных карликов у конфигураций с более низкими значениями центральной плотности ядра достигают значения $R_{max} \approx 10800 \div 11100$ км при массе $M \approx 0.07 \div 0.1\, M_{\odot}$. Здесь уже масса оболочки значительно превосходит массу кваркового ядра, но по величине еще весьма далека от своего максимального значения.

Далее рост массы приобретает более интенсивный характер, что происходит благодаря увеличению массы коры при уменьшении радиуса конфигурации. Согласно [12,13], странные карлики теряют устойчивость по отношению к радиальным пульсациям в точке "с". Эта точка соответствует конфигурации максимально тяжелого странного карлика. Здесь масса звезды порядка $M \approx 0.96 \div 0.97\, M_{\odot}$, при радиусе $R \approx 2350 \div 2450$ км. Примечательно, что центральная плотность кваркового ядра на протяжении от точки "Ъ" к точке "с" изменяется менее чем на 0.5%.

Таким образом, получается последовательность стабильных звезд из странной кварковой материи с корой, от компактных странных звезд до протяженных странных карликов. Странные карлики обладают стабильностью исключительно благодаря компактному кварковому ядру [12,13], без которого они будут располагаться в нестабильном регионе между белыми карликами и нейтронными звездами.

С уменьшением значения граничной плотности коры изменяются интегральные параметры странных звезд и странных карликов. Для модели 1 на рис.3 приведена зависимость полной массы M от радиуса R для двух различных значений граничной плотности коры ρ_{cr}. Если максимальная масса странных звезд с корой практически не зависит от величины ρ_{cr}, то минимальная масса конфигураций очень чувствительна к величине этого параметра. С уменьшением значения ρ_{cr} от значения $4.3\cdot10^{11}$ г/см^3 до 10^9 г/см^3 минимальная масса странных звезд изменяется более чем на порядок, достигая значений $M_{min}\approx 0.0011\div0.0012\,M_\odot$. При этом, радиус ядра уменьшается от значений $R_{core}\approx 2.6\div2.8$ км до $1.04\div1.14$ км, а радиус конфигураций превышает 550 км.

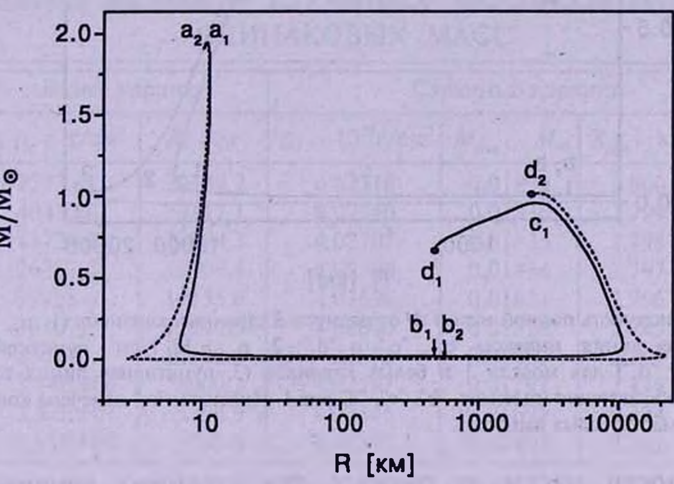


Рис.3. Зависимость полной массы M от радиуса R конфигураций с граничной плотностью коры $\rho_{cr}=4.3\cdot10^{11}$ г/см^3 (сплошная линия, индексы "a$_1$", "b$_1$", "c$_1$", "d$_1$") и $\rho_{cr}=10^9$ г/см^3 (пунктирная линия, индексы "a$_2$", "b$_2$", "d$_2$") для модели 1. Используются обозначения индексов "a", "b", "c", "d" рис.1.

Полученные нами результаты значительно отличаются от случая нейтронных звезд, для которых минимальная масса достигает значения $M\approx0.1\,M_\odot$, при радиусе 200 км [23]. Минимальная масса странных звезд для рассмотренного диапазона значений граничной плотности на порядок-два меньше, чем у нейтронных звезд.

Для странных звезд и странных карликов с более низкой граничной плотностью коры ρ_{cr} осуществимы конфигурации в более широком диапазоне значений звездного радиуса. Так, при значении $\rho_{cr}=10^9$ г/см^3 минимальный радиус странных звезд с корой порядка $R_{min}\approx3$ км, а максимальный радиус странных карликов $R_{max} \approx 22000$ км. Отметим, что выбор модели странной кварковой материи практически не влияет на значения R_{min} и R_{max}.

С целью сравнения странных карликов с обычными белыми карликами на рис.4 приведены три кривые: 1 и 2 - конфигурации странных карликов при различных значениях граничной плотности коры: $\rho_{cr} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3 и $\rho_{cr} = 10^9$ г/см^3. Кривая 3 соответствует последовательности обычных белых карликов, построенных по данным работы [14]. Масса максимально тяжелого белого карлика получается равной $M_{wd\,max} = 1.02\, M_{\odot}$, при радиусе $R \approx 2400$ км и центральной плотности $\rho_c \approx 10^9$ г/см^3.

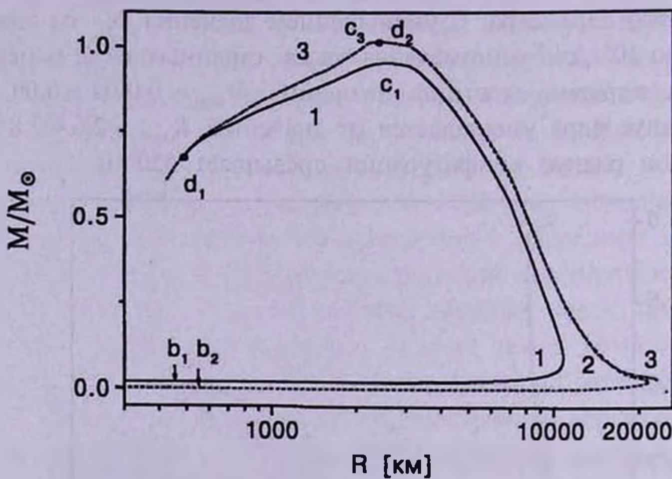


Рис.4. Зависимость полной массы M от радиуса R странных карликов (1. $\rho_{cr} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3, сплошная линия, индексы "b_1", "c_1" и "d_1"; 2. $\rho_{cr} = 10^9$ г/см^3, пунктирная линия, индексы "b_2" и "d_2") для модели 1 и белых карликов (3. пунктирная линия точка-тире). Используются обозначения индексов "b", "c", "d" рис.1. Индексом "c_3" отмечена конфигурация максимальной массы белых карликов.

Зависимости массы от радиуса для странных карликов, при $\rho_{cr} = 10^9$ г/см^3, и обычных белых карликов практически идентичны, хотя направления изменения значений центральной плотности противоположны (имеется в виду расположение конфигураций на рисунке). Так, для стабильной ветви обычных белых карликов характерен рост массы при увеличении значения центральной плотности конфигурации, в то время как масса странных карликов растет с уменьшением центральной плотности кваркового ядра. Характерное различие в направлениях роста массы у белых и странных карликов, в зависимости от значения центральной плотности, очевидно по данным табл.4.

У странных карликов параллельно с уменьшением центральной плотности уменьшаются масса и радиус кваркового ядра. В точке "d_2" на рис.4 значение центральной плотности уже недостаточно для существования странного кваркового ядра. Отметим, что это происходит до достижения конфигурации максимальной массы. Поэтому в этом случае в точке "d_2", где странное кварковое ядро перестает существовать, конфигурации странных карликов, не теряя своей стабильности, плавно переходят в ветвь обычных стабильных белых карликов.

Подобный плавный переход от странных к обычным белым карликам не происходит для конфигураций с граничной плотностью коры $\rho_{cr} = 10^9$ г/см^3, поскольку существование этих конфигураций возможно лишь благодаря наличию кваркового ядра, которое, находясь в центре звезды, стабилизирует систему. Такие странные карлики представляют качественно новый класс сверхплотных небесных образований. Именно они могут заполнять существующий пробел на диаграмме Герцшпрунга-Рессела между устойчивыми нейтронными звездами и обычными белыми карликами.

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ БЕЛЫХ И СТРАННЫХ КАРЛИКОВ (МОДЕЛЬ 1) ОДИНАКОВЫХ МАСС

	Белые карлики		Странные карлики			
M, $M_\odot$	ρ_c, г/см^3	R, км	ρ_c, 10^{14}г/см^3	M_{core}, $M_\odot$	R_{core}, км	R, км
0.02	2273.61	22759.2	4.02716	0.01838	2.800	3086.8
0.03	4043.80	23117.1	4.02710	0.01836	2.799	7813.2
0.04	14721.21	20004.3	4.02707	0.01835	2.798	9384.2
0.05	26257.51	18109.4	4.02706	0.01834	2.797	10094.0
0.1	99958.6	14155.6	4.02698	0.01831	2.796	10799.6
0.15	194071.7	12849.9	4.02690	0.01828	2.795	10462.5
0.25	550170.1	10890.1	4.02672	0.01821	2.791	9509.9
0.5	3.44E+06	8000.2	4.02597	0.01791	2.776	7291.2
0.8	3.37E+07	5154.9	4.02346	0.01692	2.724	4506.9
0.96	1.65E+08	3565.6	4.01591	0.01405	2.561	2347.0

Попытаемся найти различия между странными карликами с максимально высоким значением граничной плотности коры $\rho_{cr} = \rho_{drip}$ и обычными белыми карликами. Для сравнения в табл.4 представлены параметры обычных белых карликов и странных карликов одинаковых масс в диапазоне от $M = 0.02\,M_\odot$ до $0.96\,M_\odot$. Отметим, что для обычных белых карликов малых масс ($M \le 0.03\,M_\odot$) интегральные параметры вычислены использованием только уравнения состояния [15]. Радиусы этих моделей существенно различаются от своих странных аналогов, которые гораздо более компактны, чем обычные белые карлики и, как следствие, при одной и той же поверхностной температуре имеют более чем на порядок меньшую светимость.

В последнее время, в связи с усовершенствованием внеатмосферной астрономии, на порядок возросла точность определения таких интегральных параметров звезд, как масса и радиус. Полученные в рамках проекта HIPPARCOS новые наблюдательные данные по белым карликам позволили уточнить массы и радиусы для двадцати таких объектов [24]. На рис.5 представлена зависимость радиуса от массы для странных и белых карликов и отмечены наблюдательные данные по шести белым

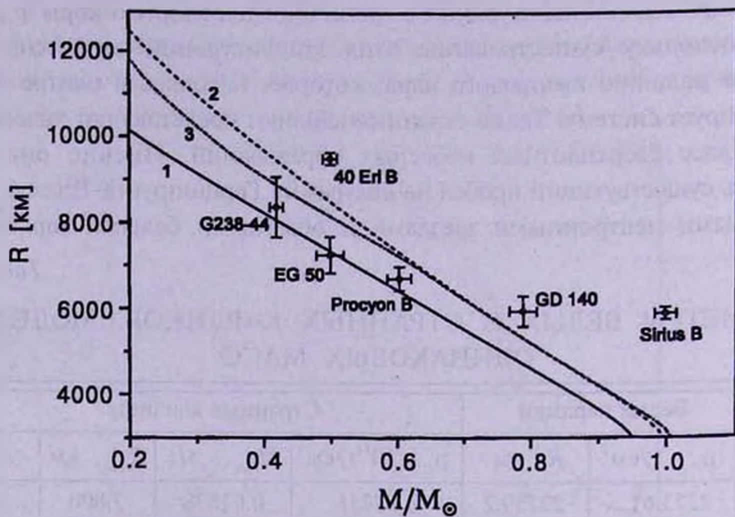


Рис.5. Зависимость радиуса R от полной массы M странных карликов (1. $\rho_{cr} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3, сплошная линия; 2. $\rho_{cr} = 10^9$ г/см^3, пунктирная линия) для модели 2 и белых карликов (3. пунктирная линия точка-тире). На рисунке отмечены (".") наблюдательные данные по массе и радиусу для шести белых карликов.

карликам, имеющих наименьшие диапазоны массы и радиуса. Как видно из рисунка, EG 50, G 238-44 и Procyon B являются наиболее вероятными кандидатами в странные карлики. Уточнение наблюдательных данных и их сопоставление с результатами теоретических расчетов позволит в дальнейшем выяснить возможность реализации странных карликов.

Данная работа поддержана Армянским Национальным Фондом по Науке и Образованию (ANSEF Grant No.PS 140) и выполнена в рамках темы #0842, финансируемой Министерством образования и науки РА.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: yuvartanyan@ysu.am

MODELS OF STRANGE STARS WITH A CRUST AND STRANGE DWARFS

YU.L.VARTANYAN, A.K.GRIGORYAN, T.R.SARGSYAN

In the framework of bag model strange quark stars with a crust and strange dwarfs, consisting of compact strange quark core and extended crust, are investigated. The crust, which consists of atomic nuclei and degenerated electrons, has the limitary boundary density $\rho_{cr} = \rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}\,\mathrm{g/cm^3}$. For two sets of bag model parameters and three different values for ρ_{cr} ($10^9\,\mathrm{g/cm^3} \le \rho_{cr} \le \rho_{drip}$) the series of configurations are calculated - the dependences of star mass *M* and radius *R* on central density are found. The sequences of stars from strange quark matter with a crust, from compact strange stars to extended strange dwarfs, are constructed. The influence of bag model parameters and crust boundary density ρ_{cr} on the parameters of strange stars and strange dwarfs is considered. The comparison of strange dwarfs with an ordinary white dwarfs is carried out, and their observational differences are shown.

Key words: *Stars:quark - stars:models:theory*

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Witten*, Phys. Rev., **D30**, 272, 1984.
2. *E.Farhi*, *R.L.Jaffe*, Phys. Rev., **D30**, 2379, 1984.
3. *A.Chodos*, *R.L.Jaffe*, *K.Johnson*, *C.B.Thorn*, *V.F.Weisskopf*, Phys. Rev., **D9**, 3471, 1971.
4. *C.Alcock*, *E.Farhi*, *A.Olinto*, Astrophys. J., **310**, 261, 1986.
5. *P.Haensel*, *J.L.Zdunik*, *R.Schaeffer*, Astron. Astrophys., **160**, 121, 1986.
6. *Ю.Л.Вартанян*, *А.Р.Арутюнян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **37**, 499, 1994.
7. *Ю.Л.Вартанян*, *А.Р.Арутюнян*, *А.К.Григорян*, Письма в Астрон. ж., **21**, 136, 1995.
8. *J.Miralda-Escude*, *P.Haensel*, *B.Paczynski*, Astrophys. J., **362**, 572, 1990.
9. *N.K.Glendenning*, *F.Weber*, Astrophys. J., **400**, 647, 1992.
10. *Г.Б.Алавердян*, *А.Р.Арутюнян*, *Ю.Л.Вартанян*, Письма в Астрон. ж., **28**, 29, 2002.0
11. *Г.Б.Алавердян*, *А.Р.Арутюнян*, *Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, **46**, 445, 2003.
12. *N.K.Glendenning*, *Ch.Ketner*, *F.Weber*, Astrophys. J., **450**, 253, 1995.
13. *N.K.Glendenning*, *Ch.Ketner*, *F.Weber*, Phys. Rev. Letters, **74**, 3519, 1995.
14. *G.Baym*, *C.Pethick*, *P.Sutherland*, Astrophys. J., **170**, 299, 1971.

15. *R.P.Feynman*, *N.Metropolis*, *E.Teller*, Phys. Rev., **75**, 1561, 1949.
16. *Ю.Л.Вартанян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **44**, 469, 2001.
17. *Ю.Л.Вартанян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **42**, 439, 1999.
18. *B.V.Martemyanov*, Phys. Rev., **D49**, 4293, 1994.
19. *Y.F.Hyang*, *T.Lu*, Astron. Astrophys., **325**, 189, 1997.
20. *J.R.Oppenheimer*, *G.M.Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
21. *S.Chandrasekhar*, Astrophys. J., **140**, 417, 1964.
22. *J.M.Bardeen*, *K.S.Thorne*, *D.W.Meltzer*, Astrophys. J., **145**, 505, 1966.
23. *Г.С.Саакян*, *Ю.Л.Вартанян*, Астрон. ж., **41**, 193, 1964.
24. *J.L.Provencal*, *H.L.Shipman*, *E.Hog*, *P.Thejll*, Astrophys. J., **494**, 759, 1998.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 52:538.945

A NOTE ON TIME - INDEPENDENT ELECTRIC FIELD IN SUPERCONDUCTORS

D.M.SEDRAKIAN[1], R.A.KRIKORIAN[2]

Received 12 November 2003

We derive a set of coupled partial differential equations for the determination of the electric field and of the order parameter of the superconducting electrons. For this purpose, we propose an expression for the free energy of the superconducting electrons in the presence of an electric field, the minimization of which yields the above-mentioned equations. It is shown that for a superconductor at zero temperature the electric field of a test charge Ze decreases exponentially with distance from the charge and the London penetration depth plays the role of the Debye length.

Key words: *plasmas:electric field:conduction*

1. Introduction. As it is well known, in the presence of a magnetic field the constitutive relation expressing the connection of the electric current density $\bar{j}$ with the vector - potential of electromagnetic field $\bar{A}$, proposed by London in his phenomenological theory of superconductivity, is [1,2]

$$\bar{j} = -\frac{e^2 n}{mc}\bar{A}, \tag{1}$$

where e, m and n are respectively the charge, effective mass and density of Cooper pairs. Eq. (1) is valid in the interior of superconductors where n is constant. If the density of Cooper pairs is a function of space coordinates (e.g. at the interface between superconductor and normal matter or in the neighborhood of vortices), then the generalization of Eq. (1), proposed by Ginzburg-Landau, has the following form [3]:

$$\bar{j} = -\frac{e^2|\psi|^2}{mc}\bar{A} + \frac{\hbar}{2mi}\left(\psi\bar{\nabla}\psi^* - \psi^*\bar{\nabla}\psi\right), \tag{2}$$

where $|\psi|^2$ expresses the density n of Cooper pairs; the equation for ψ being

$$\left(\frac{\hbar}{i}\bar{\nabla} + \frac{e}{c}\bar{A}\right)^2\psi + 2m\left[a(T) + b(T)|\psi|^2\right]\psi = 0, \tag{3}$$

the density of Cooper pairs in the interior of the superconductor being equal to the ratio $-a(T)/b(T)$.

The aim of this paper is to derive the equations describing the behavior of superconducting electrons in the presence of a time-independent electric field. Let us note that in the interior of a superconductor the electric field may differ from zero, as it is the case in fully ionized plasma.

It is well known that in plasma an electric field exists in the neighborhood of an ion, which decreases exponentially over a characteristic distance λ_D, known as the Debye length. For the gaseous plasma λ_D^2 is proportional to the temperature T, whereas in metals it is proportional to the Fermi energy of the electrons. In this paper we shall see that in superconductors λ_D^2 is proportional to the rest mass of the Cooper pair. The equations, which we shall derive, can be used for investigating the distribution of the electric field at the interface between superconductor and vacuum. In Sec.2 we obtain the equation satisfied by the scalar potential φ under the assumption that the Cooper pairs density n is constant. In Sec.3 we derive the analogue of Ginzburg-Landau equations in the presence of an electric field.

2. *The equation for the scalar potential φ in regions of constant n.* Let us consider a superconductor at zero temperature. The continuity equation for charge and current densities is

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div\,\vec{j} = 0. \tag{4}$$

Substitution of Eq. (1) in Eq. (4) gives

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{e^2 n}{mc} div\,\vec{A} = 0. \tag{5}$$

On the other hand, using the Lorenz condition for the potentials [3]

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \varphi}{\partial t} + div\,\vec{A} = 0, \tag{6}$$

Eq. (5) may be written as

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\{\varphi + \frac{mc^2}{e^2 n}\rho\right\} = 0. \tag{7}$$

Integration of Eq. (7) yields:

$$\varphi + \frac{mc^2}{e^2 n}\rho = f(\vec{r}), \tag{8}$$

where $f(\vec{r})$ is an arbitrary function of coordinates. Following London, the physically meaningful solution corresponds to $f(\vec{r}) \equiv 0$. Accordingly, we have

$$\rho = -\frac{e^2 n}{mc^2}\varphi. \tag{9}$$

Poisson's equation for the potential φ, when a test charge Ze is placed at the origin, reads

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho - 4\pi Ze\,\delta(\vec{r}). \tag{10}$$

Inserting Eq. (9) into Eq. (10) we obtain the following partial differential equation for φ:

$$\Delta\varphi - \frac{1}{\lambda^2}\varphi = -4\pi Ze\,\delta(\vec{r}), \tag{11}$$

where

$$\lambda = \left(\frac{mc^2}{4\pi e^2 n} \right)^{1/2} \tag{12}$$

is the London penetration depth. Eq. (11) has the well known spherical symmetric solution

$$\varphi(r) = \frac{Ze}{r} e^{-r/\lambda} , \tag{13}$$

in which the London penetration depth plays the same role as the Debye length in the case of normal electrons.

3. *The Ginzburg-Landau equations in the presence of an electric field.* In Sec.1 we investigated the distribution of the electric field in the regions of constant electron density n and obtained the analogue of the London equation. We now consider the generalization of that equation for regions where n is a function of coordinates. In such a situation we must also derive the equation for the order parameter ψ, a complex function, which is connected to n by the formula $n = |\psi|^2$. Therefore, the problem under consideration contains two unknown functions ψ and φ which must satisfy a system of coupled partial differential equations obtained by minimizing the free energy of the superconducting electrons. Following Ginzburg and Landau, the free energy F in the presence of an electric field may be written as

$$F = \int \frac{1}{2m} \left| \frac{\hbar}{i} \bar{\nabla} \psi \right|^2 dV + \int \left[a(T) + \frac{e^2 \varphi^2}{2mc^2} \right] |\psi|^2 dV + \\ + \frac{1}{2} \int b(T) |\psi|^4 dV + \int \frac{E^2}{8\pi} dV . \tag{14}$$

Let us now vary F with respect to φ and ψ^*, taking into account that $\bar{E} = -\operatorname{grad}\varphi$, and requiring the vanishing of δF, we get

$$\rho = -\frac{e^2 |\psi|^2}{mc^2} \varphi , \tag{15}$$

$$\left(\Delta - \frac{e^2}{\hbar^2 c^2} \varphi^2 \right) \psi - \frac{2m}{\hbar^2} \left[a(T) + b(T) |\psi|^2 \right] \psi = 0 . \tag{16}$$

As we know, Poisson's equation for φ reads

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho - 4\pi\rho_s , \tag{17}$$

where ρ_s is the charge density of the sources. Inserting Eq. (15) into Eq. (17), we get the equation for the unknown function φ:

$$\Delta\varphi - \frac{4\pi e^2 |\psi|^2}{mc^2} \varphi = -4\pi\rho_s . \tag{18}$$

Eqs. (16) and (18) are a set of two coupled nonlinear equations for φ and

ψ. To solve the above equations, we have to know either the charge density distribution of the sources or the distribution of the applied electric fields. The boundary conditions for these equations are specified by the problem under consideration. For example, for the problem discussed in Sec.2 we have to require that ψ must be zero at the origin of the coordinate system. The solutions of these equations will be examined in a near future.

This work was completed while one of the authors (D.M.Sedrakian) was at the Institut d'Astrophysique in the framework of the program Jumelage France-Armenie of CNRS. D.S. acknowledge ISTC support in Yerevan University grant N A-353.

[1] Yerevan State University, Armenia, e-mail: dsedrak@www.physdep.r.am
[2] College de France, Institut d'Astrophysique,
France, e-mail: krikorian@iap.fr

О НЕЗАВИСЯЩЕМ ОТ ВРЕМЕНИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Д.М.СЕДРАКЯН[1], Р.А.КРИКОРЯН[2]

Получена система дифференциальных уравнений для определения электрического поля и параметра порядка для сверхпроводящих электронов. Для этого предложено выражение для свободной энергии сверхпроводящих электронов в присутствии электрического поля, минимизация которой приводит к вышеуказанным уравнениям. Показано, что для сверхпроводников при абсолютном нуле электрическое поле пробного заряда Ze уменьшается экспоненциально в зависимости расстояния от заряда, и лондоновская длина проникновения играет роль дебаевской длины экранирования.

REFERENCES

1. *H.London*, *F.London*, Proc. Roy. Soc., **A149**, 71, 1935.
2. *H.London*, *F.London*, Physica, **2**, 341, 1935.
3. *I.D.Jackson*, *L.B.Okon*, Rev. Mod. Phys., 73, 663, 2001.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 527.7

О ДИНАМИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА В ГАЛАКТИКЕ

Ю.А.ЩЕКИНОВ

Поступила 25 августа 2003
Принята к печати 10 февраля 2004

Наблюдаемые корреляции ширины линий и характерного размера излучающей области молекулярных облаков, а также чрезвычайно слабая зависимость их поверхностной плотности от размера облака интерпретируется обычно в пользу того, что молекулярные облака в Галактике находятся в вириальном состоянии. В настоящей работе мы приводим аргументы в пользу того, что в вириальном равновесии может находиться не более 30% молекулярного газа, присутствующего в Галактике. Обсуждаются возможные альтернативные причины, обуславливающие наблюдаемые корреляции. Приводятся аргументы в пользу того, что масса молекулярного газа, не пришедшего в вириальное равновесие, может быть сильно недооценена из-за его низкой поверхностной плотности и заниженной концентрации молекул CO.

1. *Введение*. Ларсон [1] впервые обратил внимание на то, что ширина эмиссионных линий молекулярных облаков (МО) коррелирует с размером излучающей области $\sigma(\text{км с}^{-1}) \simeq L(\text{пк})^{0.38}$, а также, что лучевая концентрация водорода для различных облаков остается примерно постоянной $\langle N(\mathrm{H_2}) \rangle = 10^{22}\, L(\text{пк})^{-0.1}\,\text{см}^{-2}$. Более поздние исследования подтвердили наличие корреляции $\sigma \propto L^p$ с показателем p, принимаемым в настоящее время равным $p \simeq 0.5$ [2,3] (см. также обзор [4]). Естественным предположением, объясняющим наблюдаемые корреляции, было предположение о том, что МО находятся в состоянии вириального равновесия $\sigma^2 = 2GM/R$, где G - гравитационная константа, M - масса облака, R - его радиус, из которого следовало, что при $\sigma \propto L^{0.5}$ его поверхностная плотность $M/R^2 = \text{const}$. В самом деле, при средней плотности в облаках $n_{H_2} \sim 100\,\text{см}^{-3}$ время гравитационного сжатия составляет всего $t_{ff} \simeq 7\,\text{Муг}$, что для типичной шкалы времени жизни облака в 10^2 Муг является достаточно коротким временем, за которое облако может прийти в состояние динамического равновесия. В настоящее время эта интерпретация широко принята (см. обсуждение в [4]), хотя не может быть признана доминирующей. Вместе с тем при таком подходе остается в стороне одно важное обстоятельство, связанное с эволюционностью МО, т.е. с немгновенностью превращения диффузного (преимущественно атомарного) газа в плотные молекулярные образования. Учет этого обстоятельства может качественно изменить

представление о динамическом статусе молекулярных облаков.

Молекулярное облако с массой $M \sim 10^6 M_\odot$ требует для своего образования аккумуляцию диффузного межзвездного газа со средней плотностью $n_0 \sim 1\,\text{см}^{-3}$ [5] из объема с характерным радиусом $R_0 \sim 200$ пк. Характерное динамическое время такой области при типичной скорости сжатия $u \sim 10\,\text{км}\,\text{с}^{-1}$ составляет ~ 200 Myr. Это может рассматриваться как характерное время образования молекулярного облака. Характерное время гравитационного сжатия, соответствующее средней плотности диффузного газа, в 3 раза меньше, однако межзвездный газ в масштабах $L \sim 200$ пк является гравитационно-устойчивым, поэтому в формировании МО принимают участие более медленные течения, такие как неустойчивость Паркера, время которой имеет порядок сотен млн. лет [6]. При последующем сжатии газ проходит две принципиально разные эволюционные фазы: 1) превращение основной части газа в молекулярную форму, и 2) установление вириального равновесия. Поскольку эти фазы определяются существенно разными процессами (первая - соотношением между скоростью образования молекулярного водорода на частицах пыли и разрушением внешним ультрафиолетовым излучением, вторая - соотношением между кинетической энергией тепловых и нетепловых движений и гравитационной энергией), очевидно, что эти фазы требуют разного времени. Таким образом, вопрос о том, являются ли наблюдаемые молекулярные облака вириальными или нет, зависит от того, что происходит быстрее: молекуляризация сжимающего газа или его вириализация. В настоящей работе мы утверждаем, что при типичных условиях в межзвездной среде нашей Галактики газ превращается в молекулярную форму прежде, чем он оказывается в состоянии прийти в вириальное равновесие. Заметим, что при аккумуляции газа в МО ударным сжатием картина принципиально не изменяется, поскольку при этом соотношения между временами молекуляризации газа и его вириализации остаются теми же. При этом, однако, следует иметь в виду, что механизм образования молекулярных облаков ударным обжатием диффузного газа в настоящее время может быть, по-видимому, отвергнут (см. обсуждение в [6]). В следующем разделе мы оцениваем параметры облаков на тех стадиях, когда в них становится возможным образование молекул H_2; в разделе 3 кратко обсуждаются возможные причины наблюдаемой корреляции ширина линии-размер для МО; в разделе 4 сформулированы выводы.

2. *Характер молекуляризации газа.* Элмегрин [7] обратил внимание на то, что превращение атомарного газа в молекулярную форму чрезвычайно чувствительно к внешним условиям, таким как давление окружающего газа, поток ультрафиолетового излучения и др. Зависимость доли газа, перешедшего в молекулярную форму от внешних условий,

определяется фактором экранирования, который в нормализованном виде записывается следующим образом [7]

$$S = \left(\frac{Z/\phi_e}{Z_\odot\,\phi_\odot}\right)\left(\frac{n_e}{n_{c,\odot}}\right)^{5/3}\left(\frac{R_e}{R_{c,\odot}}\right)^{2/3}, \qquad (1)$$

где Z - массовая концентрация металлов в облаке, ϕ_e - поток диссоциирующего излучения на границе облака, n_e - плотность частиц вблизи границы облака (для диффузных облаков, удерживаемых внешним давлением, она совпадает с плотностью газа внутри облака), R_e - радиус облака, $Z_\odot, \phi_\odot$, $n_{c,\odot} = 60\,\text{см}^{-3}$, $R_{c,\odot} = 4.2\cdot10^{18}\,\text{см}^{-3}$ - соответствующие величины, измеренные для диффузных облаков и межзвездной среды в окрестности Солнца. Доля массы облака, перешедшая в молекулярную форму в предположении о том, что облако поддерживается в равновесии внешним давлением и распределение плотности в нем однородно, определяется выражением [7]

$$\delta_m = \left(\frac{R_M}{R_e}\right)^3 = 1 - \frac{3}{S^{3/2}}, \qquad (2)$$

при условии, что $S > 3^{2/3}$. В дальнейшем мы будем понимать под моментом молекуляризации облака состояние, при котором $\delta \geq 0.5$.

Независимо от механизмов, ответственных за аккумуляцию диффузного газа в молекулярные облака, образование МО начинается из состояния со средней плотностью, равной плотности диффузного газа $n_0 \sim 1\,\text{см}^{-3}$ (см. [5]), при этом его текущие плотность и радиус связаны с начальным соотношением $n_0R_0^3 = nR^3$. Подставляя эти значения в (1), получим условие перехода газа в молекулярную форму в виде

$$\delta_m = 1 - 3.6\cdot10^3\zeta^{-3/2}\,R^{13/2}M^{-5/2} \geq 0.5\,, \qquad (3)$$

где радиус облака и его масса выражены в пк и $M_\odot$, соответственно; мы не будем останавливаться здесь на зависимости свойств молекулярных облаков от распространенности тяжелых элементов в них и внешнего поля излучения, т.е. от параметра ζ, которые могут испытывать существенные вариации в диске Галактики, но вместе с тем в последующем обсуждении мы оставляем в явном виде эту зависимость от ζ. Из выражения (3) видно, что момент перехода сжимающегося облака в молекулярную фазу, т.е. такое состояние, когда δ_m становится больше 0.5, зависит от текущего радиуса облака чрезвычайно сильно - рис.1 иллюстрирует эту зависимость. Столь сильная зависимость является отражением чувствительности процесса превращения межзвездного газа в молекулярную форму к поверхностной плотности облака, отмеченной в [7]. Здесь же, на рис.1, тонкими вертикальными отрезками указаны значения вириальных радиусов, соответствующих наблюдаемому соотношению [2]

$$R_v = 4 \cdot 10^{-2} M^{1/2} . \tag{4}$$

Из рис.1 видно, что газ превращается в молекулярную форму задолго до того, как облако достигает вириального равновесия, когда радиус облака в несколько раз превышает вириальное значение. На рис.2 показана

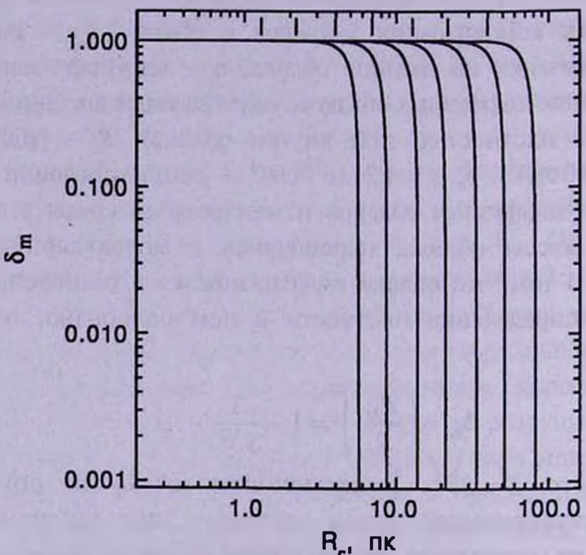


Рис.1. Зависимость фактора молекуляризации облака δ_m от его текущего радиуса, приведенная для нескольких значений массы облака: $M = 10^3$, $3 \cdot 10^3$, 10^4, $3 \cdot 10^4$, 10^5, $3 \cdot 10^5$, $10^6 M_\odot$ слева направо; короткими тонкими отрезками в верхней части рисунка показаны значения вириальных радиусов для облака заданной массы, даваемые уравнением (4).

зависимость доли массы облака, перешедшей в молекулярную форму δ_m к тому моменту, когда радиус облака достигает удвоенного вириального радиуса $R_c = 2R_v$. Видно, что в облаках с массами $M < 10^5 M_\odot$ степень молекуляризации газа составляет более 80%. Если процесс образования облаков стационарен, то долю массы газа, почти достигшего вириального состояния (в котором радиусы облаков находятся уже в пределах $R \le 2R_v$) и все еще не перешедшего в молекулярную форму, можно оценить как

$$\Delta_a = \int_{M_l}^{M_u} (1 - f_m) M \Phi(M) dM \Bigg/ \int_{M_l}^{M_u} M\Phi(M) dM \simeq 0.33 , \tag{5}$$

где $\Phi(M) = dN/dM$ - спектр масс облаков, $f_m = f_m(2R_v)$. В приведенной оценке мы принимали для $\Phi(M)$ степенную зависимость $\Phi(M) \propto M^{-1.73}$, полученную в [8] для рукава в Персее. Для более пологой, ранее принимаемой, функции масс $\propto M^{-1.5}$ эта величина будет в 1.2 раза выше из-за большего вклада массивных облаков, для которых δ_m к моменту $R_c \sim 2R_v$ меньше. Для нижнего и верхнего пределов интегрирования принимались значения $M_l = 100 M_\odot$, $M_u = 10^6 M_\odot$. Основной вклад

(90%) в величину Δ_a вносят массивные облака с $M \geq 3 \cdot 10^5 M_\odot$. Из этих соображений следует, что основная масса (около 70%) молекулярного

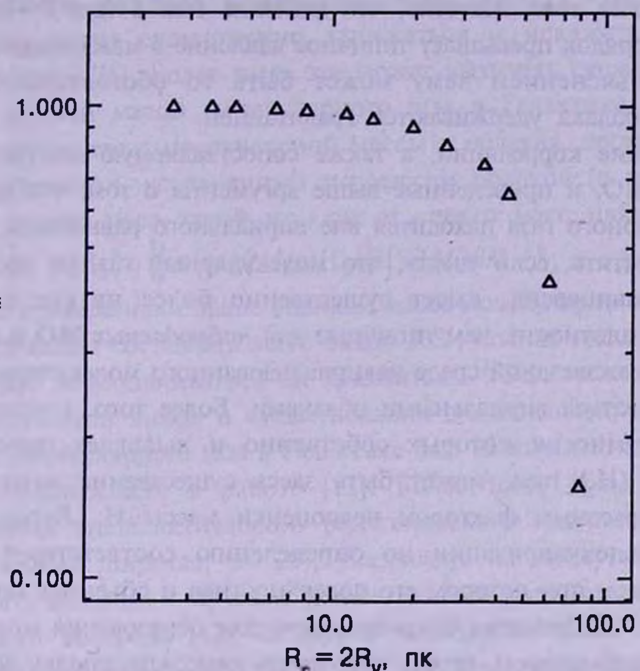


Рис.2. Для молекуляризованного газа к моменту достижения облаком радиуса, равного удвоенному вириальному радиусу (4). Треугольники соответствуют удвоенным радиусам для облаков с массами $M = 10^3,\ 2 \cdot 10^3,\ 6 \cdot 10^3,\ 10^4,\ ...,\ 10^6 M_\odot$.

газа находится вдали от вириального равновесия, т.е. имеет радиус $R > 2R_v$. Характерный радиус облака на момент молекуляризации равен

$$R_m \simeq 0.36\zeta^{3/13} M^{5/13} \text{ пк}, \qquad (6)$$

его поверхностная плотность

$$N_m \simeq 1.8 \cdot 10^{20} \zeta^{-6/13} M^{3/13} \text{ см}^{-2}, \qquad (7)$$

и объемная плотность

$$n_m \simeq 173\zeta^{-9/13} M^{-3/13} \text{ см}^{-3}, \qquad (8)$$

которые зависят, хотя и достаточно слабо, от массы облака: для массы $M = 10^6 M_\odot$ дает $N(H_2) \simeq 4 \cdot 10^{21}$ см$^{-2}$, а для $M = 10^3 M_\odot$ - $N(H_2) \simeq 9 \cdot 10^{20}$ см$^{-2}$. Вместе с тем, как отмечалось выше, существующая совокупность данных интерпретируется обычно в пользу того, что *наблюдаемый* молекулярный газ находится в вириальном состоянии. Аргументация этого утверждения основывается на корреляции дисперсии скоростей облаков и их размера $\sigma \propto L^{0.5}$ и практически независимой от размера облака поверхностной плотности $N(H) \simeq 1.5 \cdot 10^{22} L^{0.0\pm0.1}$ см$^{-2}$ [2]. Предположение о вириальности МО кажется естественным и из общих соображений, поскольку в подавляющем большинстве молекулярные облака содержат области звездообразования, и, следовательно, должны быть гравитационно связанными. Более того, известно, что давление газа в них $P \sim 10^5$ К см$^{-3}$ более чем на порядок превышает типичное давление в межзвездной среде, возможным объяснением чему может быть то обстоятельство, что молекулярные облака удерживаются гравитацией.

Существующие корреляции, а также сопоставляемую им гипотезу о вириальности МО, и приведенные выше аргументы о том, что основная масса молекулярного газа находится вне вириального равновесия, можно было бы совместить, если учесть, что молекулярный газ, не достигший вириального равновесия, имеет существенно более низкие значения поверхностной плотности, чем типичные для *наблюдаемых* МО и поэтому присутствие в межзвездной среде невириализованного молекулярного газа может маскироваться вириальными облаками. Более того, концентрация молекул CO, эмиссия которых собственно и выявляет присутствие молекулярного (H_2) газа, может быть здесь существенно меньше, что может быть серьезным фактором недооценки массы H_2. Легко видеть, что момент молекуляризации по определению соответствует такому состоянию облака, при котором его поверхностная и объемная плотности оказываются в соотношении благоприятном для образования молекул H_2 в количестве необходимом, чтобы обеспечить самоэкранировку облака от разрушающего ультрафиолетового излучения. Однако при этом условия для образования молекул CO (как правило более жесткие) не обязательно удовлетворяются. Действительно, расчеты молекулярного равновесия в поверхностных слоях МО показывают, что толщина слоя, экранирующего облако от излучения, разрушающего CO, заметно больше, чем слоя самоэкранировки H_2 [9,10]. Зависимость относительной концентрации молекул CO $X(\mathrm{CO}) = n(\mathrm{CO})/n(\mathrm{H_2})$ в недрах облака от поверхностной и объемной плотностей может быть представлена следующим аппроксимационным выражением, основанным на расчетах [9,10]:

$$X(\mathrm{CO}) \simeq X(\mathrm{CO})_\infty \left[1 - \exp\left(-\tau_v \sqrt{\frac{n}{1000}}\right)\right], \qquad (9)$$

где τ_v - оптическая толщина в видимой области, $X(\mathrm{CO})_\infty$ - значение, соответствующее $\tau \to \infty$. Очевидно, что для параметров облаков вблизи момента молекуляризации можно воспользоваться разложением экспоненты, что дает $X(\mathrm{CO}) \sim \tau\sqrt{n/1000}$. Таким образом, молекулы CO, наблюдаемые в облаке на момент молекуляризации, представляют лишь малую долю присутствующего в нем водорода

$$\mu(\mathrm{H_2}) \simeq \frac{N_m}{2 \cdot 10^{21}} \sqrt{\frac{n_m}{1000}} \simeq 0.04\zeta^{-0.8} M^{2/13}. \qquad (10)$$

Это обстоятельство означает, что при наблюдении таких облаков в линиях CO и последующем пересчете массы CO в массу H_2 с использованием стандартного фактора конверсии $N(H_2)/I(CO) = 2 \cdot 10^{20}$ см$^{-2}$К$^{-1}$км$^{-1}$с, масса H_2 может существенно занижаться и искажать наблюдаемое постоянство N(H). Более того, это может вызывать существенную недооценку полной массы молекулярного газа в Галактике. В самом деле фактор недооценки молекулярной массы в облаках, достигших момента молекуляризации, усредненный по массам облаков (в предположении, что их спектр масс такой же, как и спектр масс наблюдаемых МО) составляет $f(H_2) = \left[\int \Phi(M)dM/\mu(H_2)\right] / \int \Phi(M)dM \simeq 5$, а с учетом того, что согласно приведенным выше оценкам масса молекулярного вириализованного газа может составлять всего около 30%, полная масса молекулярного газа может недооцениваться на множитель $\simeq 3.5$.

Аналогичный вывод о существовании значительной массы ненаблюдаемого молекулярного газа в Галактике был независимо сделан на основе других соображений в работе [11]. Более того, прямые наблюдения поглощения внегалактического рентгеновского излучения на больших галактических широтах, $b > 25°$, указывают на присутствие там молекулярного водорода с лучевой концентрацией того же порядка, что и у атомарного водорода [12]. В других галактиках, таких как M51, M83, также существуют указания на то, что при втекании в спиральный рукав, где согласно общепринятому пониманию происходит превращение атомарного водорода в молекулярный, газ уже является молекулярным [13,14], хотя его присутствие между рукавами не обнаруживается непосредственными наблюдениями CO. Если так, то в соответствии с приведенными выше оценками - это газ, прошедший стадию молекуляризации и эволюционирующий к состоянию с более высокой плотностью, и возможно к вириальному равновесию.

3. *Обсуждение.* Существующие наблюдательные данные все еще оставляют возможность того, что соотношение ширина линии-линейный размер определяется не вириальным состоянием молекулярных облаков, а целым рядом других причин, связанных как с особенностями наблюдения молекулярного газа в Галактике (см. детальное обсуждение в обзоре [15]), так и с динамическими свойствами облаков как таковых, в частности, характером турбулентных движений в них. Ширина наблюдаемой линии определяется одномерной дисперсией скоростей, квадрат которой находится интегрированием по массе облака (см. [4])

$$\sigma^2 = \frac{1}{M}\int\left(c_s^2 + \frac{1}{3}v^2\right)dM, \qquad (11)$$

где $dM = 2\pi\, mqdqdN(H)$ включает интегрирование вдоль заданного луча зрения по лучевой концентрации и по поверхности облака в картинной плоскости, q - прицельный параметр, соответствующий лучу зрения, вдоль которого выполняется усреднение по N(H), m - средняя масса частиц газа, c_s - локальная скорость звука, v - локальная скорость нетепловых движений. Как правило, нетепловые движения в молекулярных облаках существенно сверхзвуковые, поэтому основной вклад в σ вносит второе слагаемое в (11). Если предположить, что спектр турбулентных движений имеет степенной закон $v \sim l^{\alpha}$ (для несжимаемой жидкости $\alpha = 1/3$), то очевидно, что наибольший вклад в интеграл будут вносить возмущения, размер которых близок к локальному значению радиуса облака, поэтому из (11) следует $\sigma \propto (R/l_d)^{\alpha}$, где l_d - масштаб диссипации турбулентных движений. В недавней работе [16] показано, что в замагниченных молекулярных облаках альфвеновская турбулентность демонстрирует такие же статистические свойства и масштабные преобразования, что и турбулентность в несжимаемой жидкости, поэтому для молекулярных облаков можно принять $\alpha = 1/3$. С другой стороны, если диссипация определяется вязкими эффектами, то $l_d \propto \rho^{-1}$ и поэтому для облака со стратифицированной плотностью $\rho \propto r^{-\beta}$ выражение (11) дает $\sigma \propto R^{\alpha+\beta/2}$, так что наблюдаемая корреляция (σ, R) может в принципе быть обусловлена только турбулентными движениями.

В последнее время справедливость предположения о вириальности облаков обсуждается и с другой точки зрения. Теорема вириала основана на постоянстве момента инерции $I_{ik} = \int r_i r_k dm : \ddot{I}_{ik} = 0$, что подразумевает отсутствие несимметричных движений, вызывающих перераспределение вещества. В случае турбулентных молекулярных облаков обычно предполагается (см. обсуждение в [4]), что на характерных временах жизни облака величина $\ddot{I}_{ik}$ претерпевает достаточно быстрые осцилляции в ту и другую сторону, что в среднем зануляется. Однако численные эксперименты последнего времени показали, что характерное время перераспределения массы в турбулентных молекулярных облаках сравнимо с характерным временем жизни всего облака, поэтому само исходное предположение о вириальном состоянии к ним неприменимо [17-19].

4. *Заключение*. Выводы, которые могут быть сделаны из приведенного выше рассмотрения состоят в следующем:

Основная часть молекулярного газа Галактики (70% по массе) не входит в состав вириально равновесных облаков. Около 90% такого газа приходится на массивные облака с массами $M > 3 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Поверхностные и объемные плотности молекулярных облаков, не пришедших в вириальное равновесие таковы, что облака способны сформировать самоэкранирующий слой, защищающий молекулы H_2 от разрушения. Однако образование молекул CO в этих условиях все еще затруднено, так что полная масса

H_2 может в таких облаках существенно недооцениваться. В целом по Галактике масса молекулярного газа может в 3.5 раза превосходить массу, наблюдаемую в МО.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N 02-02-17642), INTAS (проект N 99-1667) и немецким научным обществом, DFG (проект SFB N591, TP A6). При выполнении работы была использована база данных NASA's Astrophysics Data System Abstract Service.

Ростовский государственный университет, Ростовское отделение Чилийского института И.Ньютона, Россия
Астрономический институт Рурского университета, Бохум, Германия, e-mail: yus@phys.rsu.ru

ON DYNAMICAL STATE OF MOLECULAR GAS IN THE GALAXY

Yu.A.SHCHEKINOV

Observational correlation between the line-width and the size of the emitting region in molecular clouds, as well as a weak dependence of their column densities on the size, is commonly considered as the evidence that molecular clouds in the Galaxy are in virial state. In this paper we argue that only about 30% of molecular gas in our Galaxy may have settled onto virial equilibrium. Possible alternatives for explanation of the observational correlations are discussed. It is argued that most likely the mass of molecular gas far from virial equilibrium may be greatly underestimated because of too low column densities and low cocentration of CO molecules.

Key words: *Galaxy:molecular gas*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.B.Larson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **194**, 809, 1981.
2. *P.M.Solomon*, *A.R.Rivolo*, *J.W.Barrett*, *A.Yahil*, Astrophys. J., **319**, 730, 1987.
3. *P.Caselli*, *P.C.Myers*, Astrophys. J., **446**, 665, 1995.
4. *C.F.McKee*, in: The Origin of Stars and Planetary Systems, eds. C.J.Lada, N.D.Kylafys, Kluwer Acad. Publ., p.29, 1999.

5. *P.M.W.Kalberla*, Astrophys. J., **588**, 805, 2003.
6. *Ю.А.Щекинов*, *И.И.Зинченко*, Астрон. ж., в печати, 2003.
7. *B.G.Elmegreen*, Astrophys. J., **411**, 170, 1993.
8. *M.H.Heyer*, *S.Terebey*, Astrophys. J., **502**, 265, 1998.
9. *A.E.Glassgold*, *P.J.Huggins*, *W.D.Langer*, Astrophys. J., **290**, 615, 1985.
10. *P.Maloney*, *J.H.Black*, Astrophys. J., **325**, 389, 1988.
11. *J.E.Pringle*, *R.J.Allen*, *S.H.Lubow*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **327**, 663, 2001.
12. *J.S.Arabadjis*, *J.N.Bregman*, Astrophys. J., **510**, 806, 1999.
13. *R.P.J.Tilanus*, *R.J.Allen*, *J.M. van der Hulst et al.*, Astrophys. J., **330**, 667, 1988.
14. *R.P.J.Tilanus*, *R.J.Allen*, Astrophys. J., **339**, L57, 1989.
15. *F.Combes*, Annu. Rev. Astron. Astrophys., **29**, 195, 1991.
16. *J.Cho*, *A.Lazarian*, Phys. Rev. Lett., **88**, 245001, 2002.
17. *J.Ballesteros-Paredes*, *E.Vazquez-Semadeni*, *J.Scalo*, Astrophys. J., **515**, 286, 1999.
18. *E.Vazqyez-Semadeni*, in: New Perspectives in the Interstellar Medium, ASP Conf. Ser. 168, eds. A.R.Taylor, T.L.Landecker, G.Joncas, 1999, p.345.
19. *R.S.Klessen*, Rev. Mod. Astron., **16**, 2003.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.77

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ IRAS. ГАЛАКТИКИ. X

А.М.МИКАЕЛЯН, Л.А.САРГСЯН

Поступила 10 июня 2003
Принята к печати 11 февраля 2004

Приводится десятый список объектов выборки BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) - 104 галактики, отождествленные с 60 точечными источниками из каталога IRAS PSC. Отождествления проводились в области $+69^{\circ} \leq \delta \leq +73^{\circ}$ и $09^{h}50^{m} \leq \alpha \leq 15^{h}20^{m}$ с площадью в 107 кв. гр. Среди отождествленных объектов имеется 13 кандидатов в Sy, 5 компактных звездообразных галактик, 11 взаимодействующих пар (из них 5 кандидатов в "мерджеры") и 1 взаимодействующая тройная система, 5 LSB-галактик и 5 групп. 21 объект отождествлен также с радиоисточниками. Определены оптические координаты, их отклонения от ИК-координат, звездные величины V, морфологические типы, угловые размеры центральных областей и позиционные углы. Отождествленные галактики имеют морфологические типы Sa-Sc, SB и Irr, оптические звездные величины в пределах $15^{m}.0$-$21^{m}.5$ и угловые размеры центральных областей в пределах 3"-32". Приводятся карты отождествления для этих объектов из DSS2.

1. *Введение.* В области $+61^{\circ} \leq \delta \leq +90^{\circ}$ на высоких галактических широтах ($|b| \geq 15^{\circ}$), где проводился Первый Бюраканский спектральный обзор неба FBS [1], осуществляется программа систематических оптических отождествлений точечных IRAS-источников [2].

В данной статье приводится X список оптических отождествлений точечных источников IRAS PSC (Point Source Catalog) [3] и FSC (Faint Source Catalog) [4].

2. *Отождествления источников IRAS.* Отождествления проводятся с помощью низкодисперсионных спектров FBS, изображений Первого и Второго Оцифрованного обзора неба (DSS [5] и DSS2 [6]) и инфракрасных потоков на длинах волны 12, 25, 60 и 100 мкм, приведенных в каталоге IRAS. Уже опубликовано 9 списков галактик BIG (Byurakan-IRAS Galaxies, 476 объектов [7] и ссылки в ней) и 5 списков звезд BIS (Byurakan-IRAS Stars, 287 объектов [8]).

Для уверенности отождествлений отбор проводится также с помощью кросс-корреляции каталогов точечных и слабых источников IRAS (PSC и FSC) с радиокаталогами (в частности, с Обзором неба NRAO/VLA - NVSS [9]) и другими каталогами [10]. Кроме того, все объекты проверены с помощью внегалактической базы данных NED с радиусом поиска в 1'.

3. *Список отождествленных объектов.* Отождествления проводи-

лись в полосе со склонением $+69^{\circ} \leq \delta \leq +73^{\circ}$. В данной работе приводятся объекты области $09^{h}50^{m} \leq \alpha \leq 15^{h}20^{m}$ с площадью в 107 кв. гр.

В табл.1 приведен список 104 галактик, отождествленных с 60 точечными источниками IRAS PSC. В последовательных столбцах таблицы приведены: 1 - порядковый номер отождествленного объекта - номер BIG (с указанием компонентов abcde); 2 - обозначение источника IRAS; 3, 4 - оптические координаты для эпохи J2000 с точностью 0".5, определенные с DSS2; 5 - отклонения оптических координат от координат IRAS PSC (Опт-ИК); 6 - видимые звездные величины m_V с точностью около $0^{m}.5$, определенные с DSS2 на основании калибровки "диаметр изображения - звездная величина" [11], а также с использованием базы данных APS [12] и каталога USNO-A2.0 [13]; 7 - морфологический тип объектов, определенный с прямых изображений DSS2; 8- угловые размеры центральных областей ("балджа") объектов на DSS2 с точностью до 1" (1 пиксел Оцифрованного обзора); 9 - позиционные углы галактик с точностью в 2°, также определенные с DSS2 (в направлении с севера на восток).

Оптические координаты определены с помощью программы FITSVIEW. Отклонения оптических координат от ИК лежат в пределах 2".5-124".9 (все они в пределах эллипсов неопределенностей ИК-координат), причем в пределах 10" лежит 18% отождествлений (19 объектов), в пределах 30" - 55% (57), в пределах 60" - 88% (91) и за пределами 60" - 12% (13). Среднее арифметическое отклонение составляет 33".

Для слабых галактик невозможно было исследовать низкодисперсионные спектры FBS, однако уверенность их отождествления подкрепляется отсутствием ярких звезд поздних классов в эллипсе неопределенностей ИК-координат. Оптические звездные величины лежат в пределах $15^{m}.0$-

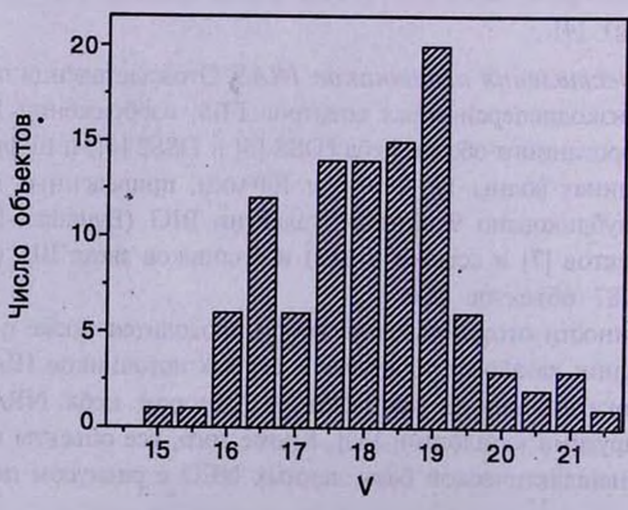


Рис.1. Распределение отождествленных 104 галактик по видимым звездным величинам.

$21^m.5$. Распределение по звездным величинам следующее (рис.1): $m_V<17.5$ - 40 объектов, $18<m_V<19.5$ - 55, $20<m_V<21.5$ - 9. Угловые размеры центральных областей галактик лежат в пределах 3"-32". 13 галактик имеют $D<5"$, 47 - 6"-10", 33 - 11"-20" и 11 - 21"-32".

Наряду с известными морфологическими типами Sa-Sb-Sc (и промежуточных типов), SB и Irr, использованы обозначения "S" и "Gal". "S" обозначает спиральные галактики, для которых подтип не определяется, а "Gal" - объекты, которые имеют незвездное изображение на DSS, но не поддаются классификации. Знак ":" ставился в случае неуверенности классификации. Распределение типов в списке следующее: Gal - 5, S - 14, Sa - 28, Sab - 20, Sb - 20, Sbc - 9, Sc - 4, SBb - 1 и Irr - 3.

После таблицы приведены комментарии для объектов. В конце работы приводятся карты отождествления для всех 104 галактик табл.1 в полях DSS2 (красные карты) с центрами координат 60 источников из IRAS PSC.

Таблица 1

СПИСОК 95 ГАЛАКТИК, ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ С 55 IRAS-ИСТОЧНИКАМИ

BIG №	IRAS PSC Источники	Оптические координаты α_{2000} h m s	Оптические координаты δ_{2000} ° ' "	OPT-IR (")	m_V	Тип	Размеры центр. обл. (")	PA (°)
1	2	3	4	5	6	7	8	9
477a	09477+7050	09 51 58.38	+70 36 38.0	21.9	17.5	Sbc	7x5	146
477b	09477+7050	09 51 59.31	+70 36 27.9	11.2	17.5	Sb	6x4	149
478	09485+6922	09 52 51.01	+69 08 46.4	50.6	19.0	Sbc	7x4	27
479a	09492+7108	09 53 26.16	+70 53 40.4	27.6	19.0	Sc	9x6	36
479b	09492+7108	09 53 36.09	+70 54 18.7	35.5	19.0	Sb	8x4	150
479c	09492+7108	09 53 41.60	+70 53 54.9	51.2	18.5	Sb	6x4	31
480	09505+6918	09 54 39.81	+69 05 02.9	18.3	18.5	Irr	13x6	151
481	09510+6922	09 55 16.61	+69 08 55.9	42.5	18.0	Irr	8x6	40
482	09518+6913	09 55 53.08	+68 59 04.8	16.5	17.5	Irr	9x6	36
483	09531+6955	09 57 08.83	+69 40 40.3	62.4	19.5	S:	5x4	37
484a	09593+7230	10 03 27.16	+72 16 10.5	48.5	20.0	S:	4x4	---
484b	09593+7230	10 03 33.69	+72 15 55.0	24.6	20.5	S:	5x4	37
484c	09593+7230	10 03 46.65	+72 15 39.1	51.5	21.0	Gal:	3x3	---
485	10000+7248	10 04 26.37	+72 33 58.1	8.2	15.5	Sb	19x13	162
486a	10023+7110	10 06 22.34	+70 56 21.9	50.9	18.5	S:	5x4	22
486b	10023+7110	10 06 22.56	+70 56 31.6	58.5	18.5	Sb:	6x6	---
487a	10058+7040	10 09 50.27	+70 26 19.0	18.7	19.0	S:	5x4	37
487b	10058+7040	10 09 55.17	+70 25 17.1	53.2	19.0	Sc:	6x3	171
488	10062+7051	10 10 18.94	+70 36 52.9	10.2	19.5	Sc	7x4	45
489	10071+7024	10 11 13.88	+70 09 42.8	27.8	18.5	Sb	6x4	31
490	10076+7022	10 11 42.60	+70 06 59.6	51.7	19.5	Sbc	7x3	74
491	10252+7013	10 29 03.34	+69 58 03.2	3.5	17.5	Sab	11x8	45

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
492	10272+6953	10 31 00.07	+69 38 18.6	18.2	16.5	Sab	21 x 10	39
493	10276+7153	10 31 33.81	+71 38 19.9	3.7	16.5	Sa	16 x 8	7
494a	10372+7141	10 40 56.19	+71 25 44.0	22.3	16.5	Sa	24 x 8	156
494b	10372+7141	10 40 59.00	+71 25 34.4	9.9	18.0	Sa:	8 x 5	150
495	10464+7223	10 50 01.82	+72 07 52.0	38.3	19.0	Gal:	5 x 4	22
496a	10489+7207	10 52 36.70	+71 49 57.7	124.9	18.0	Sb	7 x 5	8
496b	10489+7207	10 52 38.65	+71 50 26.1	99.0	19.0	Sb:	6 x 3	162
496c	10489+7207	10 52 39.27	+71 50 44.1	82.8	19.0	Sa:	7x4	8
497a	10527+7136	10 56 01.62	+71 21 10.9	71.4	17.0	Sa:	12 x 8	90
497b	10527+7136	10 56 03.90	+71 20 59.8	56.2	18.5	S:	7 x 5	27
497c	10527+7136	10 56 13.76	+71 20 34.8	3.4	17.0	Sa:	13 x 9	48
497d	10527+7136	10 56 22.71	+71 20 02.1	51.0	15.0	Sa	20 x 18	45
498	10529+7144	10 56 26.34	+71 28 45.1	16.0	16.5	Sa	20 x 10	150
499	10540+7113	10 57 36.01	+70 57 39.1	23.5	16.0	Sab	32 x 9	79
500a	11047+7033	11 07 44.98	+70 17 46.1	94.8	18.5	Sbc	8 x 7	30
500b	11047+7033	11 07 53.72	+70 17 48.9	64.9	17.5	Sa	12 x 7	76
500c	11047+7033	11 08 08.49	+70 16 12.4	57.6	18.0	Sa	10 x 6	135
501	11053+7037	11 08 35.83	+70 21 47.3	15.9	16.5	Sa	19 x 16	126
502a	11058+7159	11 09 19.81	+71 42 33.4	41.7	18.5	S:	8 x 6	166
502b	11058+7159	11 09 20.77	+71 42 40.2	42.6	17.5	Sa	12 x 6	42
503	11059+7117	11 09 19.14	+71 01 29.2	5.7	18.5	Sc	6 x 4	149
504a	11067+7024	11 10 00.16	+70 08 33.8	2.5	17.0	Sa	16 x 8	43
504b	11067+7024	11 10 00.84	+70 08 26.7	8.9	17.5	Sa	11 x 8	34
505	11205+6957	11 23 38.15	+69 40 55.0	11.3	17.5	Sab	22 x 9	146
506a	11216+7057	11 24 35.44	+70 41 25.0	46.5	19.0	Sbc	13 x 5	51
506b	11216+7057	11 24 45.15	+70 40 47.3	14.8	19.0	Gal:	6 x 4	31
507	11284+7228	11 31 24.50	+72 12 43.2	35.0	16.5	Sab	24 x 16	36
508	11365+7232	11 39 26.92	+72 16 11.7	13.2	16.0	Sb	18 x 14	43
509	11371+7029	11 39 58.12	+70 12 27.2	4.5	16.5	Sa	23 x 13	160
510a	12139+6908	12 16 08.84	+68 51 53.7	56.7	17.5	Sbc	8 x 7	0
510b	12139+6908	12 16 11.95	+68 51 43.0	48.5	19.0	Sb	9 x 4	6
510c	12139+6908	12 16 18.27	+68 52 11.8	4.5	17.5	Sab	10 x 9	17
511	12290+6935	12 31 19.95	+69 18 35.8	29.5	16.5	Sa	10 x 9	37
512a	12312+6939	12 33 19.69	+69 23 42.4	29.3	17.0	S:	11 x 8	38
512b	12312+6939	12 33 20.03	+69 23 37.5	24.0	16.5	Sa	14 x 8	39
513a	12352+7019	12 37 15.28	+70 02 20.7	38.9	16.5	Sb	20 x 9	127
513b	12352+7019	12 37 18.85	+70 03 06.0	13.9	16.0	SBb	14 x 10	150
513c	12352+7019	12 37 21.57	+70 04 28.0	96.0	16.5	Sbc	16 x 8	38
514a	12407+7148	12 42 46.80	+71 31 17.4	59.4	18.0	Sa	9 x 7	162
514b	12407+7148	12 42 46.56	+71 32 19.7	21.7	18.5	Sb	9 x 5	90
515a	12409+7028	12 42 50.81	+70 12 41.3	35.5	18.5	Sab	6 x 4	121
515b	12409+7028	12 42 52.15	+70 12 46.0	37.5	18.0	Sab	8 x 6	14
515c	12409+7028	12 42 54.05	+70 11 43.7	26.1	17.5	Sb	13 x 7	141
516a	13031+7215	13 04 44.94	+71 59 08.7	12.4	19.0	Sa	11 x 5	41
516b	13031+7215	13 04 46.14	+71 59 00.4	2.6	19.0	Gal:	3 x 3	---
516c	13031+7215	13 04 48.24	+71 59 04.0	11.2	19.0	Sab	6 x 3	45
517a	13045+7016	13 06 12.66	+70 00 24.5	18.6	18.0	Sa	16 x 8	140
517b	13045+7016	13 06 13.99	+70 00 50.0	28.9	18.0	Sa	17 x 6	114
518	13196+6945	13 21 10.89	+69 30 10.9	29.8	19.0	Gal:	5 x 4	37

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
519a	13236+7027	13 24 56.29	+70 12 39.5	57.1	19.5	Sab	11x4	22
519b	13236+7027	13 25 07.20	+70 11 59.2	11.8	18.0	Sab	10x6	37
520	13286+7258	13 29 50.00	+72 43 29.3	8.4	16.5	Sab	32x12	58
521	13300+7219	13 31 20.24	+72 04 37.0	4.5	17.0	Sb	26x11	65
522a	14041+7120	14 04 54.20	+71 05 56.8	27.7	18.0	S:	11x9	90
522b	14041+7120	14 04 59.06	+71 05 36.6	30.9	18.5	Sb:	10x5	6
522c	14041+7120	14 05 05.09	+71 05 31.2	45.4	20.0	S:	5x4	112
522d	14041+7120	14 05 06.27	+71 06 23.3	36.7	17.5	Sa:	13x7	27
522e	14041+7120	14 05 13.64	+71 06 22.5	70.5	18.0	Sa:	9x7	36
523	14049+7229	14 05 41.89	+72 15 17.8	14.7	16.0	Sab	26x16	132
524a	14141+7107	14 14 49.05	+70 53 56.7	44.4	17.5	Sa	10x8	0
524b	14141+7107	14 14 56.96	+70 53 55.2	11.9	19.0	Sbc	8x5	90
525a	14142+7003	14 15 02.94	+69 49 42.2	32.4	21.0	Sb	8x4	30
525b	14142+7003	14 15 07.44	+69 49 29.6	9.4	19.5	Sa:	8x5	40
525c	14142+7003	14 15 13.56	+69 50 24.6	71.5	18.5	Sb:	8x6	140
526	14230+6922	14 24 02.15	+69 08 20.4	39.3	19.5	Sab	7x6	146
527	14445+7003	14 45 08.13	+69 51 29.7	5.8	18.0	Sab	14x7	69
528	14464+6951	14 46 55.68	+69 39 03.5	25.2	17.0	Sa:	23x12	140
529	14470+7021	14 47 34.74	+70 08 16.6	36.0	16.0	Sb	21x17	71
530a	14482+7243	14 48 13.34	+72 31 44.0	61.0	21.5	S:	4x4	---
530b	14482+7243	14 48 22.73	+72 31 24.4	20.4	21.0	S:	5x4	143
531a	15040+6938	15 04 21.29	+69 27 27.8	40.2	20.5	Sab	8x4	140
531b	15040+6938	15 04 32.25	+69 27 11.3	20.2	18.5	S:	5x4	158
531c	15040+6938	15 04 33.55	+69 27 26.2	29.5	20.0	Sab	6x4	39
532a	15059+7021	15 06 15.58	+70 10 12.1	4.5	19.0	Sab	12x5	14
532b	15059+7021	15 06 24.50	+70 10 39.2	53.6	19.0	Sb	9x4	13
532c	15059+7021	15 06 25.59	+70 10 47.1	62.3	19.0	Sb	7x5	135
532d	15059+7021	15 06 29.26	+70 10 54.7	82.3	18.0	Sab	13x6	9
533	15076+7055	15 07 53.66	+70 43 57.4	15.0	17.5	Sa	8x8	---
534	15080+7259	15 07 58.86	+72 47 37.7	3.3	19.0	Sbc	7x7	---
535a	15169+6958	15 17 14.42	+69 47 12.2	7.7	18.5	Sa	12x6	42
535b	15169+6958	15 17 15.50	+69 46 58.8	7.7	18.0	S:	11x8	131
536	15179+7053	15 18 05.33	+70 42 29.5	19.2	16.0	Sab	17x11	45

Примечания к объектам таблицы 1.

BIG 477ab — Ассоциируется с ИК-источником F09476+7050 [2]. Компоненты *a* и *b* сильно взаимодействуют. Имеется спутник на NW. Объект на SE, скорее всего, компактная галактика и может быть также связан с двумя остальными.

BIG 478 — Галактика низкой поверхностной яркости (LSB).

BIG 479abc — Ассоциируется с ИК-источником F09493+7107 [4] (находится между компонентами *a* и *b*). Компонент *a* - LSB-галактика. Судя по близости координат и звездных величин, а также наличии множества других более слабых образований, компоненты составляют физическую группу (скопление) галактик.

BIG 480 — Ассоциируется с ИК-источником F09506+6918 [4]. Находится в периферии галактики M81, возможно, является областью HII.

BIG 481 — Ассоциируется с ИК-источником F09511+6922 [4]. Находится в периферии галактики M81, возможно, является областью HII.

BIG 482 — Ассоциируется с ИК-источником F09518+6913 [4]. Находится в периферии галактики M81, возможно, является областью HII.

BIG 483	Компактная звездообразная галактика.
BIG 484abc	Компоненты *b* и *c* - LSB-галактики.
BIG 485	Ассоциируется с ИК-источником F10001+7248 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 3.2 Jy [9] (на расстоянии 10"). Очень голубая галактика (согласно изображениям DSS2) с УФ-избытком (по низкодисперсионным спектрам FBS). Кандидат в Sy. Имеет спутник на E.
BIG 486ab	Взаимодействующая пара. Компоненты связаны "мостиком" (спиральным рукавом *b*?). Компонент *b* имеет очень яркий компактный балдж со слабыми периферииями.
BIG 487ab	Ассоциируется с ИК-источником F10056+7042 [4].
BIG 488	LSB-галактика.
BIG 489	Компактная звездообразная галактика. Объект на W также может оказаться галактикой.
BIG 490	LSB-галактика.
BIG 491	Ассоциируется с ИК-источником F10252+7013 [4] с радиоисточником 87GB 102515.6+701347 [17] = 8C1025 + 702 = TXS 1025 + 702 [18]. Имеется спутник на W, с которым прослеживаются признаки взаимодействия.
BIG 492	Ассоциируется с ИК-источником F10272+6953 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 4.9 Jy [9] (на расстоянии 3").
BIG 493	Галактика NPM1G +71.0067, m = 16.56 [15]. Ассоциируется с ИК-источником F10278+7153 [4].
BIG 494ab	Ассоциируется с ИК-источником F10372+7141 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 6.3 Jy [9] (на расстоянии 3" от компонента *a* и 14" от *b*). Взаимодействующая пара.
BIG 495	Компактная звездообразная галактика.
BIG 497abcd	Компонент c ассоциируется с ИК-источником F10527+7136 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 8.6 Jy [9] (на расстоянии 2").
BIG 498	Ассоциируется с ИК-источником F10529+7144 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 3.8 Jy [9] (на расстоянии 8"). Сливающаяся галактика - "merger" (две галактики, погруженные друг в друга). Голубая галактика (согласно DSS2 и FBS). Кандидат в Sy.
BIG 499	Ассоциируется с ИК-источником F10541+7113 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 11.8 Jy [9] (на расстоянии 1").
BIG 500abc	Компонент *b* ассоциируется с ИК-источником F11045+7034 [4].
BIG 501	Ассоциируется с ИК-источником F11053+7037 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 4.9 Jy [9] (на расстоянии 2"). Имеет очень яркий компактный балдж со слабыми периферииями. Голубая галактика (согласно DSS2 и FBS). Кандидат в Sy. Имеет спутник на NW.
BIG 502ab	Ассоциируется с ИК-источником F11060+7158 [4] и рентгеновским источником RX J1109.2+7142 [16]. Сливающаяся галактика - "merger". Обе галактики голубые (согласно DSS2). Кандидат в Sy.
BIG 503	Ассоциируется с ИК-источником F11059+7118 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 3.2 Jy [9] (на расстоянии 15"). Имеет очень яркий компактный балдж со слабыми периферииями. Голубая галактика (согласно DSS2). Кандидат в Sy.
BIG 504ab	Ассоциируется с ИК-источником F11067+7024 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 21.2 Jy [9] (на расстоянии 5" от обоих компонентов). Сливающаяся галактика?
BIG 505	Ассоциируется с ИК-источником F11205+6957 [4] и с радиоисточником NVSS с S_{21} = 7.9 Jy [9] (на расстоянии 2"). На NW, в непосредственной близости имеется взаимодействующий спутник.
BIG 506ab	Компонент *a* ассоциируется с ИК-источником F11215+7057 [4].
BIG 507	Ассоциируется с ИК-источником F11284+7229 [4]. Имеет очень яркий компактный балдж со слабыми периферииями. Очень голубая галактика (согласно DSS2)

с УФ-избытком (по FBS). Кандидат в Sy. Имеет очень голубой спутник на W и несколько других спутников.

BIG 508 Галактика NPM1G+72.0090, $m = 16.18$ [15]. Ассоциируется с ИК-источником F11365+7232 [4].

BIG 509 Ассоциируется с ИК-источником F11371+7029 [4] и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 5.7$ Jy [9] (на расстоянии 5"). Голубая галактика (согласно DSS2 и FBS). Кандидат в Sy. На NW, в непосредственной близости имеется взаимодействующий спутник.

BIG 510abc Компонент *c* ассоциируется с ИК-источником F12139+6909 [4] (по всей вероятности, он и является ответственным за ИК-излучение) и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 7.0$ Jy [9] (на расстоянии 4"). Имеет очень яркий компактный балдж со слабыми периферями. Голубая галактика (согласно DSS2). Кандидат в Sy. На E в непосредственной близости имеется взаимодействующий спутник.

BIG 511 Галактика NPM1G+69.0103, $m = 16.30$ [15]. Ассоциируется с ИК-источником F12290+6942 [4]. Сливающаяся галактика - "merger". На E наблюдается другая такая же система. Возможно, обе системы физически связаны.

BIG 512ab Ассоциируется с ИК-источником F12311+6940 [4]. Сливающаяся галактика - "merger". На SW наблюдается другая сильно взаимодействующая пара. Возможно, обе системы физически связаны.

BIG 513abc Компонент *b* - галактика NPM1G+70.0102, $m = 16.16$ [15], ассоциируется с ИК-источником F12352+7019 [4].

BIG 514ab Компонент *b* ассоциируется с ИК-источником F12409+7148 [4]. Компонент *a* имеет яркий компактный балдж со слабыми периферями. Оба компонента - голубые галактики (согласно DSS2). Компонент *a* - кандидат в Sy.

BIG 515abc Компоненты *a* и *b* ассоциируются с ИК-источником F12408+7029 [4]. Компоненты *a* и *b* составляют взаимодействующую пару.

BIG 516abc Ассоциируется с ИК-источником F13031+7214 [4]. Все три компонента составляют взаимодействующую систему.

BIG 517ab Ассоциируется с ИК-источником F13045+7016 [4].

BIG 518 Ассоциируется с ИК-источником F13196+6945 [4]. Имеет очень яркий компактный балдж со слабыми периферями.

BIG 519ab Компонент *b* ассоциируется с ИК-источником F13236+7027 [4] и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 4.9$ Jy [9] (на расстоянии 1"). Имеет яркий компактный балдж со слабыми периферями. Яркий объект на SW также может оказаться компактной галактикой (наблюдаются некоторые промежуточные образования).

BIG 520 Ассоциируется с ИК-источником F13286+7259 [4].

BIG 521 Ассоциируется с ИК-источником F13300+7220 [4].

BIG 522abcde Компоненты *b* и *c* ассоциируются с ИК-источником F14041+7120 [4], компонент *b* - также и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 4.0$ Jy [9] (на расстоянии 28"). Компонент *e* имеет яркий компактный балдж со слабыми периферями. Судя по близости координат и звездных величин, а также наличии других более слабых образований, компоненты составляют физическую группу галактик.

BIG 523 Ассоциируется с ИК-источником F14049+7229 [4] и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 6.6$ Jy [9] (на расстоянии 5"). Очень голубая галактика (согласно DSS2) с УФ избытком (по спектрам FBS). Кандидат в Sy.

BIG 524ab Компонент *b* ассоциируется с ИК-источником F14141+7107 [4] и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 8.7$ Jy [9] (на расстоянии 4") = WN B1414+7108 [19]. Компонент *a* - компактная звездообразная галактика очень красного цвета (согласно DSS2).

BIG 525abc Компонент *b* ассоциируется с ИК-источником F14142+7003 [4] и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 2.9$ Jy [9] (на расстоянии 1"). Компоненты *b* и *c* имеют яркий компактный балдж со слабыми периферями. Компонент *b* - кандидат в Sy. Судя по близости координат и звездных величин, а также наличии других более слабых образований, компоненты составляют физическую группу галактик.

BIG 527	Ассоциируется с ИК-источником F14445+7004 [4].
BIG 528	Ассоциируется с ИК-источником F14464+6951 [4].
BIG 529	Ассоциируется с ИК-источником F14470+7021 [4] и с радиоисточником WN B1447+7020 [23]. Имеет очень голубой спутник на NW (согласно DSS2).
BIG 530ab	Компонент *b* ассоциируется с ИК-источником F14482+7242 [4]. Наблюдается группа слабых галактик.
BIG 531abc	Компоненты *b* и *c* ассоциируются с ИК-источником F15041+6938 [4]. Компонент *b* имеет яркий компактный балдж со слабыми периферями и является голубой галактикой (согласно DSS2). Кандидат в Sy.
BIG 532abcd	Компонент *a* ассоциируется с ИК-источником F15059+7021 [4]. Имеет спутник на SW, с которым составляет взаимодействующую пару. Компоненты *b* и *c* также составляют взаимодействующую пару. Объект на SE от компонентов *b* и *c* также может оказаться галактикой. Судя по близости координат и звездных величин, наблюдается физическая группа галактик.
BIG 533	Ассоциируется с ИК-источником F15076+7055 [4]. Голубая компактная звездообразная галактика. Кандидат в Sy.
BIG 534	Ассоциируется с ИК-источником F15080+7259 [4] и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 5.4$ Jy [9] (на расстоянии 5").
BIG 535ab	Ассоциируется с ИК-источником F15170+6957 [4] и с радиоисточником 87GB 151706.8+695749 [17]. Взаимодействующая пара.
BIG 536	Галактика NPM1G+70.0142, $m = 16.06$ [15]. Ассоциируется с ИК-источником F15179+7053 [4].

4. *Заключение.* В области $+69° \le \delta \le +73°$ и $09^h50^m \le \alpha \le 15^h20^m$ с площадью в 107 кв. гр. 60 неотождествленных источников IRAS PSC оптически отождествлены с 104 галактиками. Среди них 33 являются изолированными, а также есть 14 пар и 13 кратных систем (10 систем с 3 членами, 2 - с 4 и 1 - с 5). С точки зрения ИК-излучения особенно важны слабейшие объекты, являющиеся кандидатами в ИК-галактики высокой светимости - LIG и ULIG [14] (так как их ИК-потоки примерно равны потокам ярких галактик этого же списка, а оптические звездные величины примерно на 2^m-3^m слабее). Более того, в полосе FBS $+69° \le \delta \le +73°$ неотождествленными остались 15 источников, имеющих ИК-цвета, свойственные галактикам. В этих областях, по-видимому, находятся слабые галактики, которые невозможно обнаружить даже на DSS2 ($m > 21.5$). Такие объекты называются "затемненными" (obscured IRAS galaxies) и могут сыграть важную роль в познании населения Локальной Вселенной.

Среди отождествленных объектов имеется 13 кандидатов в Sy, 21 радиоисточник (из них 18 источников NVSS), 11 взаимодействующих пар (из них 5 кандидатов в "мерджеры") и 1 взаимодействующая тройная система, 5 групп (учитывая и слабые образования вокруг каталогизированных объектов), 5 LSB-галактик и 5 компактных звездообразных галактик. Объекты имеют звездные величины в пределах $15^m.0$-$21^m.5$ и угловые размеры центральных областей в пределах 3"-32". 14 галактик имеют голубой цвет по изображениям DSS2 и/или УФ-избыток по низкодисперсионным спектрам FBS. По морфологии галактики в основном спиральные (92% всех объектов). 50 галактик ассоциированы также с источниками IRAS FSC [4].

В работе использовались внегалактическая база данных NASA/IPAC (NED), функционируемая Лабораторией реактивного движения (JPL, Калифорнийский технологический институт), по контракту с Национальным управлением аэронавтики и космических исследований (NASA) и APS-Каталог обзора POSS I, поддерживаемый Национальным Научным Фондом, Национальным управлением аэронавтики и космических исследований и Университетом Миннесота (США).

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: aregmick@bao.sci.am

OPTICAL IDENTIFICATIONS OF IRAS POINT SOURCES. GALAXIES. X

A.M.MICKAELIAN, L.A.SARGSYAN

The tenth list of the BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) sample objects is given - 104 galaxies identified with 60 point sources from IRAS PSC. The identifications have been made in the region $+69° \leq \delta \leq +73°$ and $09^h50^m \leq \alpha \leq 15^h20^m$ with a surface of 107 sq. deg. There are 13 candidate Sy, 5 compact star-like galaxies, 11 interacting pairs (including 5 candidate "mergers") and 1 interacting triple system, 5 LSB galaxies and 5 groups among the identified objects. Optical coordinates, their deviations from the infrared ones, *V* magnitudes, morphological types, angular sizes of the central regions and position angles have been determined. The identified galaxies have Sa-Sc, SB and Irr morphological types, optical magnitudes in the range $15^m.0$-$21^m.5$, and angular sizes of the central regions in the range 3"-32". Finding charts for these objects are given from the DSS2.

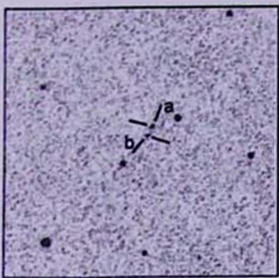
Key words: *galaxies:identification - infrared:galaxies*

ЛИТЕРАТУРА

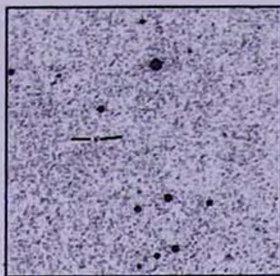
1. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian et al.*, Commun. Special Astrophys. Observ., **62**, 5, 1989.
2. *A.M.Mickaelian*, Astrofizika, **38**, 625, 1995.
3. Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2.0, NASA RP-1190, 1988.
4. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog, Version 2.0, 1990.
5. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, ASP Conf. Ser., **61**, 34, 1994.
6. DSS2, The Second Generation Digitized Sky Survey, STScI, at http://stdatu.stsci.edu/cgi-bin/dss_form.
7. *А.М.Микаелян, Л.А.Саргсян*, Астрофизика, **46**, 109, 2003.
8. *А.М.Микаелян, К.С.Гигоян*, Астрофизика, **44**, 222, 2001.
9. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, Astron. J., **115**, 1693, 1998.
10. *М.П.Верон-Сетти, Ф.Верон*, частное сообщение, 1999.
11. *I.R.King, M.J.Raff*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **89**, 120, 1977.
12. *R.L.Pennington, R.M.Humphreys, S.C.Odewahn et. al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **105**, 521, 1993; http://aps.umn.edu/.
13. *D.Monet, A.Bird, B.Canzian et al.*, USNO-SA2.0 (U.S. Naval Observ., Washington DC), 1996.
14. *D.B.Sanders, I.F.Mirabel*, Luminous Infrared Galaxies, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **34**, 749, 1996.
15. *A.R.Klemola, B.F.Jones, R.B.Hanson*, Astron. J., **94**, 501, 1987.
16. *W.Voges, W.Aschenbach, T.Boller et al.*, Astron. Astrophys., **349**, 389, 1999.
17. *P.C.Gregory, W.K.Scott, K.Douglas, J.J.Condon*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **103**, 427, 1996.
18. *J.N.Douglas, F.N.Bash, F.A.Bozyan et al.*, Astron. J., **111**, 1945, 1996.
19. *R.B.Rengelink, Y.Tang, A.G. De Bruyn et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **124**, 259, 1997.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

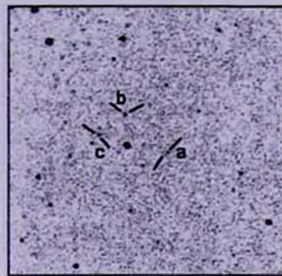
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



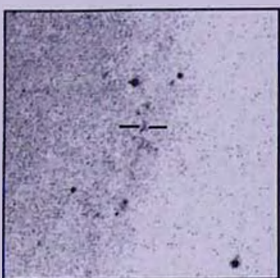
BIG 477 (09477+7050)



BIG 478 (09485+6922)

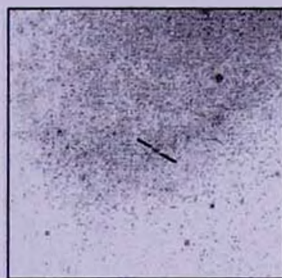


BIG 479 (09492+7108)

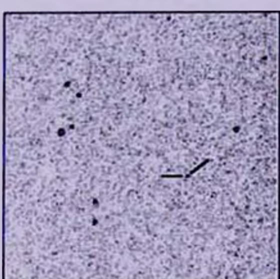


BIG 480 (09505+6918)

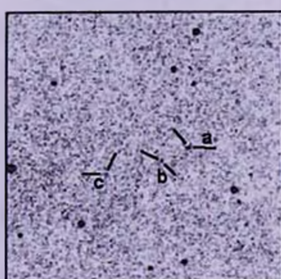
BIG 481 (09510+6922)



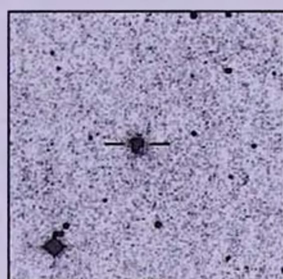
BIG 482 (09518+6913)



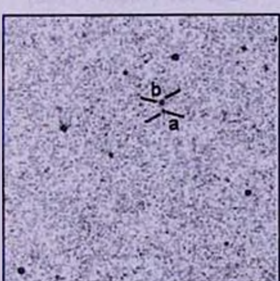
BIG 483 (09531+6955)



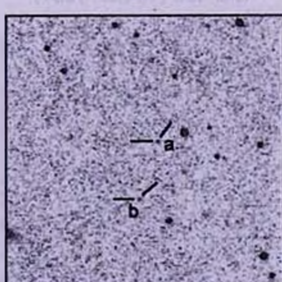
BIG 484 (09593+7230)



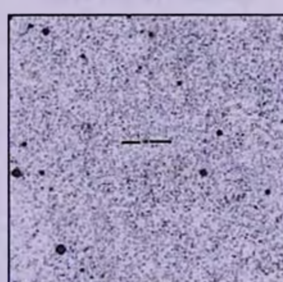
BIG 485 (10000+7248)



BIG 486 (10023+7110)



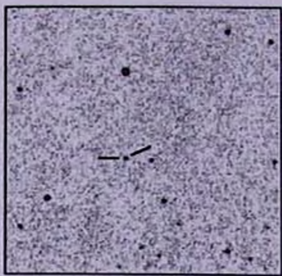
BIG 487 (10058+7040)



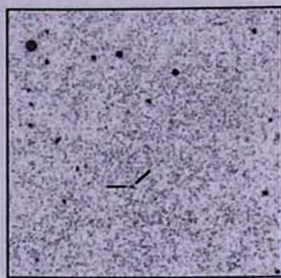
BIG 488 (10062+7051)

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

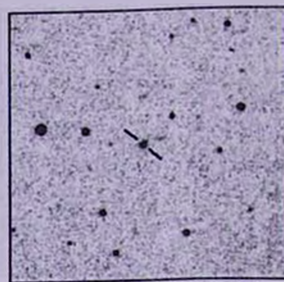
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



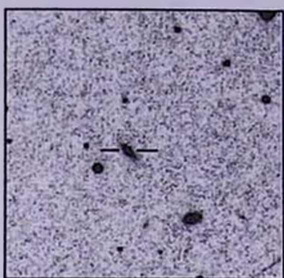
BIG 489 (10071+7024)



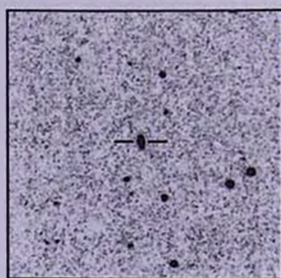
BIG 490 (10076+7022)



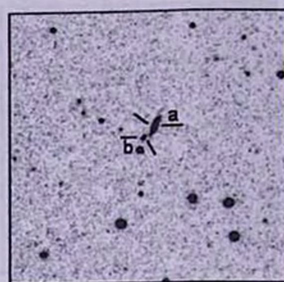
BIG 491 (10252+7013)



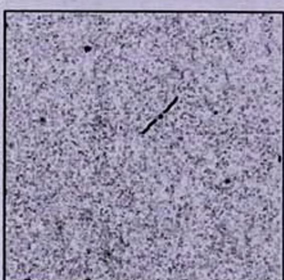
BIG 492 (10272+6953)



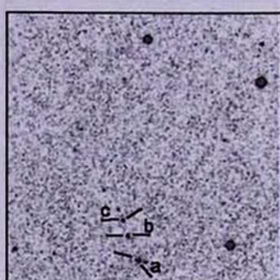
BIG 493 (10276+7153)



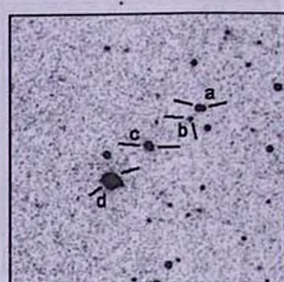
BIG 494 (10372+7141)



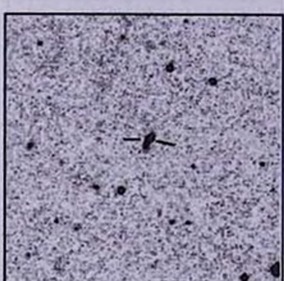
BIG 495 (10464+7223)



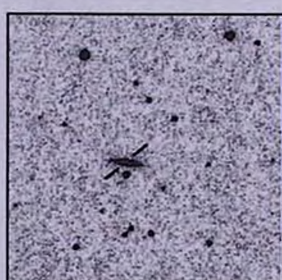
BIG 496 (10489+7207)



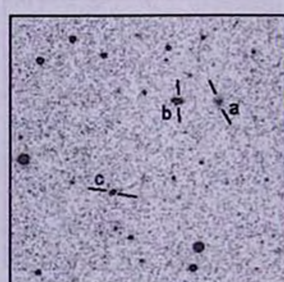
BIG 497 (10527+7136)



BIG 498 (10529+7144)



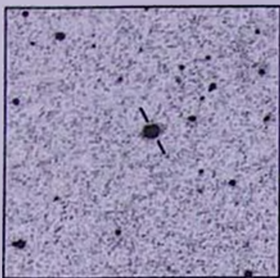
BIG 499 (10540+7113)



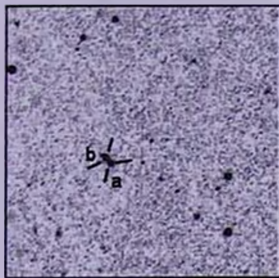
BIG 500 (11047+7033)

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

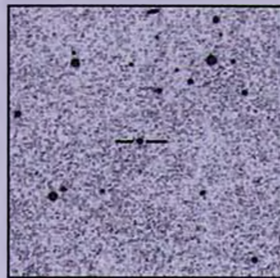
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



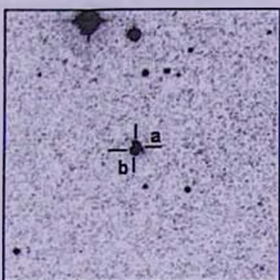
BIG 501 (11053+7037)



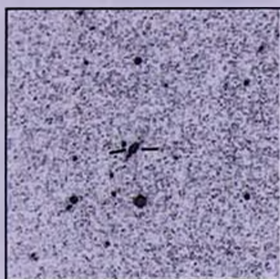
BIG 502 (11058+7159)



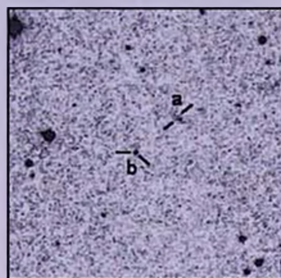
BIG 503 (11059+7117)



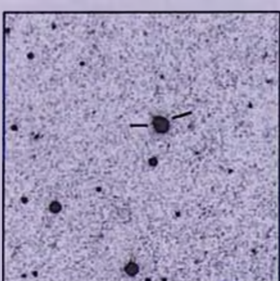
BIG 504 (11067+7024)



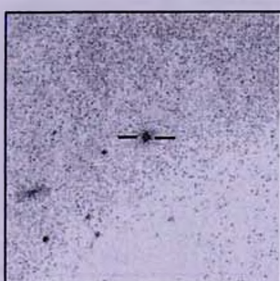
BIG 505 (11205+6957)



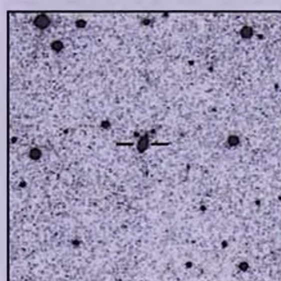
BIG 506 (11216+7057)



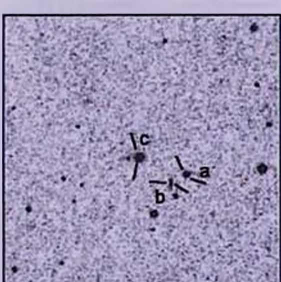
BIG 507 (11284+7228)



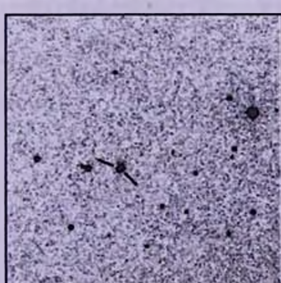
BIG 508 (11365+7232)



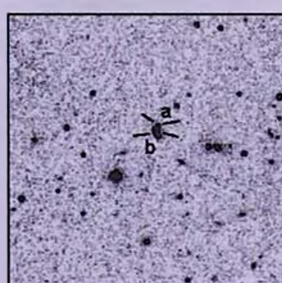
BIG 509 (11371+7029)



BIG 510 (12139+6908)



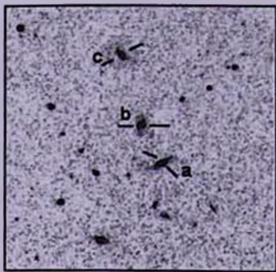
BIG 511 (12290+6935)



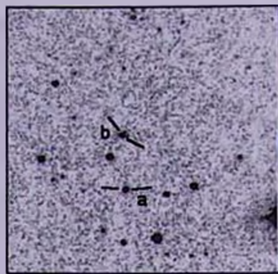
BIG 512 (12312+6939)

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

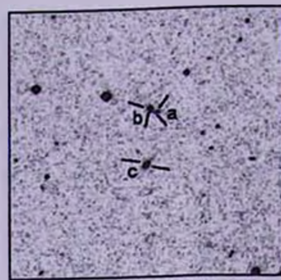
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



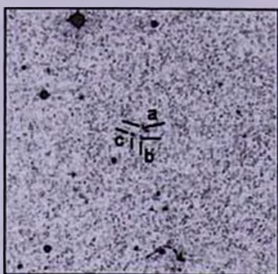
BIG 513 (12352+7019)



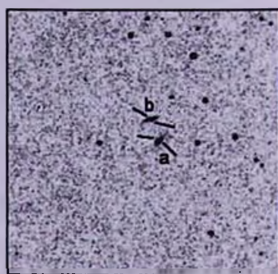
BIG 514 (12407+7148)



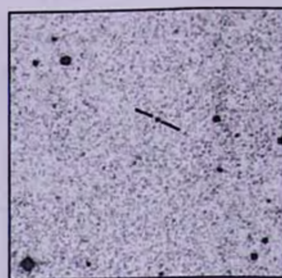
BIG 515 (12409+7028)

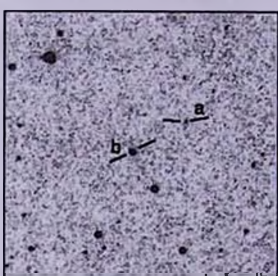


BIG 516 (13031+7215)



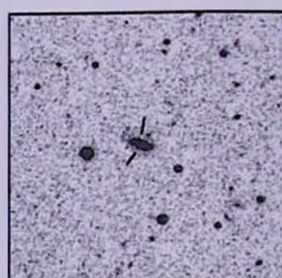
BIG 517 (13045+7016)

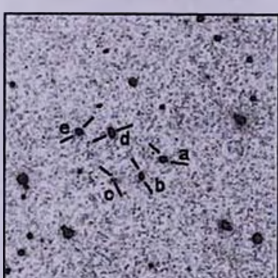

BIG 518 (13196+6945)



BIG 519 (13236+7027)

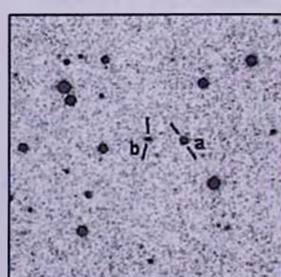

BIG 520 (13286+7258)


BIG 521 (13300+7219)



BIG 522 (14041+7120)

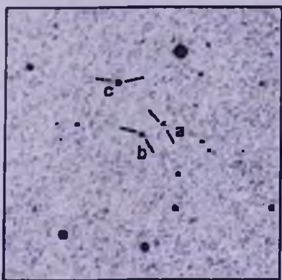

BIG 523 (14049+7229)



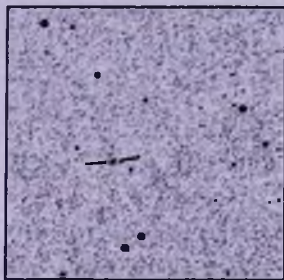
BIG 524 (14141+7107)

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

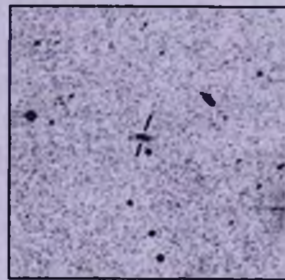
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



BIG 525 (14142+7003)

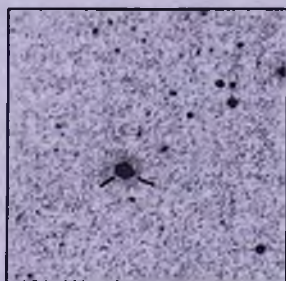


BIG 526 (14230+6922)

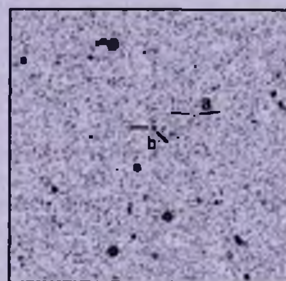


BIG 527 (14445+7003)

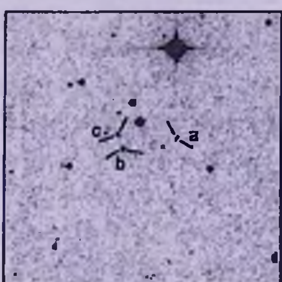
BIG 528 (14464+6951)



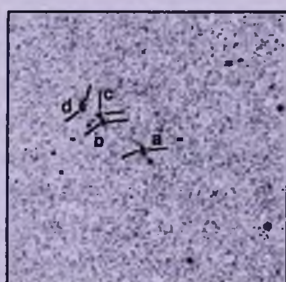
BIG 529 (14470+7021)



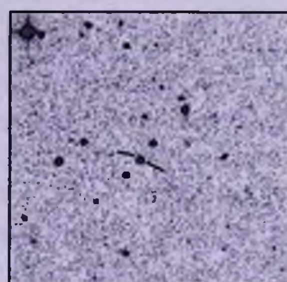
BIG 530 (14482+7243)



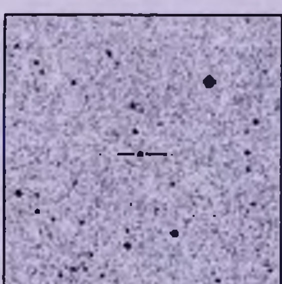
BIG 531 (15040+6938)



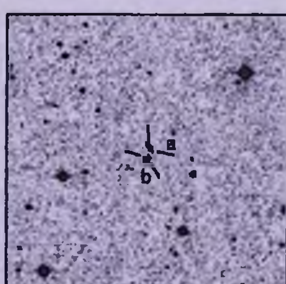
BIG 532 (15059+7021)



BIG 533 (15076+7055)



BIG 534 (15080+7259)



BIG 535 (15169+6958)

BIG 536 (15179+7053)

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.77

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗВЕЗДНОГО НАСЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК, РАЗРЕШАЕМЫХ НА ЗВЕЗДЫ

Д.И.МАКАРОВ, Л.Н.МАКАРОВА

Поступила 27 августа 2003
Принята к печати 20 января 2004

Разработана программа для определения истории звездообразования галактик, которая основана на использовании двух- или многоцветной фотометрии разрешенных звезд данной галактики. Мы создаем библиотеку синтетических диаграмм цвет-звездная величина, используя теоретические звездные изохроны и учитывая начальную функцию масс, расстояние до галактики, внешнее и внутреннее поглощение и фотометрические ошибки. Полученные синтетические диаграммы линейно комбинируются и количественно сравниваются с результатами фотометрии звезд в галактике, чтобы определить темп звездообразования как функцию возраста и металличности. Мы подробно тестируем представляемую программу при различных условиях, используя искусственные диаграммы цвет-величина. Особое внимание уделяется предельному случаю, когда лишь наиболее яркие звезды галактики видны на диаграмме цвет-величина, и количество разрешенных звезд не превышает нескольких сотен. Этот предельный случай соответствует значительной части близких галактик на расстоянии 3-5 Мпк, наблюдаемых с самыми большими наземными телескопами и Космическим Телескопом Хаббла.

1. *Введение.* Изучение истории звездообразования (SFH) галактик является чрезвычайно важным для понимания эволюции этих объектов. Многие близкие галактики хорошо разрешаются на отдельные звезды, что позволяет производить количественные измерения темпа звездообразования (SFR) в зависимости от времени, используя двух- или многоцветную фотометрию отдельных звезд этой галактики. Одновременно определяется металличность звезд различного возраста, что позволяет проследить обогащение металлами в ходе эволюции галактики.

Для сравнительно простых систем (например, шаровых или рассеянных скоплений), содержащих звезды примерно одного возраста и металличности, задача определения истории звездообразования сводится к совмещению теоретических звездных изохрон с наблюдаемым распределением звезд на диаграмме цвет-звездная величина данного скопления (см., например, [1]). Галактики же, как правило, содержат смесь звезд различного возраста и, зачастую, различной металличности. Простое приближение теоретических изохрон звезд дает лишь грубое представление о возрасте и металличности звездного населения данной галактики, но не дает количественных оценок интенсивности звездообразования. Работы, предлагающие количественное исследование истории звездообразования в галактиках, появились в конце 1980-1990гг. [2-4]. Все они основаны на построении набора искусственных диаграмм цвет-звездная величина из теоретических звездных изохрон различных возрастов и металличностей, с учетом наблюдаемых фотометрических ошибок, расстояния, покраснения и начальной функции масс (IMF). Затем эти модельные диаграммы сравниваются с наблюдаемой диаграммой цвет-звездная величина (CMD). Таким образом, история звездообразования определяется моделью, дающей наилучшее приближение. Этот метод продолжает быстро развиваться и уточняться [5-7].

Карликовые галактики являются наиболее распространенными объектами во Вселенной. Они имеют сравнительно простую структуру, и, следовательно, являются наилучшей лабораторией для изучения процессов звездообразования. Истории звездообразования карликовых галактик Местной Группы изучены подробно, с использованием глубоких изображений, полученных на крупных наземных телескопах и космическом телескопе Хаббла (см., например, [8-12]). Однако об истории звездообразования карликовых галактик за пределами Местной Группы такой информации очень мало. Изображения 150 галактик были получены с Широкоугольной и Планетарной камерой 2 (the Wide Field Planetary Camera 2, WFPC2) космического телескопа Хаббла в рамках обзора близких карликовых галактик (в основном в пределах 5 Мпк), [13,14]. Звездная фотометрия этих объектов позволяет во многих случаях определить историю звездообразования карликовых галактик. Чтобы проанализировать этот большой и однородный набор данных, мы решили создать программу для количественного анализа истории звездообразования, с учетом особенностей данного обзора.

Поскольку на диаграммах цвет-звездная величина видна лишь ярчайшая часть звездного населения галактики, важно проанализировать ошибки определения темпа звездообразования и металличности, которые в данном случае играют значительную роль.

В разделе 2 описывается метод определения истории звездообразования, в разделе 3 даны тесты предложенной программы, раздел 4 содержит заключение.

2. *Описание метода.* Наблюдаемое распределение звезд на диаграмме CMD является линейной суперпозицией всех звезд, родившихся в галактике в течение ее жизни и находящихся на различных стадиях эволюции. Несколько дополнительных параметров также оказывают сильное влияние на это фотометрическое распределение: расстояние до объекта, наличие внешнего и внутреннего поглощения и фотометрические ошибки.

Наблюдательные данные и модельные данные используются в виде Hess диаграммы [15,16], которая представляет собой двухмерную гистограмму, показывающую количество звезд в определенном диапазоне (бине) звездных величин и показателя цвета. Оптимальный размер бина зависит от особенностей фотометрических данных. С одной стороны, бин должен быть достаточно крупным, чтобы в него попадало значительное количество звезд. С другой, он должен быть как можно меньше, чтобы наиболее четко отражать особенности распределения звезд на CMD.

Построение модельных Hess диаграмм происходит на основе теоретических изохрон, каждая из которых соответствует определенному возрасту и металличности, а весь набор этих моделей занимает достаточно широкий диапазон возрастов и металличностей звездного населения (см. раздел 2.1). При создании модельных диаграмм учитывается модуль расстояния и величина поглощения, которая может быть выбрана различной для звезд различного возраста, чтобы смоделировать наличие газа и пыли в областях недавнего звездообразования (например, см. доказательства дифференциального поглощения в LMC в статье [17] и модели в работе [6]. Точность и полнота фотометрии задается в виде таблицы, получаемой в результате моделирования большого числа искусственных звезд. В работах [15,18] и других исследователей отмечается, что моделирование искусственных звезд является наиболее точным способом, позволяющим учесть фотометрические ошибки, наложение звезд и неполноту фотометрии. Задача определения SFH сводится к нахождению такой линейной комбинации модельных CMD для различных возрастов и металличностей, которая наилучшим образом приближала бы наблюдательные данные [19,16].

Наша модель для любой металличности может быть записана как:

$$Y_i = \sum_k X_{ik} b_k \ , \tag{1}$$

где Y_i - количество звезд в i-м бине модельной Hess диаграммы, X_{ik} - количество звезд в i-м бине для k-го промежутка времени с постоянным темпом звездообразования, равным $1\,M_{\odot}/\text{год}$, b_k - искомый темп звездообразования в k-м промежутке времени (т.е. для каждой k-й модельной CMD).

2.1. *Построение модельных CMD.* Основным и, пожалуй, наиболее трудоемким этапом определения SFH является построение модельных CMD. В большинстве работ, посвященных изучению истории звездообразования в галактиках [2-4], на этом этапе проводилась генерация значительного числа случайных звезд, функция масс которых соответствует некоторому закону распределения (например, функция Солпитера (Salpeter law)). Этот прямой подход требует существенных временных и вычислительных затрат, а также подвержен пуассоновскому шуму, что несколько уменьшает точность определения истории звездообразования.

В данной работе нами используется другой подход к построению модельных диаграмм. Мы строим аналитическую функцию распределения звезд на Hess диаграмме для каждой изохроны, соответствующей некоторой металличности и возрасту звезд, с учетом IMF, ошибок фотометрии, размера бина Hess диаграммы, модуля расстояния и поглощения. Аналогичный подход реализует Долфин [16,18]. Мы используем изохроны из работы [20], которые опубликованы для широкого диапазона металличности от $Z=0.0001$ до $Z=0.03$ и для возраста от $10^{6.6}$ до $10^{10.25}$ лет с равномерным шагом 0.05 в логарифмической шкале. К сожалению, изохроны для звезд возраста $< 10^{7.8}$ с металличностью $Z=0.001$ и $Z=0.03$ еще не опубликованы. Сравнение соседних по металличности изохрон между собой, и сравнение изохрон в [20] с предыдущими расчетами Падуанской группы [21] показало, что наибольшие отличия возникают на массивном конце функции распределения. Причем между старыми и новыми изохронами наблюдаются небольшие систематические отличия, что, на наш взгляд, не позволяет дополнять моделями [21] недостающие изохроны. Использование интерполяции между соседними по металличности изохронами [20] для получения недостающих данных мы также считаем нежелательным, так как соседние изохроны показывают качественно разное поведение зависимости масса-звездная величина для массивных звезд ($M > 40\,M_\odot$), и разница может достигать нескольких звездных величин в фильтре V. Учитывая, что очень массивные звезды ($M > 40\,M_\odot$) встречаются в карликовых галактиках редко, мы решили не расширять недостающие изохроны. Это может слегка сдвинуть оценку металличности в области молодых и очень массивных звезд, однако сдвиг можно учесть при анализе конечных результатов.

Вероятность обнаружения звезды в некотором бине Hess диаграммы задается соотношением:

$$P_i = \int \rho(m) f_i(m)\, dm, \qquad (2)$$

где $\rho(m)$ - плотность вероятности рождения звезды массы m, $f_i(m)$ - плотность вероятности обнаружения звезды данной массы в i-м бине Hess диаграммы, с учетом наблюдательных эффектов. Мы используем закон Солпитера для начальной функции масс: $\rho(m)dm \sim m^{-2.35}\,dm$. Нормировка была выбрана таким образом, чтобы полная интегральная вероятность равнялась единице в пределах $0.1-100\,M_\odot$. Для данной изофоты масса звезды полностью определяет ее наблюдательные характеристики. Из искусственной фотометрии известна вероятность обнаружения звезд данной яркости, дисперсия измерений относительно среднего и смещение среднего относительно истинного значения. Все это позволяет полностью определить вероятность появления звезды данной массы в любом бине Hess диаграммы. К сожалению, шаг теоретических изохрон несколько грубоват для целей определения вероятности. Следовательно, мы должны применить линейную интерполяцию, так чтобы разница звездных величин двух соседних интерполированных точек была меньше, чем соответствующие фотометрические ошибки. Пример интерполированной изохроны дан на рис.1. Наши попытки применения более сложных и мощных методов интерполяции (сплайн-интерполяция, кусочно-кубическая интерполяция Хермита) показали, что в этом случае образуется ряд ложных точек в областях быстрой эволюции изохрон. Для каждой интерполированной точки изохроны мы определяем вероятность рождения звезды данной массы, используя IMF Солпитера и принимая во внимание интервал масс между соседними точками.

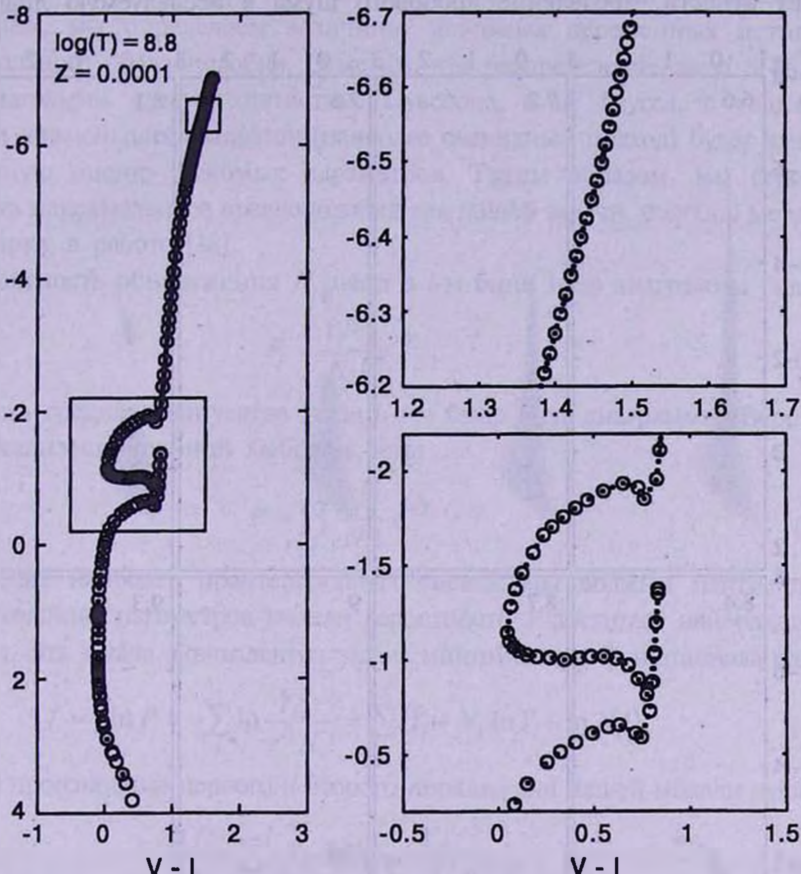


Рис.1. Интерполированная изохрона возраста 630 млн. лет (левая панель). Кружки обозначают исходные данные, а точки - интерполированные. На правой верхней и нижней панелях показаны в деталях те части изохроны, которые заключены в квадрат.

Количество звезд, соответствующее каждой изохроне, дается соотношением: $N = P\Delta T$, где ΔT есть временной интервал, соответствующий данной изохроне. Временной интервал нормализуется на среднюю звездную массу. В результате этих вычислений мы получаем темп звездообразования для данной эпохи. Соседние изохроны можно комбинировать в одну модельную CMD в предположении о постоянстве темпа звездообразования. Пример модельных диаграмм показан на рис.2.

При сравнении модели с реальной Hess диаграммой необходимо учесть, что CMD других галактик засоряются звездами, принадлежащими нашей Галактике. Для решения этой проблемы обычно наблюдают второе поле возле объекта исследований, чтобы получить CMD звезд нашей Галактики. Эти фоновые звезды затем статистически вычитаются из набора звездной фотометрии исследуемой галактики. К недостаткам этого метода, пожалуй, стоит отнести, добавление дробового шума в исследуемую диаграмму.

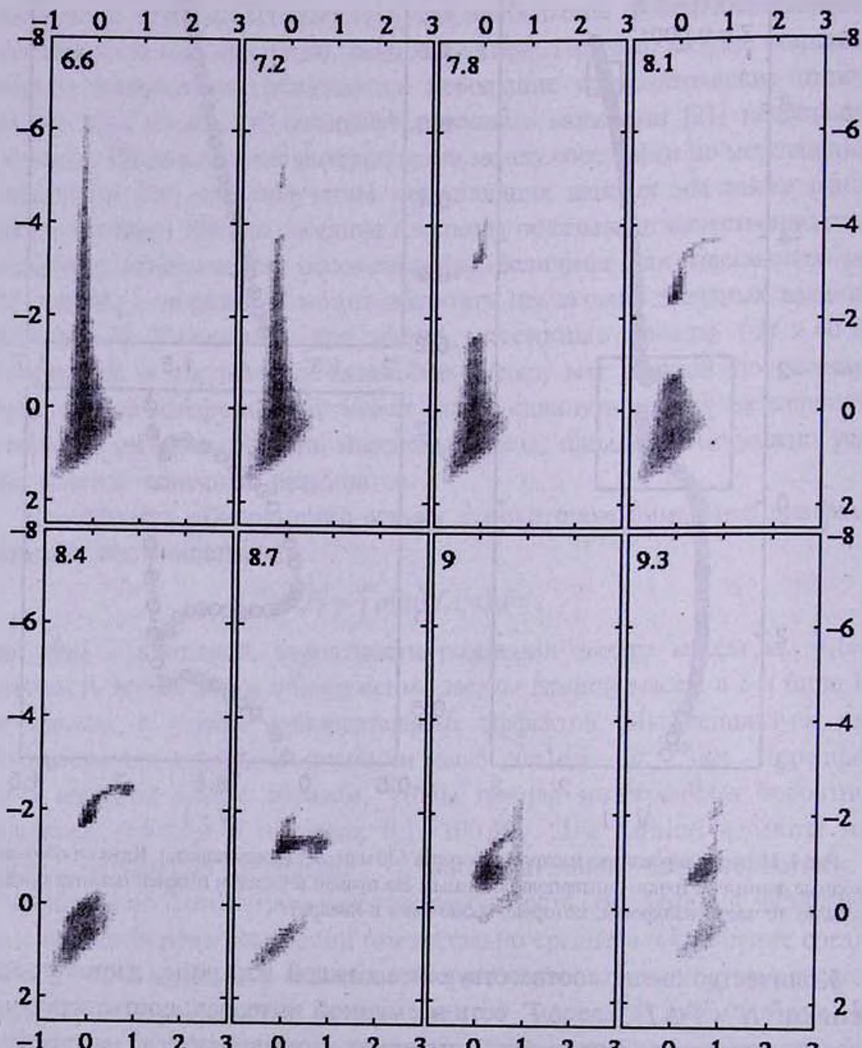


Рис.2. Пример набора модельных $V-I$, I диаграмм (металличность равна $Z = 0.0001$). Относительная вероятность рождения звезды в каждом бине Hess диаграммы показана различными оттенками серого цвета. Логарифм возраста соответствующей изохроны обозначен на каждой панели.

Второй подход основан на вычитании из наблюдаемой Hess диаграммы модели, соответствующей звездам фона.

2.2. *Подгонка.* Для определения SFH мы должны найти линейную комбинацию частичных модельных CM-диаграмм, наилучшим образом соответствующую наблюдательным данным (учитывая, что $b_k > 0$). Во-первых, мы находим наиболее значимые переменные (т.е. частичные модельные CMD), которые отличаются от нуля с заданной вероятностью. Во-вторых, мы определяем величины значимых переменных методом максимального правдоподобия. Отметим, что распределение звезд в бинах Hess диаграммы следует статистике Пуассона, а не Гаусса, и решение методом наименьших квадратов (наиболее очевидный подход) будет давать смещенную оценку искомых параметров. Таким образом, мы строим функцию максимального правдоподобия для нашей задачи, подобно методу, описанному в работе [18].

Вероятность обнаружения N_i звезд в i-м бине Hess диаграммы равна:

$$P_i = \frac{Y_i^{N_i}}{N_i!} e^{-Y_i}, \tag{3}$$

где Y_i есть среднее количество звезд в i-м бине Hess диаграммы. Вероятность реализации данной выборки есть:

$$P = \prod_i \frac{Y_i^{N_i}}{N_i!} e^{-Y_i}. \tag{4}$$

Для выбора наиболее правдоподобных оценок мы должны найти, при каких значениях параметров модели вероятность P достигает наибольшего значения. Эта задача эквивалентна задаче минимизации функционала вида:

$$f = -\ln P = -\sum_i \ln \frac{Y_i^{N_i}}{e^{Y_i} N_i!} = \sum_i (Y_i - N_i \ln Y_i + \ln N_i!). \tag{5}$$

Частные производные первого и второго порядка для нашей модели равны:

$$\frac{\partial f}{\partial b_l} = \sum_i \left(X_{il} - N_i \frac{X_{il}}{\sum_k X_{ik} b_k} \right), \tag{6}$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial b_l \partial b_p} = \sum_i \frac{N_i X_{il} X_{ip}}{\left(\sum_k X_{ik} b_k\right)^2}. \tag{7}$$

При помощи этих уравнений задача определения наиболее правдоподобных оценок может быть успешно решена с использованием известных алгоритмов минимизации функции f, с ограничениями вида $b_k \geq 0$. Можно использовать либо ньютоновский алгоритм, когда вторые частные производные вычисляются непосредственно, либо один из квазиньютоновских, где матрица Гессе (Hessian matrix) аппроксимируется итерационно (например, Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno метод или

Davidon-Fletcher-Powell метод). Обычно такое решение содержит множество переменных, статистически равных нулю, а между некоторыми другими модельными параметрами существует сильная корреляция, которая уменьшает точность оценки параметров. Следовательно, возникает проблема построения "наилучшего решения". С одной стороны, это решение должно корректно аппроксимировать наблюдательные данные, и, с другой стороны, количество переменных должно быть уменьшено таким образом, чтобы исключить переменные, которые не улучшают точности. Здесь мы приводим наше решение этой задачи.

Условие минимума функции f следует из уравнения (6):

$$\frac{\partial f}{\partial b_l} = \sum_i \frac{X_{il}\left(\sum_k X_{ik} b_k - N_i\right)}{\sum_k X_{ik} b_k} = 0 . \qquad (8)$$

С другой стороны, взвешенный метод наименьших квадратов может быть представлен в следующем виде:

$$\sum_i w_i X_{il}\left(\sum_k X_{ik} b_k - Y_i\right) = 0 , \qquad (9)$$

где w_i - вес отдельного наблюдения. Как видим, два приведенных выше уравнения сходны, а роль весов в уравнении 8 играет величина, обратная к предсказанию модели: $w_i = 1/\sum_k X_{ik} b_k$. Уравнение 8 можно решить итерационно, используя классический метод наименьших квадратов с весами. На первом шаге итерационного процесса мы можем положить $w_i = 1$ и брать решение, полученное на предыдущем шаге, в качестве веса для каждого следующего шага. Мы используем стандартную функцию минимизации χ^2:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Y_i - N_i)^2}{Y_i^{last}} , \qquad (10)$$

где Y_i - модельная величина, N_i - наблюдаемая величина и Y_i^{last} - модельная величина на предыдущем шаге.

Помимо простоты и быстроты работы, алгоритм нахождения линейной регрессии позволяет просто и достаточно строго отбирать наиболее значимые переменные для включения в модель. Для этого мы используем так называемый stepwise алгоритм, который подробно описан в книгах [22,23]. Чтобы найти наилучшее решение, на каждом шаге отбирается переменная, наиболее сильно коррелирующая с наблюдательными данными, с учетом уже включенных в регрессию переменных. В математическом отношении это эквивалентно нахождению максимальной корреляции между остатками от регрессии $Y = f(Z)$ и остатками от каждой из регрессий $X_i = f_i(Z)$, где Y - наблюдательные данные, X_i - независимые переменные, не включенные в модель, и Z_i - независимые переменные, включенные в уравнение регрессии. Выбранная переменная включается в уравнение регрессии, если рассчитанный для нее частный критерий Фишера (F-критерий) превышает заранее выбранную величину. Однако выбранные переменные могут оказаться незначимыми на следующем шаге из-за связей, которые существуют между этой переменной и другими, уже содержащимися в уравнении. Поэтому на каждом шаге для каждой переменной, содержащейся в уравнении, вычисляется частный F-критерий и находится наименьший из них, который затем сравнивается с заранее выбранной величиной. Если проверяемая переменная показывает незначимый вклад в регрессию, она исключается из уравнения. После этого регрессионное уравнение пересчитывается с учетом всех оставшихся в нем переменных. Процесс повторяется до тех пор, пока никакая новая переменная не сможет быть включена в уравнение. Пример итерационного процесса приведен на рис.3. После того, как наиболее значимые переменные выбраны, мы решаем задачу (5), предполагая, что все другие переменные равны нулю.

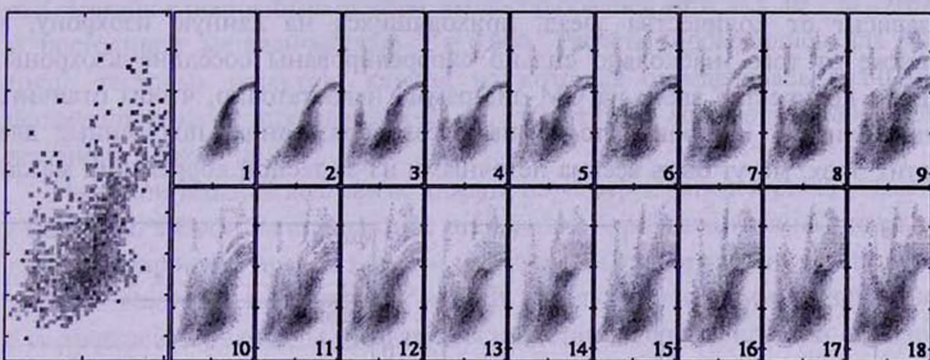


Рис.3. Пример процесса подгонки. Число в правом нижнем углу каждой маленькой панели означает номер итерации. Большая левая диаграмма показывает исходную искусственную CMD.

3. *Тесты*. Мы провели ряд тестов описанного выше алгоритма, используя искусственно созданные диаграммы цвет-величина. При построении искусственных фотометрических данных использовались теоретические звездные изохроны, а также заданная SFH и фотометрические ошибки. Для удобства сравнения тестовых галактик мы везде предполагаем, что модуль расстояния до галактик и поглощение равны нулю. Это позволяет работать непосредственно с абсолютными звездными величинами. Для различных тестов может меняться функция полноты и фотометрических ошибок. Функция полноты данных имеет максимально простую структуру, для наиболее ярких звезд вероятность их обнаружения равна 1, после некоторой предельной звездной величины она скачком падает до 0. Дисперсия измеренных звездных величин плавно растет от

$0^m.01$ для самых ярких звезд, до $0^m.3$ на предельной звездной величине. Смещение среднего отсутствует. Для каждого теста методом Монте-Карло создавалось 50 галактик. С помощью восстановления построенных искусственных СМ-диаграмм мы иллюстрируем точность приближения, которую можно ожидать от нашей программы, а также проверяем возможные систематические ошибки, привносимые приведенным алгоритмом. На всех рисунках этого раздела линиями показан ход модельного (исходного) звездообразования, а точками с барами ошибок показан ход восстановленного звездообразования. Точка соответствует медианному значению темпа звездообразования, полученному по 50 тестовым CMD. Бары ошибок соответствуют квартилям распределения полученных оценок (для 25% и 75% уровней распределения).

3.1. *Группирование изохрон.* На рис.4 показана одна из построенных CMD. В этом примере фотометрический предел равен $I = -1$ и заданный темп звездообразования равен $5 \cdot 10^{-4}\ M_\odot/$год.

Надежность получаемых оценок темпов звездообразования существенно зависит от количества звезд, приходящихся на данную изохрону, а также от того, насколько сильно скоррелированы соседние изохроны. Если количество звезд на СМ-диаграмме недостаточно, чтобы отличить две близкие изохроны, то темпы звездообразования, полученные для этих эпох, могут быть весьма неточными из-за тесной корреляции между

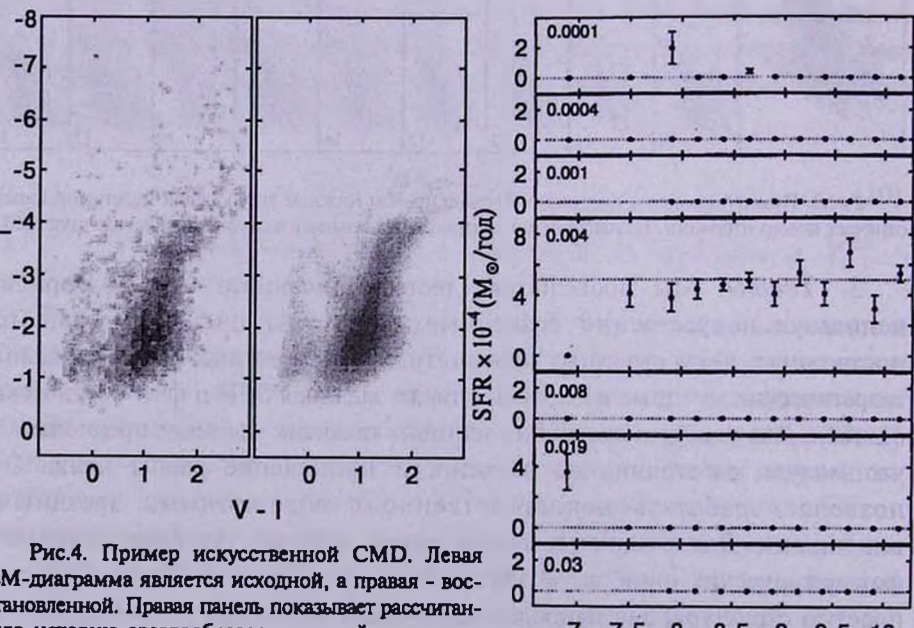


Рис.4. Пример искусственной CMD. Левая СМ-диаграмма является исходной, а правая - восстановленной. Правая панель показывает рассчитанную историю звездообразования этой галактики. Различные диаграммы этой панели соответствуют различным металличностям, которые обозначены в верхнем левом углу каждой диаграммы.

изохронами. Эта ситуация наиболее драматична для молодых звезд, где промежутки времени между изохронами малы. К тому же молодые массивные звезды встречаются в карликовых галактиках достаточно редко. С другой стороны, при исследовании самого старого звездного населения сильно возрастает роль ошибок измерения звездных величин, которые замывают особенности тем сильнее, чем более слабые звезды мы хотим изучать. Поэтому мы вынуждены, как правило, жертвовать временным разрешением метода ради надежности получаемых оценок. Наши эксперименты показали, что на молодые изохроны приходится так мало звезд, а изохроны между собой настолько сильно скоррелированы, что нет смысла, за исключением редких случаев, делать временное разрешение лучше, чем 10^7 лет. В наших тестах мы везде использовали группировку изохрон моложе $10^{7.8}$ лет в два блока. Первая группа включает изохроны с возрастами от $10^{6.6} \le t \le 10^{7.2}$ лет, и вторая группа включает изохроны с возрастами $10^{7.2} < t \le 10^{7.8}$ лет.

На рис.5 показаны результаты восстановления истории звездообразования для галактик с постоянным темпом звездообразования $\mathrm{SFR} = 5 \cdot 10^{-4}\ M_{\odot}/$год и постоянной металличностью $Z = 0.004$. Расчеты проводились для 4-х групп тестовых галактик, каждая из которых определялась разными фотометрическими пределами (-2, -1, +0, +1 по абсолютной звездной величине в фильтре V).

На самой верхней диаграмме каждой из четырех панелей рис.5 указано количество звезд и их стандартное отклонение, приходящиеся на отдельно взятую изохрону. В правом нижнем углу этих диаграмм указана предельная звездная величина в фильтрах V и I. На остальных диаграммах каждой из 4-х панелей приведены результаты восстановления истории звездообразования для 7 способов группирования. Для группирования изохрон выбирались шаги по времени, равные 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.35, 0.4 лет в логарифмической шкале, этим шагам соответствуют группы, состоящие из 2, 3, 4, 5, 6, 7 и 8 теоретических изохрон. Из приведенных графиков видно, что для глубоких СМ-диаграмм, достигающих нулевой абсолютной величины (и выше) и содержащих по несколько десятков звезд на каждой теоретической изохроне, удовлетворительное согласие восстановленного и заданного темпа звездообразования достигается уже при шаге 0.15 лет (и более) в логарифмической шкале. Для "более далеких" искусственных галактик (предельная абсолютная величина равна -1 в фильтре V) минимальный шаг разбиения необходимо увеличивать до 0.2, а для случая, когда доступны звезды ярче -2 величины, удовлетворительное согласие достигается только при шаге по времени, равном 0.25-0.3 и больше. Этот предельный случай соответствует нашему обзору близких карликовых галактик.

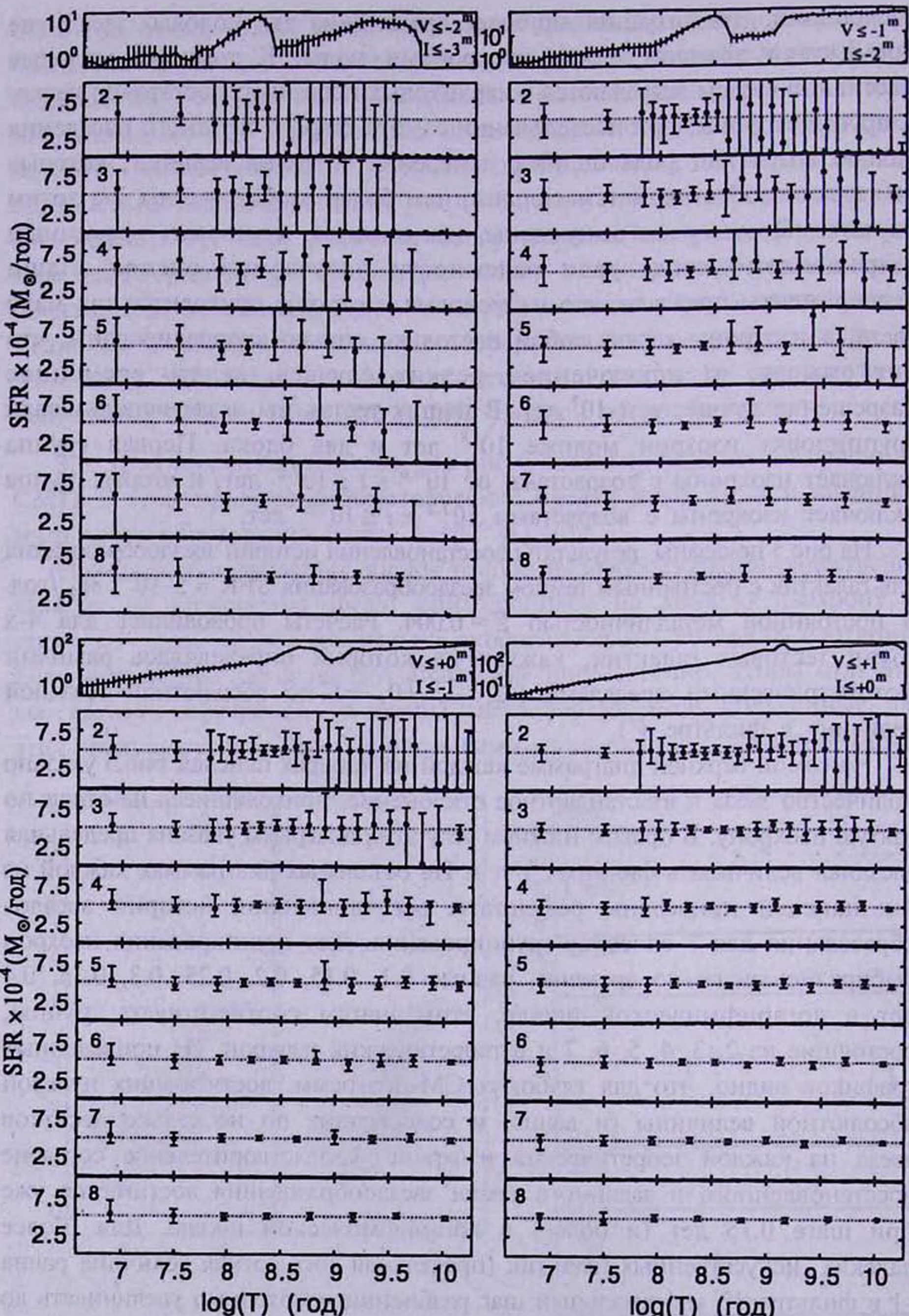
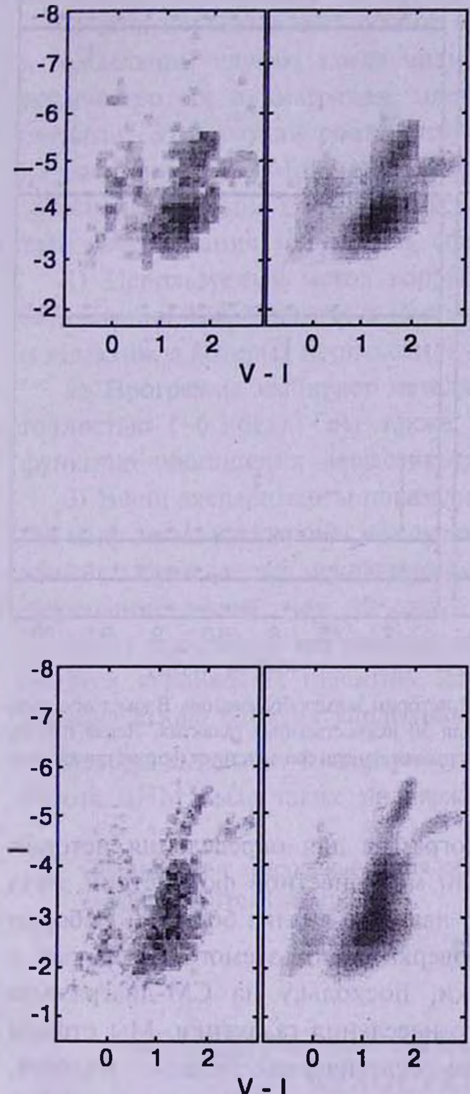


Рис.5. Результаты тестов для четырех групп искусственных галактик.

3.2. *Восстановление сложной истории звездообразования.* На рис.6 показаны СМ-диаграммы двух искусственных галактик с историей звездообразования сложного вида. Было смоделировано два отдельных эпизода звездообразования и введено обогащение вещества тяжелыми элементами. Результаты восстановления сложной истории звездообразования двух наборов из 50 искусственных галактик представлены на рис.7. На графиках приведен исходный и восстановленный темп



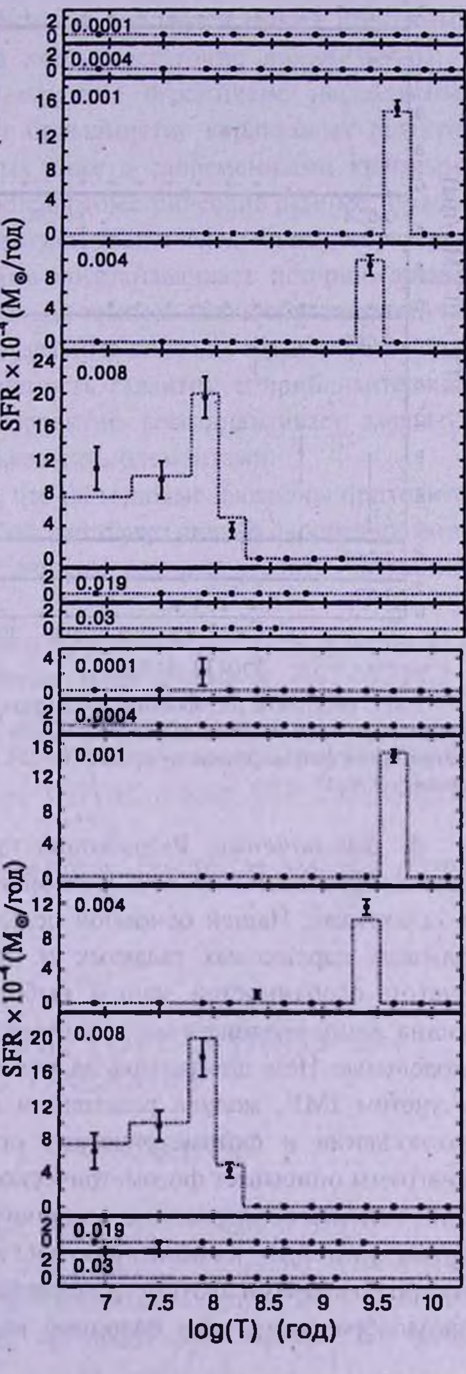


Рис.6. Искусственные диаграммы для двух галактик со сложной историей звездообразования. Верхние панели соответствуют фотометрическому пределу $V = -2^m$, а нижние панели соответствуют фотометрическому пределу $V = -1^m$. В каждом случае левые диаграммы - введенные, а правые - восстановленные. Правые панели содержат восстановленную историю звездообразования для каждой галактики.

звездообразования для различных металличностей. Мы отмечаем отличное восстановление темпов звездообразования и соответствующих металличностей даже для фотометрических пределов $V = -1$ и $V = -2$.

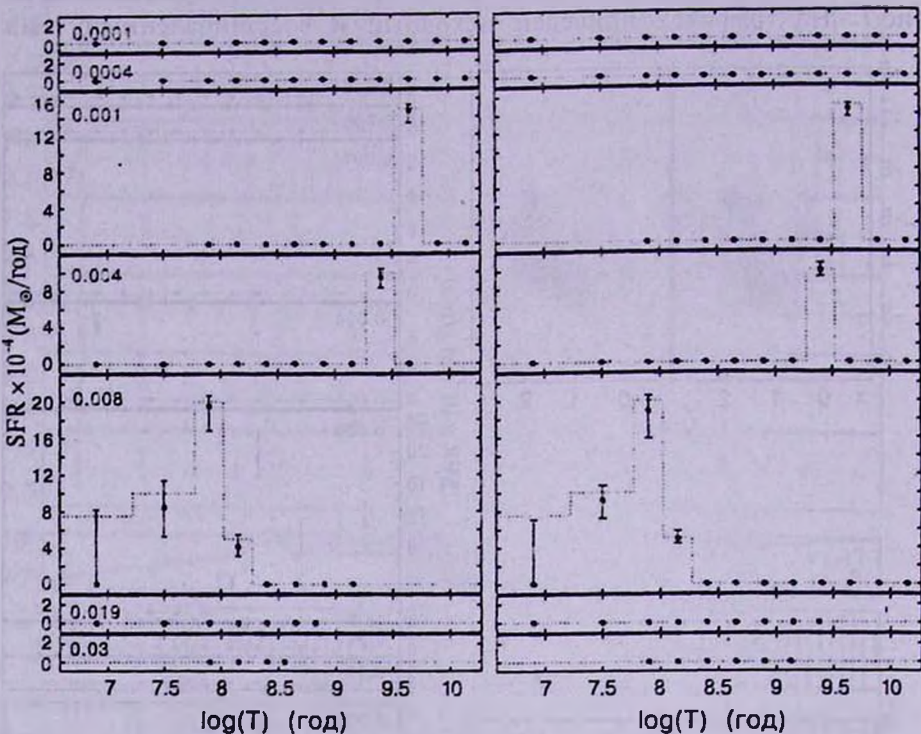


Рис.7. Результаты тестирования для сложной истории звездообразования. В каждом случае представлен средний темп звездообразования для 50 искусственных галактик. Левая панель соответствует фотометрическому пределу $V = -2^m$, и правая панель соответствует фотометрическому пределу $V = -1^m$.

4. *Заключение*. Разработана программа для определения истории звездообразования по двухцветной или многоцветной фотометрии звезд в галактиках. Нашей основной целью является анализ большой выборки близких карликовых галактик и проверка используемого алгоритма с учетом особенностей нашей выборки, поскольку на СМ-диаграммах видна лишь ярчайшая часть звездного населения галактики. Мы строим модельные Hess диаграммы на основе теоретических звездных изохрон, с учетом IMF, модуля расстояния галактики, внутреннего и внешнего поглощения и фотометрических ошибок. Каждая из модельных Hess диаграмм описывает фотометрическое распределение звездного населения определенного возраста и металличности. Эти модельные диаграммы затем линейно комбинируются и сравниваются количественно с наблюдательными фотометрическими данными, чтобы определить темп звездообразования как функцию возраста и металличности.

Для приближения модельных данных к реальным фотометрическим данным мы применяем метод максимального правдоподобия, используя также метод наименьших квадратов (аналогично методике [18]). Приведены обширные тесты разработанной программы при различных условиях, с использованием искусственных СМ-диаграмм.

В этих исследованиях особое внимание уделяется работе программы в предельном случае, когда видны лишь достаточно яркие звезды, и количество их в диаграмме цвет-величина ограничено несколькими сотнями. Этот случай соответствует большинству карликовых галактик на расстоянии 2-3 Мпк, для которых даже с современными крупными телескопами трудно получить глубокие фотометрические данные. Результаты тестирования могут быть сформулированы следующим образом.

1) Используемый метод корректно восстанавливает историю звездообразования как галактик с постоянным темпом звездообразования, так и галактик, в которых происходили отдельные эпизоды звездообразования.

2) Программа выбирает металличность галактик с приблизительной точностью (~0.3 dex). Она также корректно восстанавливает заданную функцию обогащения вещества тяжелыми элементами.

3) Наши эксперименты показали, что на молодые изохроны приходится так мало звезд, а изохроны между собой настолько сильно скоррелированы, что нет смысла, за исключением редких случаев, делать временное разрешение лучше, чем 10^7 лет.

Нашу программу мы рассчитываем применить для определения SFH близких карликовых галактик, которые наблюдались с HST/WFPC2 в рамках Обзора близких карликовых галактик.

Авторы выражают благодарность РФФИ за поддержку (грант 01-16001). Работа ЛНМ была также поддержана ИНТАС (грант YSF 2001/1-0129).

Специальная астрофизическая обсерватория, Российская Академия Наук,
e-mail: lidia@mail.sao.ru

MODELING OF STELLAR POPULATIONS IN RESOLVED GALAXIES

D.I.MAKAROV, L.N.MAKAROVA

A program for galaxy star formation history determination basing on two- or multicolor photometry of resolved stars in the given galaxy is developed. We construct a library of synthetic color-magnitude diagrams from theoretical stellar isochrones, taking into account the initial mass function, the galaxy distance, internal and external extinction and photometric errors. These synthetic diagrams are combined linearly and compared quantitatively with observed stellar photometry to determine the star formation rate as a function of age and metallicity. We have extensively tested the presented program under a variety of conditions, using artificial color-magnitude diagrams. We pay special attention to the limiting case when only the brightest features of a galaxy stellar populations are visible in the CMD, and the number of resolved stars is restricted to several hundreds. This limiting case corresponds to a significant part of dwarf galaxies at a distance of 3-5 Mpc observed with the largest ground-based telescopes and HST.

Key words: *Galaxies:stellar population - galaxies:modeling*

ЛИТЕРАТУРА

1. *N.Panagia*, *M.Tosi*, Astron. Astrophys., **81**, 375, 1980.
2. *M.Tosi*, *L.Greggio*, *P.Focardi*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **156**, 295, 1989.
3. *E.Tolstoy*, Astrophys. J., **462**, 684, 1996.
4. *A.Aparicio*, *C.Gallart*, *G.Bertelli*, Astron. J., **114**, 680, 1997.
5. *A.Dolphin*, Astrophys. J., **531**, 804, 2000.
6. *J.Harris*, *D.Zaritsky*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **136**, 25, 2001.
7. *Y.K.Ng*, *E.Brogt*, *C.Chiosi*, *G.Bertelli*, Astron. Astrophys., **392**, 1129, 2002.
8. *J.Holtzman*, *G.Smith*, *C.Grillmair*, Astron. J., **120**, 3060, 2000.
9. *M.Han*, *J.Hoessel*, *J.Gallagher III et al.*, Astron. J., **113**, 1001, 1997.
10. *G.Da Costa*, *T.Armandroff*, *N.Caldwell*, *P.Seitzer*, Astron. J., 112, 2576, 1996.
11. *D.Martinez-Delgado*, *A.Aparicio*, Astron. J., **115**, 1462, 1998.
12. *J.Monkiewicz*, *J.Mould*, *J.Gallagher III et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **111**, 1392, 1999.
13. *P.Seitzer*, *E.K.Grebel*, *A.E.Dolphin et al.*, Bull. AAS, **195**, 801, 1999.
14. *E.K.Grebel*, *P.Seitzer*, *A.E.Dolphin et al.*, in Stars, Gas, and Dust in Galaxies: Exploring the Links, ASP Conf. Ser. 221, eds. D.Alloin, K.Olsen, G.Galaz (San Francisco: ASP), 147, 2000.
15. *C.Gallart*, *A.Aparicio*, *J.M.Vilchez*, Astron. J., **112**, 1928, 1996.
16. *A.Dolphin*, New Astronomy, **2**, 397, 1997.
17. *D.Zaritsky*, Astron. J., **118**, 2824, 1999.
18. *A.Dolphin*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **332**, 91, 2002.
19. *C.Gallart*, *A.Aparicio*, *G.Bertelli*, *C.Chiosi*, Astron. J., **112**, 1950, 1996.
20. *L.Girardi*, *A.Bressan*, *G.Bertelli*, *C.Chiosi*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **141**, 371, 2000.
21. *G.Bertelli*, *A.Bressan*, *C.Chiosi et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **106**, 275, 1994.
22. *N.R.Draper*, *H.Smith*, Applied regression analysis. "John Wiley & Sons", New York, London, Sydney, 1966.
23. *G.A.F.Seber*, Linear Regression Analysis. "John Wiley & Sons", New York, London, Sydney, Toronto, 1977.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.7-52

THE UNIVERSE EVOLUTION AS POSSIBLE MECHANISM OF FORMATION OF GALAXIES AND THEIR CLUSTERS

A.GUSEV[1], P.FLIN[1,2], V.PERVUSHIN[1], S.VINITSKY[1], A.ZORIN[3]

Received 25 July 2003
Accepted 20 January 2004

The Kepler problem is studied in a space with the Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker metrics of the expanding universe.The cosmic evolution leads to decreasing energy of particles, causing free particles to be captured in bound states, so that the evolution of the universe can be treated as a possible mechanism of the formation of galaxies and clusters of galaxies.The cosmological model is considered where the evolution of the universe plays the role usually inscribed to Cold Dark Matter.

Key words: *Cosmology:General Relativity and Gravitation*

1. *Introduction.* The descripsion of a Newtonian motion of a galaxy in a gravitational field of mass of a cluster of galaxies is used for analysis of Cold Dark Matter in the modern cosmological researches [1-4]. Here we face with the following contradiction: the Newtonian motion of a galaxy is described in the flat space-time $(ds^2) = (dt)^2 - \sum_i (dx^i)^2$; whereas the observational data are analysed in terms of the Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) metrics

$$(ds^2) = (dt)^2 - \sum_i a^2(t)(dx^i)^2. \tag{1}$$

Therefore, it is worth to study the Newtonian motion of a particle in a gravitational field in the space-time with the FLRW metrics where observational coordinates of the expanding universe are considered as

$$X^i = a(t)x^i, \quad dX^i = a(t)dx^i + x^i da(t), \tag{2}$$

and instead of the differential of the Euclidean space dX^i, we use the covariant differential of the FLRW space coordinates

$$a(t)dx^i = d\left[a(t)x^i\right] - x^i da(t) = dX^i - X^i \frac{da(t)}{a(t)}. \tag{3}$$

Just this problem is considered in this note to study a possible mechanism of the formation of galaxies and their clusters, taking into account that both the Newton motion and the cold dark matter problem should be formulated in the terms of the FLRW metrics (1).

2. *Newtonian motion in the expanding universe.* In the expanding universe the interval (1) in terms of variables (2) becomes

$$\left(ds^2\right)=(dt)^2-\sum_I\left(dX^I-H(t)X^I dt\right)^2, \tag{4}$$

where $H(t)=\dot{a}(t)/a(t)$ is the Hubble parameter. In the space with the interval (4) and the covariant derivative $(\dot{X}^I-H(t)X^I)$ the Newton action takes the form

$$S_A=\int_{t_I}^{t_0}dt\left[\sum_I\left(P_I\left(\dot{X}^I-H(t)X^I\right)-\frac{P_I^2}{2m_I}\right)+\frac{\alpha}{R}\right], \tag{5}$$

where $\alpha=M_O m_I G$ is a constant of a Newtonian interaction of a galaxy with a mass m_I in a gravitational field of a cluster of galaxies of mass M_O.

Let us consider a particle moving in a plane in the cylindrical coordinates

$$X^1=R\cos\Theta, \qquad X^2=R\sin\Theta \tag{6}$$

described by the action (5) in terms of this coordinates

$$\int_{t_I}^{t_0}dt\left[P_R\left(\dot{R}-H(t)R\right)+P_\Theta\dot{\Theta}-\frac{P_R^2+P_\Theta^2/R^2}{2m_I}+\frac{\alpha}{R}\right]. \tag{7}$$

In this action $P_\Theta=J_I$ is the integral of motion. The total energy reads as

$$E_{tot}(t)=H(t)RP_R+E_N\,, \tag{8}$$

where

$$E_N=\frac{P_R^2}{2m_I}+\frac{J_I^2}{2m_I R^2}-\frac{\alpha}{R}$$

is customary Newtonian energy of the system (7). The total energy (8) is not conserved, due to the expansion of the universe, and it can be rewritten in the form

$$E_{tot}(t)=\frac{m_I\left[\dot{R}^2-H^2(t)R^2\right]}{2}+\frac{J_I^2}{2m_I R^2}-\frac{\alpha}{R}. \tag{9}$$

One can see, that in the comparison with the Newtonian energy in the flat space where $H(t)=0$, an additional term $H^2(t)R^2$ is appearing. It can be treated as a friction potential induced by metric (4). What is consequence of this friction?

To know the role of the cosmic evolution of universe in a motion of a particle in the expanding universe, we consider as an example a solution of the equation of motion

$$\ddot{R}-\left(\dot{H}(t)+H(t)^2\right)R-\frac{J_I^2}{m_I^2R^3}+\frac{\alpha}{m_I R^2}=0. \tag{10}$$

Let a particle started from a point where its total energy is equal to zero $E_{tot}(t_I)\equiv 0$ with the initial data $(t=t_I,\ R=R_I,\ \dot{R}=0)$.

For simplicity we restrict ourselves by the case of the rigid state [5]

$$H(t) = \frac{H_I}{1 + 3H_I(t - t_I)}, \tag{11}$$

where $H_I = H(t = t_I)$.

3. ***The capture of galaxies by the central gravitational field.*** Solution of the equations for the case of (11) in units $y = R/R_I$, $x = H_I(t - t_I)$ is given in Fig.1 for $\alpha/m_I R_I^3 H_I^2 = 1$, $J_I^2/m_I R_I^4 H_I^2 = 3$. This solution gives a remarkable fact: later when $H_I(t - t_I) \geq 10$ the energy of this particle becomes negative $E_{tot}(t) = E_{tot}/\left(m_I H_I^2 R_I^2\right) = -0.0405$, and particle is bound.

This solution shows us that the cosmic evolution can form the Kepler bound states such as galaxies and their clusters, as the cosmic evolution decrease energy of fragments, urging free fragments to capture in bound states, and free galaxies, in clusters of galaxies. The lowering of energy which leads to bound state is the influence of friction appearing in eq. (4).

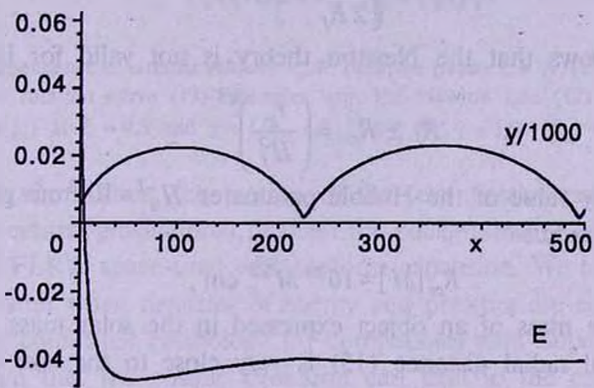


Fig.1. At the upper panel the numerical solution of the equation (5), in dimensionless variables $y(x) = R/R_I$ and $x = H_I(t - t_I)$ with boundary conditions $y(x=0) = 1$ and $y'(x=0) = 0$ are displayed. The curve at lower panel demonstrates the evolution of the total energy given by (8).

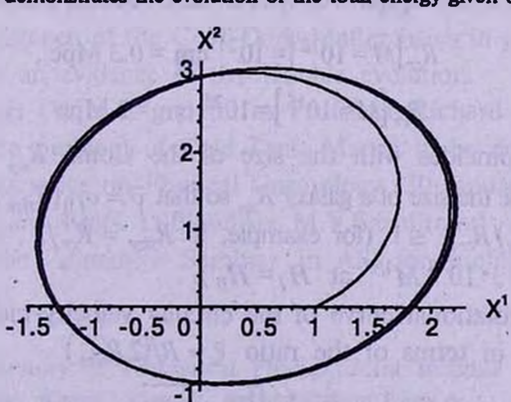


Fig.2. Pathway of a motion of a particle in the cartesian coordinates (X^1, X^2) which starts at point (1, 0) with zero value of the total energy (8).

Fig.2 shows a pathway of a particle in the cartesian coordinates, that starts at the moment t_I from the point (1,0) with the zero value of the total energy $E(t_I)=0$.

4. *The range of the validity of the Newtonian mechanics and the problem of dark matter.* It is worth reminding that the energy conservation law $\dot{E}_N(t)=0$ in the conventional Newton theory in the flat space-time gives the link of the initial data v_{I0}, $R_I=R(t_I)$ at $H=0$

$$v_{I0}(R_I)=\sqrt{\frac{\alpha}{m_I R_I}}=\sqrt{\frac{r_g}{2R_I}}, \tag{12}$$

where $r_g = 2\alpha/m_I \simeq 3\cdot 10^5\, M$ cm is the gravitational radius of an object and M is the mass of an object in the solar mass.

In the considered case of the nonzero Hubble velocity $H \neq 0$ (for week variation of the Hubble parameter) the link of the initial data takes the form

$$v_I(R_I)=\sqrt{\frac{r_g}{2R_I}+2(H_I R_I)^2}\,. \tag{13}$$

From (13) follows that the Newton theory is not valid for large radii

$$R_I \geq R_{cr}=\left(\frac{r_g}{H_I^2}\right)^{1/3}. \tag{14}$$

The present-day value of the Hubble parameter $H_0^{-1}\simeq 10^{28}$ cm gives the value of the critical radius

$$R_{cr}[M]\simeq 10^{20}\, M^{1/3}\ \mathrm{cm}\,, \tag{15}$$

where M is the mass of an object expressed in the solar mass. One can see that the critical radial distance (15) is very close to the size of galaxies as well as to galaxy groups and galaxy clusters when adequate masses of those structures are taken into account:

$$R_{cr}\left[M\simeq 10^9\right]\simeq 10^{23}\ \mathrm{cm}\simeq 30\ \mathrm{kpc}\,,$$

$$R_{cr}\left[M\simeq 10^{12}\right]\simeq 10^{24}\ \mathrm{cm}\simeq 0.3\ \mathrm{Mpc}\,,$$

$$R_{cr}\left[M\simeq 10^{15}\right]\simeq 10^{25}\ \mathrm{cm}\simeq 3\ \mathrm{Mpc}$$

and it even coincides with the size of the Coma $R_{size}\sim 3\cdot 10^{25}$ cm [1].

Let us define the size of a galaxy R_{size} so that $\bar{v}=v_{I0}(R_{size})=v_I(R_{size})\sqrt{2/(2+\gamma)}$, where $\gamma=(R_{size}/R_{cr})^3\leq 1$ (for example, if $R_{size}=R_{cr}/2$, we have $\gamma=1/8$ and $\bar{v}=(r_g H_I)^{1/3}\simeq 3\cdot 10^{-8}\, M^{1/3}$ at $H_I\simeq H_0$).

Then the rotational curve of the circular velocity-radius relation (13) can be considered in terms of the ratio $\xi=R/(2R_{size})$

$$\frac{v_I}{\bar{v}}=\sqrt{\frac{1}{\xi}+(2\xi)^2\gamma}\,. \tag{16}$$

The dependence (16) of circular velocity $v_I/\overline{v}$ from the radius is given on Fig.3, where the first curve on the hyper-surface at $\gamma = 0$ corresponds to the Newtonian case and the curves at $\gamma \neq 0$ deviate from the Newtonian case. Their behaviour imitates the Cold Dark Matter halos beyond the validity region of the Newton approximation at $R \geq R_{cr}$ [2-4].

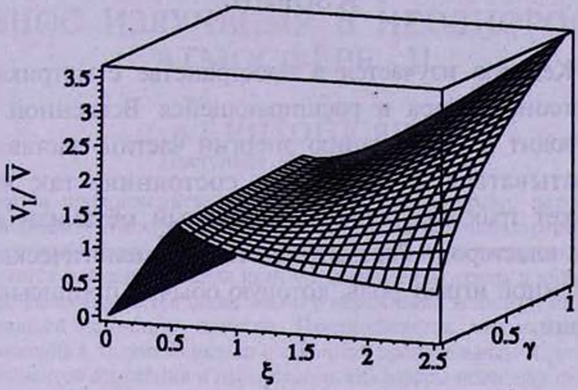


Fig.3. The dependence of circular velocity $v_I/\overline{v}$ from the radius $\xi = R/(2R_{star})$ where R_{star} is chosen so that a rotation curve (13) coincides with the Newton one (12): $\overline{v} = v_{I0}(R_{star}) = \sqrt{2/(2+\gamma)}\,v_I(R_{star})$ at $\xi = 0.5$ and $\gamma = (R_{star}/R_{cr})^3 \leq 1$ for $\gamma = 1/8$, $R_{star} = R_{cr}/2$.

5. *Conclusion*. Thus, the motion of the test massive particle was considered in the central gravitational field on the background of cosmic evolution of the type of FLRW space-time with uniform expansion. We assume the rigid state of the matter when densities of energy and pressure are equal and which corresponds to conformal cosmology [5] compatibles with Supernova data [6]. We have shown that the cosmic evolution can lead to the capture of a test particle and this capture can be treated as one of the mechanism of formation of galaxies and galaxy clusters. It was also shown that the violation of the virial theorem observed in spiral galaxy rotation curves which is usually considered as an evidence of the existence of the Cold Dark Matter halos in galaxies, in fact can be interpreted as an evidence of the Hubble evolution.

One of the authors (V.P.) is grateful to Professor Richard Swinburne for calling his attention to problem of Cold Dark Matter to be discussed during the Notre Dame Conference on Physical Cosmology (30 January -1 February 2003). The authors thank Profs. D.Blaschke, M.V.Sazhin and A.A.Starobinsky and participants of the Zelmanov Seminar in ASI for useful discussion of the results considered.

[1] Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia, e-mail: pervush@thsun1.jinr.ru

[2] Pedagogical University, Institute of Physics, Kielce, Poland

[3] Faculty of Physics, MSU, Russia

ЭВОЛЮЦИЯ ВСЕЛЕННОЙ КАК ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ГАЛАКТИК И ИХ КЛАСТЕРОВ

А.ГУСЕВ[1], П.ФЛИН[1,2], В.ПЕРВУШИН[1], С.ВИНИЦКИЙ[1], А.ЗОРИН[3]

Проблема Кеплера изучается в пространстве с метрикой Фридмана-Леметра-Робертсона-Уокера в расширяющейся Вселенной. Космическая эволюция приводит к уменьшению энергии частиц, заставляя свободные частицы захватываться в связанные состояния, так что эволюция Вселенной может трактоваться как возможный механизм формирования галактик и их кластеров. Рассматривается космологическая модель, где эволюция Вселенной играет роль, которую обычно приписывают Холодной Темной Материи.

REFERENCES

1. *L.E.Gurevich*, *A.D.Chernin*, Vvedenie v Kosmologiuy, Moscow, Nauka, 1978 (In Russian).
2. *J.Einasto*, *E.Saar*, *A.Kaasik*, Nature, **250**, 309, 1974.
3. *J.Einasto*, *E.Saar*, *A.Kaasik*, *A.Chernin*, Nature, **252**, 111, 1974.
4. *J.R.Primack*, Proceedings of 5th International UCLA Symposium on Sources and Detection of Dark Matter, Marina del Rey, February 2002, ed. D.Cline, astro-ph/0205391.
5. *D.Behnke*, *D.Blaschke*, *V.Pervushin*, *D.Proskurin*, Phys. Lett., **B530**, 20, 2002; [gr-qc/0102039].
6. *S.Perlmutter*, *G.Aldering*, *G.Goldhaber et al.*, Astrophys. J., **517**, 565, 1999.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 52-64

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ. II

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 26 ноября 2003

Работа является продолжением исследования, посвященного переносу излучения в одномерной неоднородной атмосфере. Вычисляются две важнейшие характеристики процесса многократного рассеяния в такой среде: вероятность выхода кванта и среднее число рассеяний. Последнее определяется в отдельности для квантов, покинувших среду, и квантов, подвергшихся термализации в ней. Рассматривается также задача о нахождении поля излучения в неоднородной атмосфере, содержащей источники энергии. Предполагается, что их мощность, наряду с коэффициентом рассеяния, может меняться с глубиной произвольным образом. Показывается, что знание коэффициентов отражения и пропускания атмосферы позволяет свести все указанные задачи к решению линейных дифференциальных уравнений первого порядка с заданными начальными условиями. Получен ряд новых аналитических результатов. Численные расчеты проведены для двух типов атмосфер с разным ходом изменения коэффициента рассеяния с глубиной. Дается их физическая интерпретация.

1. *Введение*. В предыдущей работе [1] (далее Н1) применением метода сложения слоев была рассмотрена задача диффузного отражения и пропускания для рассеивающей и поглощающей атмосферы конечной оптической толщины. Был предложен подход, который позволяет свести ее к решению задачи с начальными условиями для линейных дифференциальных уравнений. В результате искомые коэффициенты отражения и пропускания находятся одновременно для семейства атмосфер, имеющих различные оптические толщины. Было также показано, что поскольку поле излучения внутри неоднородной атмосферы удается выразить через указанные величины, то для его определения не требуется решения каких-либо новых уравнений.

В недавних работах Д.М.Седракяна и А.Ж.Хачатряна [2,3]была рассмотрена задача описания поля плоской электромагнитной волны, распространяющейся в одномерной диэлектрической среде с детерминированным, произвольным образом меняющимся показателем преломления. Некоторые, представленные ниже методы и результаты, являются распространением метода развитого в [2,3] для задачи диффузного рассеяния света в неоднородной среде.

Здесь мы продолжим обсуждение стандартных задач переноса излучения в неоднородной атмосфере. Сначала в разделе 2 будет определена одна из важнейших характеристик процесса многократного рассеяния - вероятность выхода кванта из одномерной неоднородной атмосферы конечной толщины. Следующий раздел посвящается среднему числу рассеяний, претерпеваемых различного рода квантами (отраженными, пропущенными и термализованными). Далее рассматривается перенос излучения в атмосфере с распределенными в ней произвольным образом источниками энергии. Показывается, что после определения коэффициентов отражения и пропускания для семейства амосфер с различными оптическими толщинами все указанные задачи сводятся к решению задач с начальными условиями для линейных дифференциальных уравнений первого порядка. Более того, как и в задаче диффузного отражения и пропускания, интенсивность излучения внутри атмосферы, содержащей источники энергии, простым образом выражается через интенсивности излучения, выходящего из нее. В последнем разделе дается краткое обсуждение полученных результатов.

2. *Вероятность выхода кванта из неоднородной атмосферы.* Рассмотрим неоднородную рассеивающую и поглощающую атмосферу оптической толщины τ_0, разделенную на две части (рис.1), каждая из которых характеризуется оптической толщиной τ_i ($i=1, 2$). Их оптические свойства описываются коэффициентами пропускания $q(\tau_i)$ и отражения $r(\tau_i)$ и $\bar{r}(\tau_i)$. Как и в предыдущей работе, чертой снабжаются те величины, которые описывают свойства среды при освещении ее левой границы на рис.1, в то время как величины $q(\tau_i)$ и $r(\tau_i)$ относятся к правой границе. Отметим также, что, как было показано в Н1, $q(\tau_i)=\bar{q}(\tau_i)$. Введем далее величины $p(\tau,\tau_0)$ и $\bar{p}(\tau,\tau_0)$ ($\tau \le \tau_1$, $\tau_0 = \tau_1 + \tau_2$), обозначающие вероятность выхода кванта, поглощенного на глубине τ, соответственно через границы τ_0 и 0.

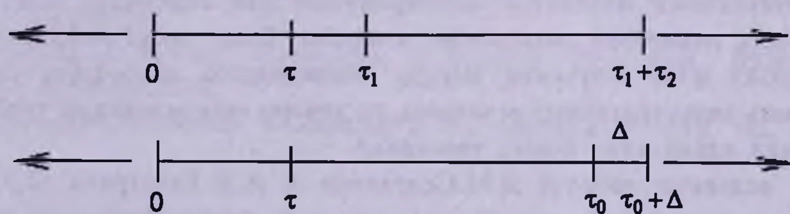


Рис.1. К определению вероятности выхода кванта из атмосферы, состоящей из двух компонентов.

Применяя известные правила сложения и умножения вероятностей, можно написать

$$p(\tau,\tau_0) = p(\tau,\tau_1)q(\tau_2)[1+\bar{r}(\tau_2)r(\tau_1)+...], \tag{1}$$

$$\bar{p}(\tau,\tau_0) = \bar{p}(\tau,\tau_1)+p(\tau,\tau_1)\bar{r}(\tau_2)q(\tau_1). \tag{2}$$

Следует отметить, что здесь и в следующем рзделе для описания оптических свойств слоев τ_1 и τ_2 мы используем для краткости одинаковые обозначения $r(\tau_i)$, $\bar{r}(\tau_i)$ и $q(\tau_i)$, в то время как они отличаются друг от друга не только оптической толщиной, но и промежутком изменения функции $\lambda(\tau)$. Однако это не должно привести к недоразумениям, ибо во всех рассмотренных в работе случаях слой τ_2 заменяется бесконечно тонким слоем с известными оптическими свойствами.

Дальнейший ход рассуждений аналогичен тому, который применялся в Н1 при выводе уравнений для коэффициентов отражения и пропускания. Как уже отмечалось, заменим τ_2 бесконечно малой величиной Δ. Слой толщины Δ может считаться однородным с значением коэффициента рассеяния, равным $\lambda(\tau_0)$. Переходя к пределу при $\Delta \to 0$, находим

$$\frac{dp}{d\tau_0} = -A(\tau_0)\,p(\tau,\tau_0), \qquad (\tau \le \tau_0) \tag{3}$$

$$\frac{d\bar{p}}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\,p(\tau,\tau_0)q(\tau_0), \tag{4}$$

где $A(\tau_0) = 1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}[1 + r(\tau_0)]$. В качестве начальных условий имеем

$$p(\tau,\tau) = \frac{\lambda(\tau_0)}{2}[1 + r(\tau)], \qquad \bar{p}(\tau,\tau) = \frac{\lambda(\tau_0)}{2}q(\tau). \tag{5}$$

Как было показано в Н1, коэффициент пропускания $q(\tau_0)$ удовлетворяет уравнению (3) (Н1, ур. (12)) при условии $q(0) = 1$, так что

$$q(\tau) = \exp\left(-\int_0^{\tau} A(t)\,dt\right). \tag{6}$$

Отсюда из (3) имеем

$$p(\tau,\tau_0) = \frac{\lambda(\tau)}{2}[1 + r(\tau)]\frac{q(\tau_0)}{q(\tau)}. \tag{7}$$

Обращает на себя внимание факт разделения переменных в данном выражении. Из него можно заключить, что вероятность выхода через границу τ_0 кванта, поглощенного на фиксированной глубине τ, пропорциональна пропускательной способности атмосферы. Формула (7) имеет простой физический смысл. Слагаемые в правой части можно интерпретировать как вероятность того, что поглощенный квант переизлучится в том или ином направлении и покинет среду через границу τ_0. Поэтому величины $Y(\tau,\tau_0) = q(\tau_0)/q(\tau)$ и $Z(\tau,\tau_0) = r(\tau)Y(\tau,\tau_0)$ можно рассматривать как вероятность выхода кванта, *движущегося* соответственно к границе τ_0 и 0. В этом нетрудно убедиться, если составить уравнения, аналогичные (3), непосредственно для указанных функций. В предыдущей работе мы рассматривали вероятности $U(\tau,\tau_0)$ и $V(\tau,\tau_0)$, определяющие поле излучения в атмосфере при ее освещении извне. Для этих величин были получены явные выражения (H1, ур. (29)), на основе которых можно написать $Y(\tau,\tau_0) = U(\tau,\tau_0)$, $Z(\tau,\tau_0) = V(\tau,\tau_0)$. Иными словами, свойством обратимости обладает не только коэффициент пропускания неоднородной атмосферы, но и указанные вероятности.

Перейдем теперь к уравнению (4). С учетом (7) оно дает

$$\bar{p}(\tau,\tau_0) = \frac{\lambda(\tau)}{2}\left\{q(\tau) + \frac{1}{2q(\tau)}[1 + r(\tau)]\int_{\tau}^{\tau_0}\lambda(t)q^2(t)\,dt\right\}. \tag{8}$$

Как было показано в H1, коэффициент отражения $\bar{r}(\tau_0)$ задается формулой (H1, ур.(32))

$$\bar{r}(\tau_0) = \frac{1}{2}\int_0^{\tau_0}\lambda(t)q^2(t)\,dt, \tag{9}$$

поэтому уравнение (8) окончательно может быть записано в виде

$$\bar{p}(\tau,\tau_0) = \frac{\lambda(\tau)}{2}q(\tau) + \frac{\bar{r}(\tau_0) - \bar{r}(\tau)}{q(\tau_0)}p(\tau,\tau_0). \tag{10}$$

В частных случаях, когда $\lambda(\tau) = 1/\left(1 + ae^{-\tau}\right)$ (атмосферы первого типа) и $\lambda(\tau) = 1/\left(1 + ae^{\tau}\right)$ (атмосферы второго типа), полученные выражения для вероятности выхода упрощаются и пишутся через соответствующие коэффициенты пропускания. Так, например, для первого типа имеем

$$p(\tau,\tau_0) = \left[\frac{1}{q(\tau)} - b\lambda(\tau)\right]q(\tau_0), \tag{11}$$

$$\bar{p}(\tau,\tau_0) = \frac{1}{2b} - \frac{1}{2}\left[\frac{1}{bq(\tau)} - \lambda(\tau)\right]q(\tau_0), \tag{12}$$

где $b = a + 1/2$ и

$$q(\tau) = \left(1 + b\ln\frac{e^{\tau} + a}{1 + a}\right)^{-1} \tag{13}$$

(H1, ур. (38)). Аналогичные формулы нетрудно получить и для атмосфер второго типа. На рис.2 приводятся графики функций $p(\tau,\tau_0)$ и $\bar{p}(\tau,\tau_0)$

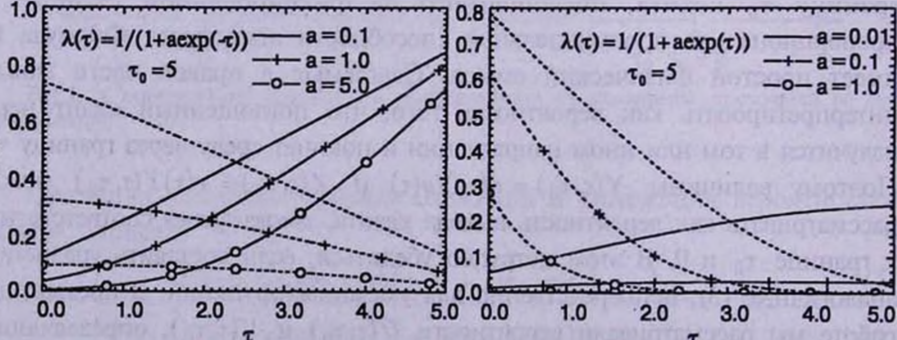


Рис.2. Вероятность выхода кванта через границы τ_0 (сплошные линии) и 0 (пунктир) для неоднородных атмосфер двух типов.

для $\tau_0 = 5$ и некоторых значений параметра a.

3. *Среднее число рассеяний.* Среди различных величин, описывающих процесс переноса излучения, много внимания уделялось среднему числу рассеяний, испытываемых квантом при диффузии в атмосфере. В одной из своих ранних работ Амбарцумян [4] (см. также [5]), для определения указанной величины предложил формулу

$$N = \lambda \frac{\partial \ln I}{\partial \lambda}, \tag{14}$$

где I - интенсивность излучения. Соболев был первый, кто при определении среднего числа рассеяний рассматривал в отдельности кванты, которые покидают среду, и кванты, которые термализуются в ней (см. [6-9]). В серии работ автора [10,11] было показано, что формула (14) справедлива при оценке среднего числа рассеяний лишь "движущихся" квантов, т.е. тех, которые не подверглись истинному поглощению. Во всех указанных выше работах рассматривалась однородная атмосфера.

В настоящем разделе мы займемся определением среднего числа рассеяний в неоднородной атмосфере, что, насколько нам известно, является первой попыткой в этом направлении. Мы покажем, что знание коэффициентов отражения и пропускания позволяет свести данную задачу к решению линейных дифференциальных уравнений при заданных начальных условиях. Помимо того, будет показано, что формула (14) остается в силе и в случае неоднородной атмосферы.

Рассмотрим поглощающую и рассеивающую атмосферу оптической толщины τ_*, граница $\tau = \tau_*$ которой освещается извне. Падающие на нее кванты испытывают в общем случае многократное рассеяние, прежде чем покинут среду или поглотятся в ней. Введем в рассмотрение величины N_r, N_q, N_s для обозначения среднего числа рассеяний соответственно для трех категорий квантов: отраженных, пропущенных и тех, которые подвергаются истинному поглощению в среде. Для отраженных квантов акт поглощения также будет приниматься за рассеяние. Как и выше, величины, относящиеся к квантам, движущихся в обратном направлении (т.е. к границе τ_*), будут снабжаться чертой.

Обратимся снова к рис.1 и рассмотрим атмосферу, состоящую из двух частей, каждая из которых обладает оптической толщиной τ_1 и τ_2. Допустим, освещается граница $\tau_0 = \tau_1 + \tau_2$ атмосферы и требуется определить среднее число рассеяний для фотонов, пропущенных средой. Аналогично уравнениям (1), (2), можно написать

$$q(\tau_0) = q(\tau_1)q(\tau_2) + q(\tau_1)r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)q(\tau_2) + \ldots \tag{15}$$

Каждое из элементарных событий, очевидно, осуществляется в результате определенного числа рассеяний. Поэтому имеем

$$q(\tau_0)N_q(\tau_0) = q(\tau_1)q(\tau_2)\left[N_q(\tau_1) + N_q(\tau_2)\right] + \\ + q(\tau_1)r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)q(\tau_2)\left[N_q(\tau_1) + N_q(\tau_2) + N_r(\tau_1)\overline{N}_r(\tau_2)\right] + \ldots \tag{16}$$

Аналогично, для отраженных и термализованных квантов находим

$$r(\tau_0)N_r(\tau_0) = r(\tau_2)N_r(\tau_2) + \bar{q}(\tau_2)r(\tau_1)q(\tau_2)\left[N_r(\tau_1) + N_q(\tau_2) + \overline{N}_q(\tau_2)\right] + \\ + \bar{q}(\tau_2)r^2(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)q(\tau_2)\left[2N_r(\tau_1) + N_q(\tau_2) + \overline{N}_q(\tau_2) + \overline{N}_r(\tau_2)\right] + \ldots \tag{17}$$

$$s(\tau_0)N_s(\tau_0) = s(\tau_2)N_s(\tau_2) + q(\tau_2)s(\tau_1)\left[N_q(\tau_2) + N_s(\tau_1)\right] + \\ + q(\tau_2)r(\tau_1)\bar{s}(\tau_2)\left[N_q(\tau_2) + N_r(\tau_1) + \overline{N}_s(\tau_2)\right] + \\ + q(\tau_2)r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)s(\tau_1)\left[N_q(\tau_2) + N_r(\tau_1) + \overline{N}_s(\tau_2) + N_s(\tau_1)\right] + \ldots \tag{18}$$

где $s(\tau_0) = 1 - r(\tau_0) - q(\tau_0)$ представляет собой вероятность того, что квант, падающий на границу τ_0, поглотится в среде. Равным образом, $\bar{s}(\tau_0) = 1 - \bar{r}(\tau_0) - \bar{q}(\tau_0)$ обозначает аналогичную вероятность для кванта, падающего на границу 0. Как и выше, для получения дифференциальных уравнений относительно искомых функций, заменим τ_2 бесконечно малой величиной Δ. Приписывая слою Δ свойства, определяемые значением $\tau = \tau_0$, перейдем к пределу при $\Delta \to 0$. В результате находим

$$\frac{d(qN_q)}{d\tau_0} = -A(\tau_0)q(\tau_0)N_q(\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}q(\tau_0)\{1 + r(\tau_0)[1 + N_r(\tau_0)]\}, \tag{19}$$

$$\frac{d(rN_r)}{d\tau_0} = -2A(\tau_0)r(\tau_0)N_r(\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}[1 + r(\tau_0)]^2, \tag{20}$$

$$\frac{d(sN_s)}{d\tau_0} = -A(\tau_0)s(\tau_0)N_s(\tau_0) + \\ + \left[A(\tau_0) - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}q(\tau_0)\right]r(\tau_0)N_r(\tau_0) + [1 - \lambda(\tau_0)][1 + r(\tau_0)]. \tag{21}$$

При $\tau_0 = 0$ все три величины qN_q, rN_r, sN_s равны нулю. Легко проверить, что уравнения (19), (20) можно получить из уравнений для коэффициентов пропускания и отражения, полученных в предыдущей работе (см. Н1, ур. (12), (13)) формальным дифференцированием по λ, рассматривая его как параметр. Таким образом, формула (14), предложенная Амбарцумяном, остается в силе и в случае неоднородной атмосферы, если речь идет о квантах, покидающих среду.

С учетом уравнения для коэффициента пропускания решения уравнений (19)-(21) можно записать в явном виде. Здесь мы ограничимся тем, что приведем интегральные представления для N_q, N_r:

$$N_q(\tau_0) = \frac{1}{2}\int_0^{\tau_0} \lambda(t)\{1 + r(t)[1 + N_r(t)]\}dt\,, \tag{22}$$

$$N_r(\tau_0) = \frac{q^2(\tau_0)}{2\,r(\tau_0)} \int_0^{\tau_0} \lambda(t)\left[1 + r^2(t)\right] \frac{dt}{q^2(t)}, \tag{23}$$

Представляет интерес также величина

$$N(\tau_0) = r(\tau_0)\,N_r(\tau_0) + q(\tau_0)\,N_q(\tau_0) + sN_s(\tau_0), \tag{24}$$

которая, как легко понять, не что иное, как среднее число рассеяний, испытываемых квантами независимо от того, покидают ли они среду в результате многократного рассеяния или подвергаются истинному поглощению. Рис.3, 4 иллюстрируют зависимость величин N, N_q, N_r, N_s от оптической толщины для двух типов атмосфер. Атмосфера первого типа характеризуется линейным ростом N_r и N от τ_0; в то же время величины N_q и N_s растут примерно как τ_0^2. Это нетрудно объяснить, если учесть, что с ростом τ_0 освещаемая часть атмосферы приближается к пределу, при котором она становится чисто рассеивающей и $r(\tau_0) = \tau_0/(\tau_0 + 2)$, $q(\tau_0) = 2/(\tau_0 + 2)$ (см. [12]). Для этого предельного случая из (22) и (23) находим

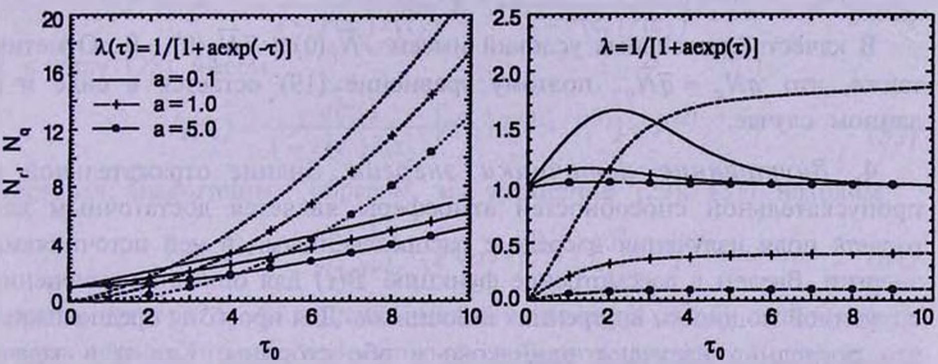


Рис.3. Среднее число рассеяний, испытываемых отраженными (сплошные линии) и пропущенными (пунктирные линии) квантами для двух типов атмосфер при различных значениях параметра *a*.

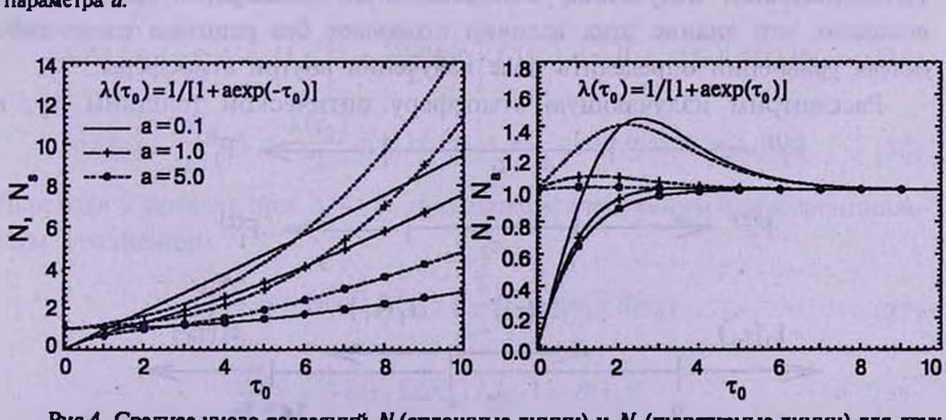


Рис.4. Среднее число рассеяний N (сплошные линии) и N_s (пунктирные линии) для двух типов атмосфер при различных значениях параметра *a*.

$$N_r(\tau_0) = \frac{2}{3}\frac{\tau_0^2 + 3(\tau_0 + 1)}{\tau_0 + 2}, \qquad N_q(\tau_0) = \frac{1}{6}\left[\tau_0^2 + 8\tau_0 - 4\ln\left(1 + \frac{\tau_0}{3}\right)\right]. \quad (25)$$

Первая из данных формул справедлива при любом $\tau_0 > 0$. При $\tau_0 = 0$, $N_r = 0$. Чем меньше значение параметра a, тем отчетливее выражен описанный выше эффект. Вместе с тем, совершенно иначе ведут себя средние числа рассеяний для атмосферы второго типа. Величины N_r, N растут до тех пор, пока атмосфера является оптически тонкой, а затем убывают, стремясь к единице, поскольку атмосфера становится практически чисто поглощающей.

Дифференциальные уравнения, аналогичные (19)-(21), нетрудно вывести и для случая, когда атмосфера освещается со стороны границы 0. Здесь мы ограничимся тем, что приведем окончательные результаты:

$$\frac{d\left(\bar{r}\,\bar{N}_r\right)}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} q(\tau_0)\left[q(\tau_0) + 2N_q(\tau_0)\right], \quad (26)$$

$$\frac{d\,\bar{p}\bar{N}_p}{d\tau_0} = q(\tau_0)\left[1 - \lambda(\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}p(\tau_0)\right]\left[N_p(\tau_0) + 1\right] + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}N_p(\tau_0). \quad (27)$$

В качестве начальных условий имеем $\bar{r}\bar{N}_r(0) = \bar{p}\bar{N}_p(0) = 0$. Отметим также, что $qN_q = \bar{q}\bar{N}_q$, поэтому уравнение (19) остается в силе и в данном случае.

4. ***Внутренние источники энергии.*** Знание отражательной и пропускательной способностей атмосферы является достаточным для расчета поля излучения в среде с распределенными в ней источниками энергии. Введем в рассмотрение функцию $B(\tau)$ для описания изменения с глубиной мощности внутренних источников. Для простоты предположим, что последние излучают одинаково в обе стороны. Как и в задаче диффузного отражения и пропускания, мы начнем с определения интенсивностей излучения, выходящего из атмосферы. Далее будет показано, что знание этих величин позволяет без решения каких-либо новых уравнений определить поле излучения внутри атмосферы.

Рассмотрим излучающую атмосферу оптической толщины τ_0, в

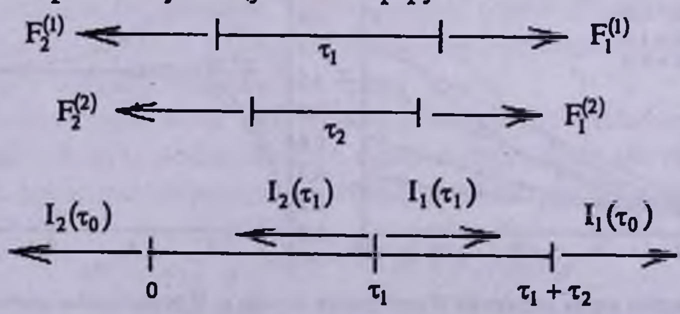


Рис.5. Сложение слоев для атмосферы с распределенными в ней источниками энергии.

которой как коэффициент рассеяния, так и мощность источников энергии меняются с глубиной. Чтобы определить выходящие интенсивности $I_1(\tau_0) = I^-(\tau_0, \tau_0)$ и $I_2(\tau_0) = I^+(0, \tau_0)$, мысленно разделим атмосферу на две части, обладающие соответственно оптическими толщинами τ_1 и τ_2 ($\tau_0 = \tau_1 + \tau_2$) (см. рис.5). Допустим, что каждая из этих двух частей, взятая в отдельности, излучает интенсивности $F_1^{(1)}$, $F_2^{(1)}$ и $F_1^{(2)}$, $F_2^{(2)}$. В результате их взаимодействия на глубине τ_1 составной атмосферы будут наблюдаться интенсивности $I^+(\tau_1, \tau_0)$ и $I^-(\tau_1, \tau_0)$. Используя введенные величины, можно написать ряд физически очевидных соотношений

$$I_1(\tau_0) = I^-(\tau_1, \tau_0) q(\tau_2) + F_1^{(2)}, \tag{28}$$

$$I_2(\tau_0) = I^+(\tau_1, \tau_0) q(\tau_1) + F_2^{(1)}, \tag{29}$$

$$I^-(\tau_1, \tau_0) = I^+(\tau_1, \tau_0) r(\tau_1) + F_1^1, \tag{30}$$

$$I^+(\tau_1, \tau_0) = I^-(\tau_1, \tau_0) \bar{r}(\tau_2) + F_2^2. \tag{31}$$

Взятые вместе соотношения (30), (31) дают

$$I^-(\tau_1, \tau_0) = \frac{r(\tau_1)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)} F_2^{(2)} + \frac{1}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)} F_1^{(1)}, \tag{32}$$

и в силу (28) имеем

$$I_1(\tau_0) = \frac{q(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)} \left[r(\tau_1) F_2^{(2)} + F_1^{(1)}\right] + F_1^{(2)}. \tag{33}$$

Поступая аналогичным образом, из уравнений (29), (31) находим

$$I_2(\tau_0) = \frac{q(\tau_1)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)} \left[\bar{r}(\tau_2) F_1^{(1)} + F_2^{(2)}\right] + F_2^{(1)}. \tag{34}$$

Заменим теперь τ_2 бесконечно малой величиной Δ. С точностью до членов первого порядка относительно Δ бесконечно малый слой можно принять однородным и изотермическим, так что $F_1^{(2)} = F_2^{(2)} = (1/2) B \Delta$. Тогда из (33) и (34) получаем

$$I_1(\tau_0) + \frac{dI_1}{d\tau_0}\Delta = \left\{1 - \left[1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\right]\Delta\right\} I_1(\tau_0) + \frac{1}{2}[1 + r(\tau_0)] B(\tau_0)\Delta, \tag{35}$$

$$I_2(\tau_0) + \frac{dI_2}{d\tau_0}\Delta = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} q(\tau_0) I_1(\tau_0)\Delta + \frac{1}{2} q(\tau_0) B(\tau_0)\Delta + I_2(\tau_0). \tag{36}$$

Переходя к пределу при $\Delta \to 0$, приходим к следующим дифференциальным уравнениям

$$\frac{dI_1}{d\tau_0} = -A(\tau_0) I_1(\tau_0) + \frac{1}{2}[1 + r(\tau_0)] B(\tau_0), \tag{37}$$

$$\frac{dI_2}{d\tau_0} = \frac{1}{2} q(\tau_0)[\lambda(\tau_0) I_1(\tau_0) + B(\tau_0)], \tag{38}$$

сязанных начальными условиями $I_1(0) = I_2(0) = 0$. Насколько нам известно, эти уравнения приводятся в литературе впервые. С учетом (6) решения последних могут быть записаны в интегральной форме

$$I_1(\tau_0) = \frac{1}{2} q(\tau_0) \int_0^{\tau_0} [1 + r(t)] B(t) \frac{dt}{q(t)}, \tag{39}$$

$$I_2(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} q(t) [\lambda(t) I_1(t) + B(t)] dt. \tag{40}$$

С учетом (6) соотношение (39) можно интерпретировать как произведение мощности источников энергии на вероятность выхода из среды, интегрированное по всем глубинам. Можно показать, что аналогичную интерпретацию допускает и соотношение (40). Вместе с тем, оно имеет простой физический смысл: выходящее из среды излучение слагается из двух частей, одна из которых обусловлена внутренними источниками энергии, а другая - встречным потоком, который при рассеянии меняет свое направление на противоположное.

Таким образом, мы видим, что знание коэффициентов отражения и пропускания позволяет легко определить интенсивности излучения, выходящего из атмосферы с произвольным распределением внутренних источников. В предельных случаях, когда атмосфера является чисто поглощающей ($\lambda(\tau_0) \equiv 0$) или чисто рассеивающей ($\lambda(\tau_0) \equiv 1$), при $B(\tau_0) \equiv \mathrm{const}$ мы приходим к хорошо известным результатам: $I_1(\tau_0) = I_2(\tau_0) = (B/2)[1 - \exp(-\tau_0)]$ и $I_1(\tau_0) = I_2(\tau_0) = B\tau_0/2$, соответственно.

Представляет интерес для астрофизики случай, когда источники распределены по закону $B(\tau_0) = B^*[1 - \lambda(\tau_0)]$, где $B^* = \mathrm{const}$. Если источники обусловлены тепловым излучением, то B^* просто выражается через функцию Планка. Для атмосферы первого типа задача допускает аналитическое решение, записывающееся через элементарные функции

$$I_1(\tau_0) = aB^* \left[q(\tau_0) - e^{-\tau_0}\right], \tag{41}$$

$$I_2(\tau_0) = \frac{aB^*}{2a+1} [1 - q(\tau_0)], \tag{42}$$

где $q(\tau_0)$ задается соотношением (13). Как и следовало ожидать, выходящие интенсивности при $a \to 0$ стремятся к нулю, что связано с убыванием мощности внутренних источников. При $a \to \infty$ атмосфера становится чисто поглощающей, тем самым $I_1(\tau_0) = I_2(\tau_0) = (B^*/2)[1 - \exp(-\tau_0)]$. В этом нетрудно убедиться, если учесть, что $q(\tau_0) \approx \exp(-\tau_0) + [1 - \exp(-\tau_0)]/2a$. В случае полубесконечной атмосферы, когда $\tau_0 \to \infty$, выходящая интенсивность стремится, как это следует из (42), к конечному пределу $aB^*/(2a+1)$. Заметим, что соотношения (41) и (42) позволяют выявить условие, при котором решение задачи для полубесконечной атмосферы ограничено. Нетрудно убедиться, что для этого достаточно, чтобы $B(\tau_0) = o(\tau_0^{-2})$.

Типичные примеры, демонстрирующие зависимость выходящих интенсивностей от поведения функций $\lambda(\tau_0)$ и $B(\tau_0)$, показаны на рис.6.

Два типа атмосфер рассмотрены для $a = 1$ и трех различных функций $B(\tau_0)$: $B(\tau_0) = \tau_0$, $B(\tau_0) = 10 - \tau_0$ и $B(\tau_0) = \text{const}$ (=5) (т.е. среднее значение $B(\tau_0)$, взятых в первых двух случаях). Совместное действие изменения $\lambda(\tau_0)$ и $B(\tau_0)$ на $I_1(\tau_0)$ отчетливо видно на рис.6а в случае $B(\tau_0) = 10 - \tau_0$. Выходящая через границу τ_0 интенсивность излучения сначала возрастает с увеличением оптической толщины, то есть с увеличением роли многократного рассеяния, а затем убывает вследствие убывания мощности первичных источников. Этот эффект более ярко

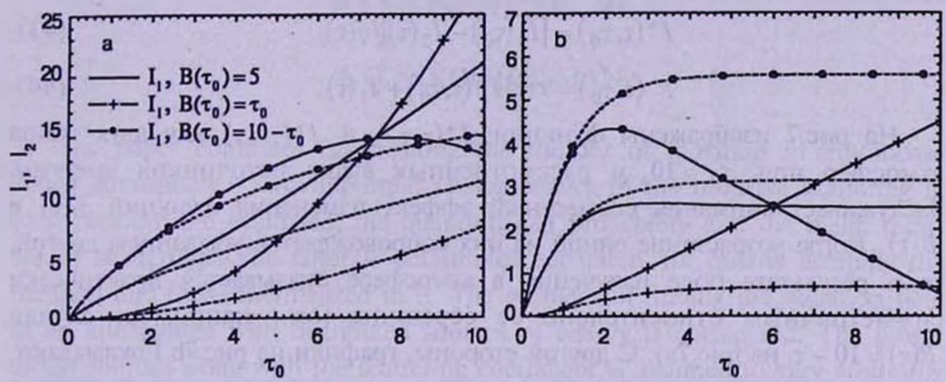


Рис.6. Зависимость $I_1(\tau_0)$ (сплошные линии) и $I_2(\tau_0)$ (пунктир) от оптической толщины для атмосфер с распределенными в ней источниками энергии: a) атмосфера первого типа ($\lambda(\tau) = 1/(1 + ae^{-\tau})$), b) атмосфера второго типа ($\lambda(\tau) = 1/(1 + ae^{\tau})$). В обоих случаях параметр a взят равным 1.

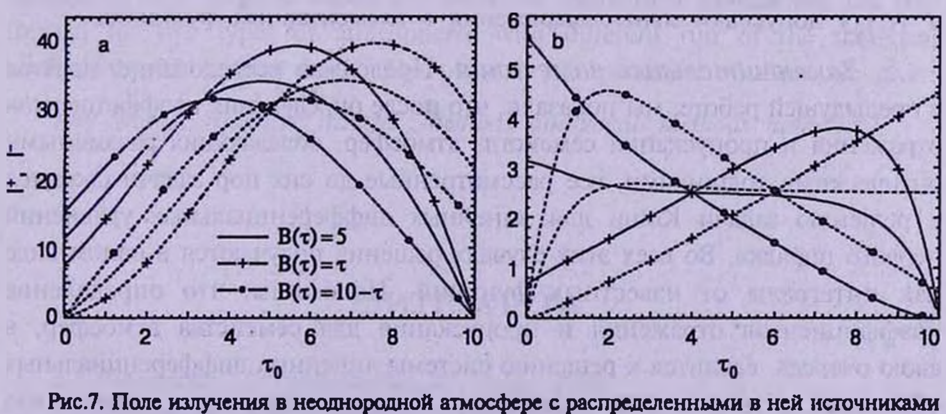


Рис.7. Поле излучения в неоднородной атмосфере с распределенными в ней источниками энергии при $\tau_0 = 10$: a) атмосфера первого типа ($\lambda(\tau) = 1/(1 + ae^{-\tau})$), b) атмосфера второго типа ($\lambda(\tau) = 1/(1 + ae^{\tau})$). В обоих случаях параметр a взят равным 1. Сплошные линии соответствуют $I^+(\tau, \tau_0)$, пунктирные - $I^-(\tau, \tau_0)$.

выражен в случае атмосферы второго типа, показанный на рис.6b. Резкое убывание коэффициента рассеяния с глубиной в этом случае приводит к тому, что слои атмосферы вблизи границы τ_0 оказываются чисто поглощающими, поэтому интенсивность выходящего излучения полностью определяется распределением источников энергии. С другой стороны, интенсивность излучения, выходящего из противоположного конца атмосферы, мало меняется с увеличением оптической толщины и стремится к некоторой постоянной величине. При $B(\tau_0)=5$ такое поведение характерно как для $I_1(\tau_0)$, так и для $I_2(\tau_0)$, причем значение данной константы тем ближе к $B/2$, чем больше значение параметра a.

Так же как и при рассмотрении задачи о диффузном отражении и пропускании, знание выходящих интенсивностей позволяет легко определить режим излучения внутри среды и не требует решения каких-либо уравнений. Действительно, из уравнений (29) и (30) мы находим

$$I^+(\tau,\tau_0)=[I_2(\tau_0)-I_2(\tau)]/q(\tau), \tag{43}$$

$$I^-(\tau,\tau_0)=r(\tau)I^+(\tau,\tau_0)+I_1(\tau). \tag{44}$$

На рис.7 изображены функции $I^+(\tau,\tau_0)$ и $I^-(\tau,\tau_0)$ для двух типов атмосфер при $\tau_0=10$ и рассмотренных выше источников энергии. Заслуживает внимания совместный эффект изменения функций $\lambda(\tau)$ и $B(\tau)$. Когда возрастание одной из них сопровождается убыванием другой, то в результате поле излучения в атмосфере оказывается практически симметричным относительно ее середины (см., например, случай $B(\tau)=10-\tau$ на рис.7а). С другой стороны, графики на рис.7b показывают, что когда процессы поглощения преобладают, интенсивности излучения внутри атмосферы изменяются с глубиной примерно так, как мощность источников энергии. Заметим в заключение, что в случае атмосферы первого типа и источников вида $[1-\lambda(\tau)]B^*$ интенсивности $I^+(\tau,\tau_0)$ и $I^-(\tau,\tau_0)$ допускают явные выражения в элементарных функциях.

5. *Заключительные замечания*. Продолжая исследование, начатое в предыдущей работе, мы показали, что после определения коэффициентов отражения и пропускания семейства атмосфер, обладающих различными оптическими толщинами, все рассмотренные до сих пор задачи сводятся к решению задачи Коши для линейных дифференциальных уравнений первого порядка. Во всех этих случаях решения получаются в явном виде как интегралы от известных функций. Напомним, что определение коэффициентов отражения и пропускания для семейства атмосфер, в свою очередь, сводится к решению системы линейных дифференциальных уравнений с начальными условиями. Важным является тот факт, что как в задаче диффузного отражения и пропускания, так и в задаче о переносе излучения в атмосфере с распределенными в ней источниками

энергии, знание выходящих интенсивностей дает возможность без труда определить поле излучения внутри среды. В дальнейшем мы убедимся, что предложенный нами подход может быть применен и при более общих предположениях относительно элементарного акта рассеяния и геометрии среды.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: narthur@bao.sci.am

RADIATIVE TRANSFER IN INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE. II

A.G.NIKOGHOSSIAN

The paper continues investigating the transfer of radiation in inhomogeneous atmosphere. Two important characteristics of the multiple scattering in such medium are evaluated: the quantum exit probability and the mean number of scatterings. The latter is determined separately for quanta escaping the medium and those thermalized in it. The problem of finding the radiation field in an atmosphere with distributed sources of energy is considered. The power of the sources along with the scattering coefficient is assumed to vary arbitrarily with depth. It is shown that the knowledge of the reflection and transmission coefficients of atmosphere allows one to reduce all the mentioned problems to the solution of the first-order differential equations with initial conditions. A number of new analytic results are obtained. Numerical calculations are performed for two types of atmospheres with different run of the scattering coefficient with optical depth. The physical interpretation of these are given.

Key words: *radiative transfer : methods analytical : methods numerical*

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **47**, 123, 2004.
2. *Д.М.Седракян*, *А.Ж.Хачатрян*, Астрофизика, **42**, 419, 1999.
3. *D.M.Sedrakian*, *A.Zh.Khachatrian*, Phys. Lett., **A265**, 294, 2000.
4. *В.А.Амбарцумян*, ДАН АрмССР, **8**, 101, 1948.

5. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
6. *В.В.Соболев*, Астрофизика, 2, 135, 1966.
7. *В.В.Соболев*, Астрофизика, 2, 239, 1966.
8. *В.В.Соболев*, Астрофизика, 3, 5, 1967.
9. *В.В.Соболев*, Астрофизика, 3, 137, 1967.
10. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, 21, 323, 1984.
11. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, 21, 579, 1984.
12. *В.В.Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.8:531.51

КВАНТОВЫЕ ВАКУУМНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ ГЛОБАЛЬНОГО МОНОПОЛЯ

А.А.СААРЯН

Поступила 20 июня 2003
Принята к печати 15 января 2004

Исследованы вакуумные средние тензора энергии-импульса массивного скалярного поля, удовлетворяющего смешанному граничному условию Робина на сферической поверхности на фоне гравитационного поля $D+1$-мерного глобального монополя. Выведены выражения для функции Вайтмана, вакуумного ожидания квадрата поля, плотности энергии вакуума, радиального и азимутального давлений внутри сферической поверхности. Процедура регуляризации основана на использовании обобщенной формулы Абеля-Плана для рядов по нулям цилиндрических функций. Эта формула позволяет выделить из вакуумных средних части, обусловленные гравитационным полем глобального монополя при отсутствии границ, и представить индуцированные границей части в виде экспоненциально сходящихся интегралов, удобных, в частности, для численных расчетов. Исследовано асимптотическое поведение вакуумных средних в центре сферы и вблизи ее поверхности. Показано, что для малых значений параметра, описывающего дефицит телесного угла в геометрии глобального монополя, индуцированные границей вакуумные натяжения сильно анизотропны.

1. *Введение*. Топологические дефекты играют важную роль в различных областях физики: от физики конденсированного состояния до образования крупномасштабной структуры во Вселенной (см., например, [1] и приведенные там ссылки). В частности, замечательным свойством неабелевых калибровочных теорий является существование в них объектов, называемых магнитными монополями [2]. В рамках космологии Большого Взрыва, объединенные теории фундаментальных взаимодействий предсказывают, что в ранних стадиях эволюции Вселенная проходит через ряд фазовых переходов. В зависимости от природы нарушенной при этом симметрии, эти фазовые переходы приводят к образованию различных типов топологических дефектов (космические струны, монополи и т.д.) [3]. При нарушении глобальной SO (3) симметрии триплетного скалярного поля образуются точечные дефекты, называемые глобальными монополями. Упрощенный глобальный монополь впервые был рассмотрен Соколовым и Старобинским [4], а соответствующие гравитационные эффекты исследованы в работе [5], где найдено решение уравнений Эйнштейна, которое на больших расстояниях описывает глобальный монополь. Отдельный круг задач составляют исследования квантовых эффектов негравитационных полей

вблизи топологических дефектов. Генерированные этими эффектами тензоры энергии-импульса обычно нарушают условия теорем Хокинга-Пенроуза о сингулярностях и приводят к интересной гравитационной динамике. В частности, квантовые вакуумные эффекты материальных полей на фоне глобального монополя рассмотрены в работах [6-11]. Дзета-функция и энергия вакуума для сферической границы в поле глобального монополя вычислены в [10,11]. В этом случае одновременно присутствуют два источника поляризации вакуума: гравитационным полем и границами, ограничивающими объем квантования.

Наложение граничных условий на квантовое поле приводит к модификации спектра нулевых колебаний вакуума и в результате к сдвигу вакуумных средних физических величин, таких, как плотность энергии и натяжения. В частности, возникают вакуумные силы, действующие на ограничивающие поверхности. Это хорошо известный в квантовой теории поля эффект Казимира. Характер вакуумных сил зависит от природы квантового поля, от геометрии границ и налагаемых граничных условий (см., например, [12-14] и приведенные там ссылки).

В настоящей работе рассмотрены вакуумные квантовые эффекты массивного скалярного поля с произвольным параметром связи с кривизной ξ на фоне гравитационного поля $D+1$-мерного точечного глобального монополя. Предполагается, что поле удовлетворяет смешанному граничному условию Робина на концентрической с монополем сферической поверхности. Граничное условие Робина включает в качестве частных случаев условия Дирихле, Неймана, граничное условие электромагнитного ТМ-типа и конформно-инвариантное граничное условие Хокинга. Исследованы положительно-частотная функция Вайтмана, вакуумные средние квадрата оператора поля и тензора энергии-импульса. Вычисления соответствующих билинейных произведений скалярного поля проведены методом суммирования по модам в сочетании с формулами суммирования, выведенными в работе [15] (см. также [16]). Эти формулы позволяют (i) выделить из вакуумных средних части, обусловленные гравитационным полем глобального поля при отсутствии границ, и (ii) представить индуцированные границей части в терминах экспоненциально сходящихся интегралов, содержащих модифицированные функции Бесселя. Статья организована следующим образом. В разделе 2 рассмотрен вакуум внутри сферической поверхности и выведена формула для положительно-частотной функции Вайтмана. Вакуумные средние квадрата оператора поля и тензора энергии-импульса внутри сферической поверхности на фоне глобального монополя исследованы в разделах 3 и 4 соответственно. Рассмотрено поведение этих величин вблизи поверхности сферы, в центре сферы, а также при малых значениях параметра, описывающего дефицит телесного угла в геометрии глобального монополя. В разделе 5 подытожены основные результаты работы.

2. *Функция Вайтмана.* Рссмотрим действительное скалярное поле φ с параметром связи с кривизной ξ на фоне гравитационного поля $D+1$-мерного глобального монополя. В гиперсферических полярных координатах $(r, \vartheta, \phi) \equiv (r, \theta_1, \theta_2, ..., \theta_n, \phi)$, $n = D-2$ соответствующий линейный элемент имеет вид

$$ds^2 = dt^2 - dr^2 - \sigma^2 r^2 d\,\Omega_D^2\,, \tag{1}$$

где $d\,\Omega_D^2$ - линейный элемент на поверхности единичной сферы в D-мерном эвклидовом пространстве, параметр σ меньше единицы и определяется характерным энергетическим масштабом нарушения симметрии в теории. Телесный угол, соответствующий метрике (1), равен $\sigma^2 S_D$, где $S_D = 2\pi^{D/2}/\Gamma(D/2)$ - площадь поверхности единичной сферы в D-мерном эвклидовом пространстве, а $\Gamma(x)$ - гамма-функция. В пространстве-времени, задаваемом линейным элементом (1), это приводит к дефициту телесного угла, равному $(1-\sigma^2)S_D$. Уравнение скалярного поля имеет вид (здесь и ниже используется система единиц $\hbar = c = 1$)

$$\left(\nabla_l \nabla^l + m^2 + \xi R\right)\varphi = 0\,, \tag{2}$$

где R - скалярная кривизна фонового пространства-времени, m - масса кванта поля, ∇_l - оператор ковариантного дифференцирования, связанный с метрикой, соответствующей линейному элементу (1). Частные значения параметра связи с кривизной $\xi = 0$ и $\xi = \xi_D$ с $\xi_D \equiv (D-1)/4D$ соответствуют минимальной и конформной связям, соответственно. Ненулевые компоненты тензора Риччи и скаляра кривизны для метрики, соответствующей линейному элементу (1), даются выражениями

$$R_2^2 = R_3^3 = ... = R_D^D = n\frac{\sigma^2 - 1}{\sigma^2 r^2}\,, \quad R = n(n+1)\frac{\sigma^2 - 1}{\sigma^2 r^2}\,, \tag{3}$$

где индексы 2, 3, ..., D соответствуют координатам $\theta_1, \theta_2, ..., \phi$, соответственно, а тензор кривизны определен как в работе [17]. Заметим, что при $\sigma \neq 1$ геометрия сингулярна в точке $r=0$ (точечный монополь).

В данной статье нас интересуют функция Вайтмана и вакуумные средние тензора энергии-импульса на фоне геометрии, описываемой линейным элементом (1). Заметим, что функция Вайтмана определяет также отклик детектора частиц с заданным законом движения [17]. Ниже будем предполагать, что поле удовлетворяет граничному условию Робина

$$\left(A_1 + B_1 n^l \nabla_l\right)\varphi(x) = 0 \tag{4}$$

на концентрической сфере радиуса a. Здесь A_1 и B_1 постоянные, а $n^l = \left(0, n^1, 0, 0\right)$ - единичный нормаль сферы, $n^1 = -1, 1$ для внутренней и внешней областей, соответственно. Наложение этих граничных условий на квантовое поле $\varphi(x)$ приводит к модификации спектра нулевых колебаний и в результате к ненулевым вакуумным средним физических величин. В частности, для вакуумных средних тензора энергии-импульса получаем

$$\langle 0|T_{ik}(x)|0\rangle = \lim_{x'\to x}\partial_i\partial'_k\langle 0|\varphi(x)\varphi(x')|0\rangle +$$
$$+\left[\left(\xi-\frac{1}{4}\right)g_{ik}\nabla_l\nabla^l-\xi\nabla_i\nabla_k-\xi R_{ik}\right]\langle 0|\varphi^2(x)|0\rangle, \tag{5}$$

где $|0\rangle$ - амплитуда соответствующего вакуумного состояния. Заметим, что вакуумное ожидание $\langle 0|\varphi(x)\varphi(x')|0\rangle \equiv G^+(x,x')$ известно как положительно-частотная функция Вайтмана [17]. Для вывода выражения регуляризованных вакуумных средних билинейного произведения поля мы воспользуемся методом суммирования по модам. Разлагая оператор поля по собственным функциям и воспользовавшись соответствующими коммутационными соотношениями, нетрудно видеть, что

$$\langle 0|\varphi(x)\varphi(x')|0\rangle \equiv \sum_\alpha \varphi_\alpha(x)\varphi^*_\alpha(x'), \tag{6}$$

где $\{\varphi_\alpha(x), \varphi^*_\alpha(x')\}$ - полный ортонормированный набор положительно и отрицательно частотных решений уравнения поля с набором квантовых чисел α, удовлетворяющих граничному условию (4). В правой части формулы (6) под суммированием по α подразумевается суммирование по дискретным и интегрирование по непрерывным квантовым числам.

В гиперсферических координатах, для области внутри сферы, полный набор решений уравнения (2) со скаляром кривизны из (3) имеет вид

$$\varphi_\alpha(x)=\beta_\alpha r^{-n/2}J_{\nu_l}(\lambda r)Y(m_k;\vartheta,\phi)e^{-i\omega t},\quad \lambda=\sqrt{\omega^2-m^2},\quad l=0,1,2,..., \tag{7}$$

где $m_k=(m_0\equiv l, m_1,...,m_n)$, а m_1, m_2, ..., m_n - целые числа, удовлетворяющие соотношениям $0\le m_{n-1}\le m_{n-2}\le ...\le m_1\le l$, $-m_{n-1}\le m_n\le m_{n-1}$, $J_\nu(z)$ - функция Бесселя, а $Y(m_k;\vartheta,\phi)$ - сферическая гармоника степени l (см. [18]). В формуле (7) использованы следующие обозначения

$$\nu_l=\frac{1}{\sigma}\left[\left(l+\frac{n}{2}\right)^2+\left(1-\sigma^2\right)n(n+1)(\xi-\xi_{D-1})\right]^{1/2}. \tag{8}$$

В последующем рассмотрении мы предположим, что ν_l^2 неотрицательно. При $n>0$ это соответствует ограничению на значения параметра связи с кривизной, задаваемого условием

$$\xi\ge-\frac{n}{4(n+1)\left(\sigma^{-2}-1\right)}. \tag{9}$$

Заметим, что это условие выполняется для наиболее важных частных случаев минимальной и конформной связей. Коэффициент β_α в выражении (7) определяется из условия нормировки собственных функций и равен

$$\beta_\alpha^2=\frac{\lambda T_{\nu_l}(\lambda a)}{N(m_k)\omega a\sigma^{D-1}}, \tag{10}$$

где введено обозначение

$$T_\nu(z) = \frac{z}{\left(z^2-\nu^2\right)J_\nu^2(z) + z^2 J_\nu'^2(z)}. \quad (11)$$

Из граничного условия (4) на поверхности сферы для собственных функций (7) следует, что возможные значения частоты являются решением следующего уравнения

$$AJ_{\nu_l}(z) + BzJ'_{\nu_l}(z) = 0, \quad z = \lambda a, \quad A = A_1 - nB/2, \quad B = n^1 B_1/a, \quad (12)$$

где $n^1 = -1$ для области внутри сферы. Известно (см., например, [18]), что при действительных A, B и $\nu_l > -1$ все корни этого уравнения действительные и простые, кроме случая $A/B < -\nu_l$, когда имеются два чисто мнимых нуля. Далее предположим значения A/B, для которых все корни действительны, $A/B \geq -\nu_l$. В терминах коэффициентов в граничном условии (4) достаточно потребовать выполнения условия

$$\frac{A_1 a}{B_1} \leq \nu_0 - \frac{n}{2}, \quad \nu_0 = \frac{n}{2}\left[1 + 4\left(\sigma^{-2} - 1\right)\frac{n+1}{n}\xi\right]^{1/2}. \quad (13)$$

Заметим, что оно выполняется для наиболее важных частных случаев скалярного поля с граничными условиями Дирихле или Неймана ($A/B = 1 - D/2$) с параметром связи с кривизной $\xi \geq 0$, а также для скаляра с граничным условием ТМ-типа ($A/B = D/2 - 1$).

Пусть $\lambda_{\nu_l,k}$, $k = 1, 2, \ldots$ - положительные нули функции $AJ_{\nu_l}(z) + BzJ'_{\nu_l}(z)$, расположенные в порядке возрастания. Соответствующие собственные частоты $\omega = \omega_{\nu_l,k}$ связаны с этими нулями соотношением $\omega_{\nu_l,k} = \sqrt{\lambda^2_{\nu_l,k}/a^2 + m^2}$. Подставив выражения (7) для собственных функций в формулу (6) и воспользовавшись формулой суммирования для сферических гармоник (см., например, [18]), получим

$$\begin{aligned}\langle 0|\varphi(x)\varphi(x')|0\rangle = \frac{(rr')^{-n/2}}{naS_D\,\sigma^{D-1}} \sum_{l=0}^{\infty}(2l+n)C_l^{n/2}(\cos\theta) \times \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\lambda_{\nu_l,k} T_{\nu_l}\left(\lambda_{\nu_l,k}\right)}{\sqrt{\lambda^2_{\nu_l,k} + m^2 a^2}} J_{\nu_l}\left(\lambda_{\nu_l,k} r/a\right) J_{\nu_l}\left(\lambda_{\nu_l,k} r'/a\right) e^{i\omega_{\nu_l,k}(t'-t)},\end{aligned} \quad (14)$$

где $C_p^q(x)$ - многочлены Гегенбауэра степени p и порядка q, а θ - угол между направлениями (ϑ, ϕ) и (ϑ', ϕ'). Для суммирования по k мы воспользуемся обобщенной формулой суммирования Абеля-Плана [15,16]

$$\begin{aligned}2\sum_{k=1}^{\infty} T_\nu(\lambda_{\nu,k}) f(\lambda_{\nu,k}) = \int_0^\infty f(x)\,dx + \frac{\pi}{2}\operatorname{Res}_{z=0} f(z)\frac{\bar{Y}_\nu(z)}{\bar{J}_\nu(z)} - \\ - \frac{1}{\pi}\int_0^\infty dx \frac{\bar{K}_\nu(x)}{\bar{I}_\nu(x)}\left[e^{-\nu\pi i} f\left(xe^{\pi i/2}\right) + e^{\nu\pi i} f\left(xe^{-\pi i/2}\right)\right],\end{aligned} \quad (15)$$

где $I_\nu(x)$ и $K_\nu(x)$ - модифицированные функции Бесселя, и для заданной функции $F(z)$ мы ввели обозначение

$$\bar{F}(z) \equiv AF(z) + BzF'(z). \tag{16}$$

Выбирая в этой формуле $\nu = 1/2$, $A = 1$, $B = 0$, как частный случай получаем обычную формулу Абеля-Плана. Ранее формула (15) была использована для исследования эффекта Казимира для сферически- и цилиндрически-симметричных границ на фоне пространства-времени Минковского [19-22], а также для двугранного угла с внешней цилиндрической границей [23]. Заметим, что формулу (15) можно обобщить на случай наличия у функции $\bar{J}_\nu(z)$ чисто мнимых нулей, добавляя члены, соответствующие вычетам и беря главное значение интеграла в правой части (см. [16]). Как уже отмечалось выше, в данной работе мы предположим значения A/B, для которых все решения уравнения (12) действительны. Применяя к сумме по k в выражении (14) формулу (15), функция Вайтмана может быть представлена в виде

$$\langle 0|\varphi(x)\varphi(x')|0\rangle = \langle 0_m|\varphi(x)\varphi(x')|0_m\rangle + \langle\varphi(x)\varphi(x')\rangle_b, \tag{17}$$

где

$$\langle 0_m|\varphi(x)\varphi(x')|0_m\rangle = \frac{\sigma^{1-D}}{2nS_D}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+n}{(rr')^{n/2}}C_l^{n/2}(\cos\theta)\int_0^{\infty}dz\frac{ze^{i\sqrt{z^2+m^2}(t'-t)}}{\sqrt{z^2+m^2}}J_{\nu_l}(zr)J_{\nu_l}(zr'), \tag{18}$$

и

$$\langle\varphi(x)\varphi(x')\rangle_b = -\frac{\sigma^{1-D}}{\pi naS_D}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+n}{(rr')^{n/2}}C_l^{n/2}(\cos\theta)\times$$
$$\times\int_{ma}^{\infty}dzz\,\frac{\bar{K}_{\nu_l}(z)I_{\nu_l}(zr/a)I_{\nu_l}(zr'/a)}{\bar{I}_{\nu_l}(z)\sqrt{z^2-m^2a^2}}\,ch\left[\sqrt{z^2/a^2-m^2}(t'-t)\right]. \tag{19}$$

Условия справедливости формулы (15) для конкретной суммы по k в выражении (14) выполняются, если $r + r' + |t - t'| < 2a$. Вклад слагаемого (18) в вакуумное среднее не зависит от радиуса сферы a, в то время как вклад слагаемого (19) стремится к нулю при $a \to \infty$. Отсюда следует, что выражение (18) есть функция Вайтмана в гравитационном поле глобального монополя без границ, а $|0_m\rangle$ - амплитуда соответствующего вакуумного состояния. Это можно показать также прямым вычислением суммы по модам, воспользовавшись собственными функциями для пространства-времени глобального монополя без границ. Последние по-прежнему имеют вид (7), однако теперь спектр частот ω является непрерывным, а нормировочные коэффициенты β_α определяются из условия ортонормировки на δ-функцию. Заметим, что согласно (8), при $\sigma = 1$, значение индекса ν_l равно $l + 1/2$ и ряд по l в формуле (18) может быть суммирован с помощью теоремы суммирования Гегенбауэра для функций Бесселя [24]. Вычислив оставшийся интеграл функций Бесселя по стандартной формуле [25], получим известное выражение для функции Вайтмана в $D+1$-мерном пространстве-времени Минковского. Как видим, использование обобщенной формулы Абеля-Плана позволяет выделить из билинейного произведения полей вклад пространства-времени глобального монополя без границ, и слагаемое (19) может быть интерпретировано как часть, индуцированная сферической границей. В безмассовом случае, воспользовавшись формулой для интеграла от функции Бесселя, функцию Вайтмана (18) можно представить в виде

$$\langle 0_m|\varphi(x)\varphi(x')|0_m\rangle = \frac{1}{2\pi n S_D}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{(2l+n)C_l^{n/2}(\cos\theta)}{\left(\sigma^2 rr'\right)^{(n+1)/2}}Q_{\nu_l-1/2}\left(\frac{r^2+r'^2-(t-t')^2+i\varepsilon}{2rr'}\right), \quad (20)$$

где $Q_{\nu_l}(x)$ - функция Лежандра второго рода, $\varepsilon>0$ при $t>t'$ и $\varepsilon<0$ при $t<t'$.

3. *Вакуумные средние квадрата поля.* Вакуумные средние квадрата оператора поля получаются из выражения для функции Вайтмана в пределе совпадения аргументов, $x'\to x$. В этом пределе выражение (17) расходится и необходима некоторая процедура регуляризации вакуумных средних. Ниже будет показано, что при $0<r<a$ расходимости содержатся только в первом слагаемом в правой части формулы (17). Следовательно, процедура перенормировки локальных характеристик вакуума, таких, как квадрат оператора поля и тензор энергии-импульса, та же, что и для геометрии глобального монополя без границ. Эта процедура обсуждалась в ряде предыдущих работ (см. [6-11]) и является полезной иллюстрацией общей схемы перенормировки в искривленном пространстве-времени (см., например, [17]). В соответствии с этой схемой, для перенормировки следует вычесть из (18) соответствующее разложение Де Витта-Швингера, включающее члены порядка D включительно. Для безмассового поля перенормированное значение квадрата оператора поля имеет следующую общую структуру:

$$\langle 0_m|\varphi^2(x)|0_m\rangle_{\rm ren} = \frac{1}{r^{D-1}}\left[A^{(D)}(\sigma,\xi)+B^{(D)}(\sigma,\xi)\ln(\mu r)\right], \quad (21)$$

где произвольный масштаб массы μ соответствует неоднозначности в процедуре перенормировки. Заметим, что эта неоднозначность отсутствует в пространстве-времени нечетной размерности и поэтому $B^{(D)}=0$ при четном D. Вследствие непростой зависимости порядка функции Лежандра в формуле (20) от параметра σ не представляется возможным получить компактные выражения коэффициентов $A^{(D)}$ и $B^{(D)}$. При малых значениях $1-\sigma^2$ и $D=4$, 5 соответствующие асимптотические выражения выведены в работе [9]. В данной работе нас в основном интересуют части вакуумных средних, индуцированные наличием сферической поверхности и ниже мы сконцентрируемся на этих величинах.

Воспользовавшись соотношением $C_l^{n/2}(1)=\Gamma(l+n)/\Gamma(n)l!$, для соответствующей граничной части в вакуумном среднем квадрата оператора поля получаем формулу

$$\left\langle \varphi^2(x) \right\rangle_b = -\frac{1}{\pi a r^n S_D \sigma^{D-1}} \sum_{l=0}^{\infty} D_l \int_{ma}^{\infty} dz \frac{\overline{K}_{\nu_l}(z) z I_{\nu_l}^2(zr/a)}{\overline{I}_{\nu_l}(z)\sqrt{z^2 - m^2 a^2}}, \tag{22}$$

где

$$D_l = (2l + D - 2)\frac{\Gamma(l + D - 2)}{\Gamma(D-1) l!} \tag{23}$$

- степень вырожденности угловой моды с заданным l. Из хорошо известных свойств модифицированных функций Бесселя следует, что для скалярного поля с граничным условием Дирихле подынтегральное выражение в (22) всегда положительно и поэтому эта величина отрицательна и при $\xi \geq 0$ является монотонно убывающей функцией от радиальной координаты r. Как уже отмечалось ранее, выражение (22) является конечным при всех значениях $0 < r < a$. Для заданного l и больших значений z подынтегральное выражение ведет себя как $e^{2z(r/a-1)}/z$ и поэтому интеграл сходится при $r < a$. Для больших значений l, введя новую переменную интегрирования $y = z/\nu_l$ в интеграл формулы (22) и воспользовавшись равномерными асимптотическими разложениями для модифицированных функций Бесселя при больших значениях порядка [24], можно показать, что интеграл и ряд сходятся при $r < a$ и расходятся на поверхности сферы $r = a$. Для точек вблизи сферы ведущий член соответствующего асимптотического разложения по $1/(a-r)$ имеет вид

$$\left\langle \varphi^2(x) \right\rangle_b \approx \frac{(1 - 2\delta_{B0})\Gamma((D-1)/2)}{(4\pi)^{(D+1)/2}(a-r)^{D-1}}. \tag{24}$$

Это выражение не зависит от массы и параметра σ и совпадает с соответствующим выражением для сферы на фоне пространства-времени Минковского. Поскольку чисто гравитационная часть (21) конечна при $r = a$, то отсюда следует, что вблизи поверхности сферы вакуумные средние квадрата оператора поля доминированы граничной частью (22).

Вблизи центра сферы, $r \to 0$, основной вклад в выражение (22) обусловлен слагаемым с $l = 0$ и в ведущем порядке

$$\left\langle \varphi^2(x) \right\rangle_b \approx -\frac{\Gamma^{-2}(\nu_0 + 1)}{2^{2\nu_0}\pi a^{D-1} S_D \sigma^{D-1}} \left(\frac{r}{a}\right)^{2\nu_0 - n} \int_{ma}^{\infty} dz \frac{z^{2\nu_0+1}\overline{K}_{\nu_0}(z)}{\sqrt{z^2 - m^2 a^2}\ \overline{I}_{\nu_0}(z)}, \quad r \to 0, \tag{25}$$

где ν_0 определяется формулой (13). В результате, индуцированное границей вакуумное среднее (22) в центре сферы равно нулю при $(\sigma^{-2} - 1)\xi > 0$, является конечным при $(\sigma^{-2} - 1)\xi = 0$ и расходится при $(\sigma^{-2} - 1)\xi < 0$. Как это следует из выражений (21) и (25), при $r \ll a$ полное вакуумное среднее доминировано чисто гравитационной частью.

Перейдем теперь к пределу $\sigma \ll 1$ при фиксированном значении $r < a$. Для выполнения условия (9) предположим, что $\xi \geq 0$. При $\xi > 0$ из формулы (8) имеем $\nu_l \gg 1$, и после введения в формулу (22) новой переменной интегрирования $y = z/\nu_l$, можно заменить модифицированную функцию Бесселя соответствующим равномерным асимптотическим разложением при больших значениях порядка. Далее, интеграл по y можно оценить методом Лапласа. Основной вклад в сумме по l обусловлен слагаемым $l = 0$ и в ведущем порядке имеем

$$\langle\varphi^2(x)\rangle_b \approx \frac{(1-2\delta_{B0})\exp[-2\tilde{\nu}\ln(a/r)]}{(8\pi\tilde{\nu})^{1/2} r^n S_D \sigma^{D-1}\sqrt{a^2-r^2}}, \quad \tilde{\nu} = \frac{1}{\sigma}\sqrt{n(n+1)\xi}, \quad \sigma \ll 1. \quad (26)$$

При $\xi = 0$ и $\sigma \ll 1$ для членов с $l \neq 0$ имеем $\nu_l \gg 1$. Соответствующий вклад можно оценить методом, аналогичным предыдущему случаю. Этот вклад экспоненциально мал. Для слагаемого же с $l = 0$, в ведущем порядке по σ имеем $\nu_l = n/2$ и поэтому

$$\langle\varphi^2(x)\rangle_b \approx -\frac{1}{\pi a r^n S_D \sigma^{D-1}} \int_{ma}^{\infty} dz \frac{\overline{K}_{n/2}(z) z I_{n/2}^2(zr/a)}{\overline{I}_{n/2}(z)\sqrt{z^2-m^2a^2}}, \quad \xi = 0, \quad \sigma \ll 1. \quad (27)$$

Заметим, что для нечетных значений n модифицированные функции Бесселя в этой формуле выражаются через элементарные функции. На рис.1

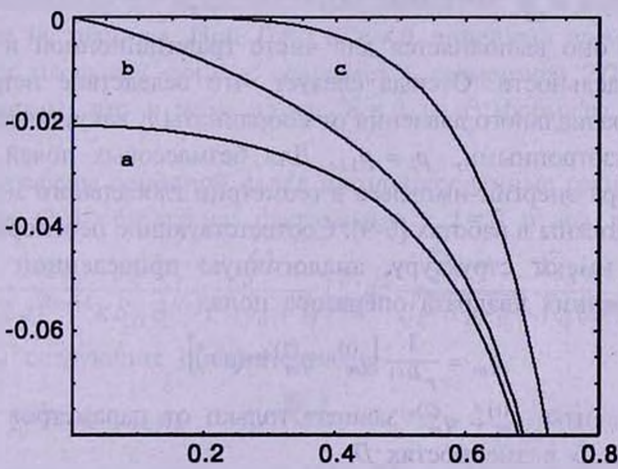


Рис.1. Зависимость индуцированных сферой вакуумных средних $a^{D-1}\langle\varphi^2(x)\rangle_b$ от r/a в области внутри сферы для конформно-связанного безмассового скалярного поля в трехмерном пространстве и с граничным условием Дирихле. Отдельные кривые соответствуют значениям $\sigma = 1$ (a), $\sigma = 0.5$ (b), $\sigma = 0.2$ (c).

изображена зависимость индуцированного границей вакуумного среднего (22) от отношения r/a для области внутри сферы в случае конформно-связанного ($\xi = \xi_D$) безмассового скалярного поля в трехмерном пространстве с граничным условием Дирихле ($B_1 = 0$). Отдельные кривые соответствуют значениям параметра $\sigma = 1$ (a), $\sigma = 0.5$ (b), $\sigma = 0.2$ (c).

4. ***Вакуумные средние тензора энергии-импульса.*** В этом разделе мы рассмотрим вакуумные средние тензора энергии-импульса скалярного поля внутри сферы. Подставив функцию Вайтмана (17) и выражения (18) и (19) в формулу (5), можно показать, что вакуумный тензор энергии-импульса является диагональным

$$\langle 0|T_i^k|0\rangle = \mathrm{diag}(\varepsilon, -p, -p_\perp, \ldots, -p_\perp), \tag{28}$$

где плотность энергии вакуума ε и эффективные давления в радиальном p и азимутальном $p_\perp$ направлениях являются только функциями от радиальной координаты. Такая форма заранее очевидна также из свойств симметрии рассматриваемой здесь задачи. Аналогично случаю функции Вайтмана, компоненты вакуумного тензора энергии-импульса могут быть представлены в виде суммы

$$q = q_m + q_b, \quad q = \varepsilon, p, p_\perp, \tag{29}$$

где q_m - соответствующие величины в геометрии глобального монополя при отсутствии границы, а величины q_b обусловлены наличием сферической поверхности. Из уравнения непрерывности $\nabla_k\langle 0|T_i^k|0\rangle = 0$ следует, что эти функции связаны соотношением

$$r\frac{dp_i}{dr} + (D-1)(p_i - p_{\perp i}) = 0, \quad i = m, b. \tag{30}$$

Заметим, что оно выполняется для чисто гравитационной и граничных частей по отдельности. Отсюда следует, что вследствие нетривиальной зависимости радиального давления от координаты r, вакуумные натяжения являются анизотропными, $p_i \neq p_{\perp i}$. Для безмассовых полей вакуумные средние тензора энергии-импульса в геометрии глобального монополя без границ исследованы в работах [6-9]. Соответствующие перенормированные компоненты имеют структуру, аналогичную приведенной в (21) для вакуумных средних квадрата оператора поля:

$$q_m = \frac{1}{r^{D+1}}\left[q_m^{(1)} + q_m^{(2)}\ln(\mu r)\right], \tag{31}$$

где коэффициенты $q_m^{(1)}$, $q_m^{(2)}$ зависят только от параметров σ и ξ, и $q_m^{(2)} = 0$ в четных размерностях D.

Из формул (5), (19) и (22) для компонентов тензора энергии-импульса, индуцированных наличием сферической границы радиуса a, получаем

$$q_b(a,r) = -\frac{1}{2\pi a^3 r^n S_D \sigma^{D-1}}\sum_{l=0}^{\infty} D_l \int_{ma}^{\infty} dz z^3 \frac{\bar{K}_{\nu_l}(z)}{\bar{I}_{\nu_l}(z)} \frac{F_{\nu_l}^{(q)}[I_{\nu_l}(zr/a)]}{\sqrt{z^2 - m^2a^2}}, \quad r < a, \tag{32}$$

где для заданной функции $f(y)$ введены обозначения

$$F_{\nu_l}^{(\varepsilon)}[f(y)] = (1-4\xi)\left[f'^2(y) - \frac{n}{y}f(y)f'(y) + \left(\frac{\nu_l^2}{y^2} - \frac{1+4\xi-2(mr/y)^2}{1-4\xi}\right)f^2(y)\right], \tag{33}$$

$$F_{\nu_l}^{(p)}[f(y)] = f'^2(y) + \frac{\tilde{\xi}}{y} f(y) f'(y) - \left(1 + \frac{\nu_l^2 + (n/2)\tilde{\xi}}{y^2}\right) f^2(y), \ \ \tilde{\xi} = 4(n+1)\xi - n, \quad (34)$$

$$F_{\nu_l}^{(p_\perp)}[f(y)] = (4\xi - 1) f'^2(y) - \frac{\tilde{\xi}}{y} f(y) f'(y) + \left[4\xi - 1 + \frac{\nu_l^2 (1 + \tilde{\xi}) + (n/2)\tilde{\xi}}{(n+1) y^2}\right] f^2(y). \quad (35)$$

Можно показать, что компоненты, определяемые соотношением (32), удовлетворяют уравнению непрерывности (30) и являются конечными при $0 < r < a$.

При $D = 1$ угловая часть в линейном элементе (1) отсутствует, и мы получаем вакуумные средние для одномерного отрезка $-a \le x \le a$. В этом случае фоновое пространство-время является плоским и $\langle 0_m | T_l^k | 0_m \rangle_{ren} = 0$. В результате нетривиальный вакуумный тензор энергии-импульса полностью обусловлен граничной частью. Вследствие наличия гамма-функции в знаменателе выражения для D_l в формуле (23), теперь единственными ненулевыми коэффициентами являются $D_0 = D_1 = 1$. Воспользовавшись стандартными выражениями для модифицированных функций Бесселя $I_{\pm 1/2}(z)$ и $K_{\pm 1/2}(z)$, получим формулы для вакуумного тензора энергии-импульса для одномерного отрезка, приведенные в работах [20,26]. Заметим, что в этом случае вакуумные натяжения являются постоянными и не зависят от параметра ξ. В частности, не зависят от ξ и вакуумные силы, действующие на границы. При $D = 2$ и $r \neq 0$ линейный элемент (1) также соответствует плоскому фону и совпадает с геометрией $2D$ космической струны. Заметим, что в этом случае $n = 0$ и из формулы (8) получаем $\nu_l = l/\sigma$.

В центре сферы основной вклад в индуцированные границей вакуумные средние (32) обусловлен слагаемыми с $l = 0$ и мы имеем

$$q_b(a, r) \sim -\frac{(2\nu_0 - n) r^{2\nu_0 - n - 2} f_0^{(q)}}{(2a)^{2\nu_0 + 1} \pi S_D \sigma^{D-1} \Gamma^2(\nu_0 + 1)} \int_{ma}^{\infty} dz \frac{z^{2\nu_0 + 1}}{\sqrt{z^2 - m^2 a^2}} \frac{\bar{K}_{\nu_0}(z)}{\bar{I}_{\nu_0}(z)}, \ \ r \to 0, \quad (36)$$

где введены следующие обозначения:

$$f_0^{(\varepsilon)} = (1 - 4\xi)\nu_0, \quad f_0^{(p)} = \frac{\tilde{\xi}}{2}, \quad f_0^{(p_\perp)} = \frac{\nu_0 - 1/2}{D - 1} \tilde{\xi}, \quad (37)$$

а ν_0 определено соотношением (13). Из формулы (36) следует, что индуцированные границей компоненты тензора энергии-импульса равны нулю в центре сферы при $n\xi(\sigma^{-2} - 1) > 1$, являются конечными при $n\xi(\sigma^{-2} - 1) = 1$ и расходятся в противном случае. Эти сингулярности появляются вследствие того, что геометрические характеристики пространства-времени глобального монополя расходятся в начале координат (см. формулы (3)). Однако заметим, что соответствующий вклад в полную энергию вакуума внутри сферы, обусловленный ε_b, является конечным благодаря фактору r^{D-1} в элементе объема интегрирования. Сравнивая выражения (31) и (36) заключаем, что вблизи центра вакуумный тензор энергии-импульса доминирован чисто гравитационной частью.

Вакуумные средние (32) расходятся на поверхности сферы, $r \to a$. Эти расходимости хорошо известны в квантовой теории поля с границами и исследованы для различных геометрий границ и типов граничных условий. Для рассматриваемой здесь задачи соответствующее асимптотическое поведение может быть найдено с помощью равномерных асимптотических разложений для модифицированных функций Бесселя и ведущие члены определяются соотношениями

$$p_{b\perp} \sim -\varepsilon_b \sim \frac{Dap_b}{(D-1)(a-r)} \sim \frac{D\Gamma((D+1)/2)(\xi-\xi_D)}{2^D \pi^{(D+1)/2}(a-r)^{D+1}}(1-2\delta_{B0}). \qquad (38)$$

Эти члены не зависят от массы и параметра σ и совпадают с соответствующими выражениями для сферической поверхности в пространстве-времени Минковского (см., например, [20]). Для конформно-связанного скалярного поля коэффициенты ведущих членов равны нулю и $\varepsilon, p_\perp \sim (a-r)^{-D}$, $p \sim (a-r)^{1-D}$. В общем случае можно получить асимптотические разложения по степеням расстояния от поверхности сферы. Коэффициенты последующих членов зависят от массы поля, коэффициентов Робина и параметра σ. Вследствие поверхностных расходимостей вблизи сферы, компоненты вакуумного тензора энергии-импульса доминированы граничными частями q_b.

Рассмотрим теперь вакуумные средние тензора энергии-импульса в пределе $\sigma \ll 1$ при фиксированном $r<a$. При $\xi>0$ для соответствующих

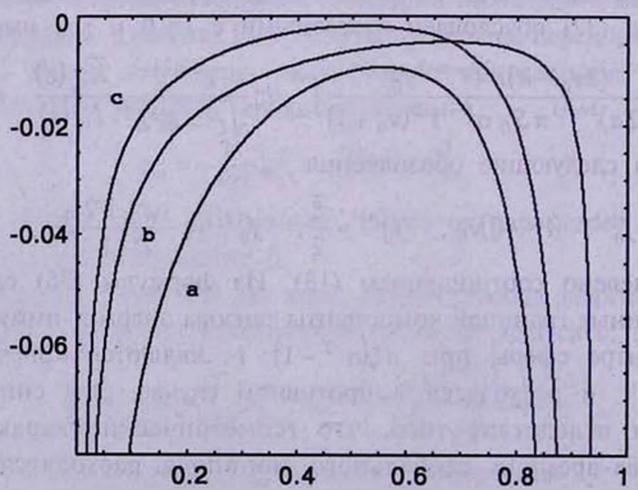


Рис.2. Зависимость индуцированных сферой вакуумных средних плотности энергии, ε_b (кривая a), радиального давления, p_b (кривая b) и азимутального давления, $p_{\perp b}$ (кривая c) умноженные на a^{D+1}, от отношения r/a в случае конформно-связанного безмассового скалярного поля в трехмерном пространстве глобального монополя с $\sigma = 0.5$ и с граничным условием Дирихле.

граничных частей получим

$$q_b(a,r) \approx \frac{(1-2\delta_{B0})\tilde{\nu}^{3/2}\exp[-2\tilde{\nu}\ln(a/r)]}{(8\pi)^{1/2}S_D\sigma^{D-1}r^D\sqrt{a^2-r^2}}f_1^{(q)}, \tag{39}$$

где $\tilde{\nu}$ определяется соотношением (26) и

$$f_1^{(\varepsilon)} = 1-4\xi, \quad f_1^{(p)} = \frac{\tilde{\xi}}{2\tilde{\nu}}, \quad f_1^{(p_\perp)} = \frac{\tilde{\xi}}{D-1}. \tag{40}$$

Заметим, что в этом случае индуцированные границей вакуумные натяжения сильно анизотропны: $p_b/p_{\perp b} \sim \sigma \ll 1$. Для минимально связанного скаляра, $\xi = 0$, ведущий член в асимптотическом разложении по σ обусловлен слагаемым $l=0$ в формуле (32) с $\nu_l = n/2$. Это слагаемое ведет себя как σ^{1-D}. На рис.2 изображены зависимости величин $\varepsilon_b, p_b, p_{\perp b}$ внутри сферической поверхности от отношения r/a в случае конформно связанного безмассового скалярного поля в трехмерном пространстве и с граничным условием Дирихле на фоне глобального монополя с $\sigma = 0.5$. Заметим, что для этих значений параметров имеем $n\xi(\sigma^{-2}-1)<1$, и компоненты вакуумного тензора энергии-импульса расходятся в центре сферы.

5. *Заключение*. В настоящей работе исследованы казимировские плотности, индуцированные сферической поверхностью на фоне гравитационного поля $D+1$-мерного глобального монополя, описываемого метрикой (1). Рассмотрен случай массивного скалярного поля с произвольным параметром связи с кривизной и с граничным условием Робина. Общая структура вакуумного тензора энергии-импульса конформно-инвариантных полей на фоне гравитационного поля четырехмерного глобального монополя без границ выявлена в работе [6], исходя из размерных соображений. Конкретные вычисления для безмассовых скалярного и спинорного полей приведены в работах [7] и [8], соответственно. При наличии границ одновременно присутствуют два источника поляризации вакуума: гравитационным полем монополя и границами, ограничивающими объем квантования. Дзета-функция и полная энергия вакуума для сферической границы в поле глобального монополя рассмотрены в [10,11]. В данной работе для вывода выражений вакуумных средних тензора энергии-импульса, индуцированных сферой, сначала построена положительно-частотная функция Вайтмана (заметим, что функция Вайтмана важна также при рассмотрении отклика детектора частиц в заданном состоянии движения [17]). Приложение обобщенной формулы Абеля-Плана к сумме по нулям соответствующих комбинаций цилиндрических функций позволяет выделить часть, обусловленную гравитационным фоном без границ, и представить индуцированную сферой часть в терминах интегралов, экспоненциально сходящихся в пределе совпадения в произвольной внутренней точке. Поляризация скалярного вакуума глобальным монополем

без границ исследована в ряде предыдущих работ [6-9], и в данной статье нас в основном интересуют индуцированные сферой вакуумные средние (казимировские натяжения). Вакуумные ожидания тензора энергии-импульса получены с помощью функции Вайтмана в результате действия на нее определенного дифференциального оператора второго порядка и перехода к пределу совпадения. Эти величины расходятся на поверхности сферы. Поверхностные расходимости хорошо известны в квантовой теории поля с границами и исследованы вблизи произвольной гладкой границы на фоне пространства-времени Минковского. Они приводят к расходящимся глобальным величинам (полная энергия, вакуумные силы, действующие на границы) и для этих величин необходима дополнительная процедура перенормировки. Полная энергия вакуума для сферической границы на фоне глобального монополя исследована в работах [10,11] методом обобщенной дзета-функции.

Индуцированные границей вакуумные средние квадрата оператора поля и тензора энергии-импульса внутри сферы определяются формулами (22) и (32), соответственно. Эти выражения конечны во внутренних точках и расходятся на поверхности сферы. Ведущие члены соответствующих асимптотических разложений вблизи поверхности те же, что и на фоне пространства-времени Минковского и обращаются в нуль для конформно-инвариантного скалярного поля. Коэффициенты следующих членов разложений зависят от кривизны поверхности, коэффициентов в граничном условии Робина, массы поля и параметра σ, описывающего дефицит телесного угла. Вблизи центра сферы вакуумные ожидания квадрата поля и тензора энергии-импульса доминированы чисто гравитационными частями, соответствующими геометрии монополя без границ. Для точек вблизи поверхности сферы доминируют индуцированные сферой части вакуумных средних. Подробно исследован предел малых значений параметра σ, описывающий дефицит телесного угла, $\sigma \ll 1$. В этом пределе, соответствующем сильным гравитационным полям, при $\xi > 0$ индуцированные границей части ведут себя как $\langle\varphi^2\rangle_b \sim \sigma^{3/2-D}\exp(-\gamma/\sigma)$ и $\varepsilon_b \sim p_{\perp b} \sim p_b/\sigma \sim \sigma^{-D-1/2}\exp(-\gamma/\sigma)$, где $\gamma = 2\sqrt{n(n+1)\xi}\left|\ln(a/r)\right|$, и индуцированные границей вакуумные натяжения сильно анизотропны. Для минимально связанного скаляра ($\xi = 0$) и $\sigma \ll 1$ показано, что $\langle\varphi^2\rangle_b \sim q_b \sim \sigma^{1-D}$, $q = \varepsilon, p_\perp, p$. В качестве иллюстрации общих результатов на рис.1 и 2 приведены зависимости индуцированных сферой вакуумных средних квадрата оператора поля и компонентов тензора энергии-импульса от отношения r/a для конформно-связанного скаляра с граничным условием Дирихле в трехмерном пространстве, $D = 3$. Заметим, что в этом случае ведущие члены в асимптотических разложениях компонентов тензора энергии-импульса вблизи границы обращаются в нуль. Вакуумное среднее квадрата поля и плотность энергии везде отрицательны.

Работа выполнена в рамках гранта 0887 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: saharyan@server.physdep.r.am

QUANTUM VACUUM EFFECTS IN THE GRAVITATIONAL FIELD OF THE GLOBAL MONOPOLE

A.A.SAHARIAN

We investigate the vacuum expectation values for the energy-momentum tensor of a massive scalar field with general curvature coupling and obeying the Robin boundary condition on a spherical shell in the $D+1$-dimensional global monopole background. The expressions are derived for the Wightman function, the vacuum expectation values of the field square, the vacuum energy density, radial and azimuthal stress components in both regions inside the shell. A regularization procedure is carried out by making use of the generalized Abel-Plana formula for the series over zeros of cylinder functions. This formula allows us to extract from the vacuum expectation values the parts due to the global monopole gravitational field in the situation without a boundary, and to present the boundary induced parts in terms of exponentially convergent integrals, useful, in particular, for numerical calculations. The asymptotic behavior of the vacuum densities is investigated at the sphere centre and near the sphere surface. We show that for small values of the parameter describing the solid angle deficit in global monopole geometry the boundary induced vacuum stresses are strongly anisotropic.

Key words: *Gravitation field:monopole*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Vilenkin*, *E.P.S.Shellard*, Cosmic Strings and Other Topological Defects, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1994.
2. *А.М.Поляков*, Письма ж. эксперим. и теор. физ., **20**, 430, 1974;

G.t'Hooft, Nucl. Phys., **B79**, 276, 1974.
3. T.W.B.Kibble, J. Phys., **A9**, 1387, 1976.
4. *Д.Д.Соколов*, *А.А.Старобинский*, Докл. АН СССР, **234**, 1043, 1977.
5. *M.Barriola*, *A.Vilenkin*, Phys. Rev. Lett., **63**, 341, 1989.
6. *W.A.Hiscock*, Class. Quantum Gravity, **7**, L235, 1990.
7. *F.D.Mazzitelli*, *C.O.Lousto*, Phys. Rev., **D43**, 468, 1991.
8. *E.R.Bezerra de Mello*, *V.B.Bezerra*, *N.R.Khusnutdinov*, Phys. Rev., **D60**, 063506, 1999.
9. *E.R.Bezerra de Mello*, J. Math. Phys., **43**, 1018, 2002.
10. *M.Bordag*, *K.Kirsten*, *S.Dowker*, Commun. Math. Phys., **182**, 371, 1996.
11. *E.R.Bezerra de Mello*, *V.B.Bezerra*, *N.R.Khusnutdinov*, J. Math. Phys., **42**, 562, 2001.
12. *V.M.Mostepanenko*, *N.N.Trunov*, The Casimir Effect and Its Applications, Clarendon, Oxford, 1997.
13. *G.Plunien*, *B.Muller*, *W.Greiner*, Phys. Rep., **134**, 87, 1986.
14. *M.Bordag*, *U.Mohidden*, *V.M.Mostepanenko*, Phys. Rep., **353**, 1, 2001.
15. *А.А.Саарян*, Изв. АН Арм. ССР, Математика, **22**, 166, 1987; Канд. дис. Ереван, 1987.
16. *A.A.Saharian*, The Generalized Abel-Plana Formula. Applications to Bessel Functions and Casimir Effect, Report № IC/2000/14; hep-th/0002239.
17. *Н.Биррелл*, *П.Девис*, Квантованные поля в искривленном пространстве-времени, Мир, М., 1984.
18. *A.Erdelyi et al.*, Higher Transcendental Functions, vol.2, McGraw Hill, New York, 1953.
19. *Л.Ш.Григорян*, *А.А.Саарян*, ДАН Арм. ССР, **83**, 28, 1986; Изв. АН Арм. ССР, Физика, **22**, 3, 1987.
20. *A.A.Saharian*, Phys. Rev., **D63**, 125007, 2001.
21. *А.А.Саарян*, Изв. АН Арм. ССР, Физика, **23**, 130, 1988.
22. *A.Romeo*, *A.A.Saharian*, Phys. Rev., **D63**, 105019, 2001.
23. *A.Rezaeian*, *A.A.Saharian*, Class. Quantum Gravity, **19**, 3625, 2002.
24. *М.Абрамович*, *И.Стиган*, Справочник по специальным функциям, Наука, М., 1979.
25. *А.П.Прудников*, *Ю.А.Брычков*, *О.И.Маричев*, Интегралы и ряды: Специальные функции, Наука, М., 1983.
26. *A.Romeo*, *A.A.Saharian*, J. Phys., **A35**, 1297, 2002.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 МАЙ, 2004 ВЫПУСК 2

УДК: 524.7

Обзоры

СВЕРХАССОЦИАЦИИ И ЗВЕЗДНЫЕ КОМПЛЕКСЫ В ГАЛАКТИКАХ

Ю.Н.ЕФРЕМОВ

Поступила 24 июля 2003

Принята к печати 10 октября 2003

Рассматриваются основные характеристики звездных комплексов и сверхассоциаций и различия между этими типами гигантских группировок молодых звезд. Главное из них состоит в том, что сверхассоциации являются результатом индуцированного звездообразования, тогда как в звездных комплексах звезды и скопления возникают в результате спонтанных процессов, обычных в галактических газовых дисках.

1. *Введение. Очерк истории сверхассоциаций и комплексов.* Как известно, в 1947г. В.А.Амбарцумян [1] ввел понятие звездных ассоциаций для обозначения больших группировок горячих звезд, разреженных и потому предположительно гравитационно-несвязанных. Размеры их были оценены в 30-200 пк. Затем, уже с конца 1950-х годов стало появляться все больше данных о том, что подобно тому, как горячие молодые звезды встречаются обычно не поодиночке, а в ассоциациях, так и сами OB-ассоциации образуют группы. Для нашей Галактики это было впервые показано Копыловым [2].

В 1958г. В.Бааде, в своих Гарвардских лекциях, рассказывая о больших группировках голубых звезд в Большом Магеллановом Облаке (БМО), говорил: "Шепли заметил их несколько лет назад и назвал созвездиями; я думаю, что по аналогии с термином "ассоциации" мы можем назвать их сверхассоциациями..." Он отметил, что "очень важно осознать, что звездообразование происходит на двух масштабах - в ассоциациях, как их определил Амбарцумян, с диаметрами порядка 10 или 100 пк и в обширных областях с диаметрами в 500 пк или даже 600 пк" [3].

Независимо от Бааде термин "сверхассоциации" (СА) ввели в употребление Каллоглян [4] и Амбарцумян и др. [5]. Авторы [5] нашли, что из 68 исследованных ими галактик 12 имеют СА. Границу между сверхассоциациями и яркими ассоциациями они провели у $M_B = -14$.

Провести разграничение между различными типами молодых звездных группировок нелегко. Забегая вперед, скажем, что это является следствием их иерархического строения, отражающего фрактальную структуру межзвездной среды, и отсутствия предпочтительного размера для каждого типа группировок - что впрочем остается дискуссионным.

Так, Воронцов-Вельяминов [6] одно время настаивал на том, что реальными группировками в нашей Галактике являются именно звездные облака, а ассоциации отвечают лишь "окнам прозрачности" в направлении этих облаков. Позднее же он пришел к выводу, что "размеры сгущений сверхгигантов в M33, начиная со звездных облаков диаметром в 500 пк, без перерыва уменьшаются до размеров обычных звездных скоплений, так что естественного разделения этих сгущений на типы, различающиеся своими диаметрами, не существует" [7], а затем выделил в этой галактике 65 "крупных компактных групп сверхгигантов, которые, если угодно, можно назвать ассоциациями"; их средний диаметр он определил в 90 пк [8].

В противоположность этому, ван ден Берг [9], выделив в M31 188 группировок голубых звезд со средним диаметром в 480 пк, обозначил их как звездные ассоциации, и заключил, что в нашей Галактике размеры ассоциаций впятеро меньше лишь потому, что в ней мы способны выделить лишь более плотные части ассоциаций. (Беседы и переписка с этим выдающимся астрономом показывают, что он и по сей день придерживается этой точки зрения).

Затем было обнаружено, что в нашей Галактике в обширных группах (с размером в 0.5-1 кпк), часто включающих и OB-ассоциации, сконцентрированы и звезды значительно более старые - цефеиды. Эти группы получили название звездных комплексов [10]. Позднее Ефремов [11] подметил, что и в группировках ван ден Берга в M31 концентрируются цефеиды, и по этому признаку и по размерам они тождественны звездным

Рис.1. Звездные комплексы в спиральных рукавах M31. Сверхассоциация OB78 = NGC206 - близ правого края рисунка, заимствованного из работы ван ден Берга [9].

комплексам Галактики. Затем Ефремов и др. [12] по крупномасштабным пластинкам галактики Андромеды в синих лучах нашли, что группировки звезд, наиболее яркие в ультрафиолетовых лучах имеют средний размер лишь в 80 пк (как и ассоциации в БМО) и при этом 95% из них находятся внутри больших группировок голубых звезд. Иными словами, как и в

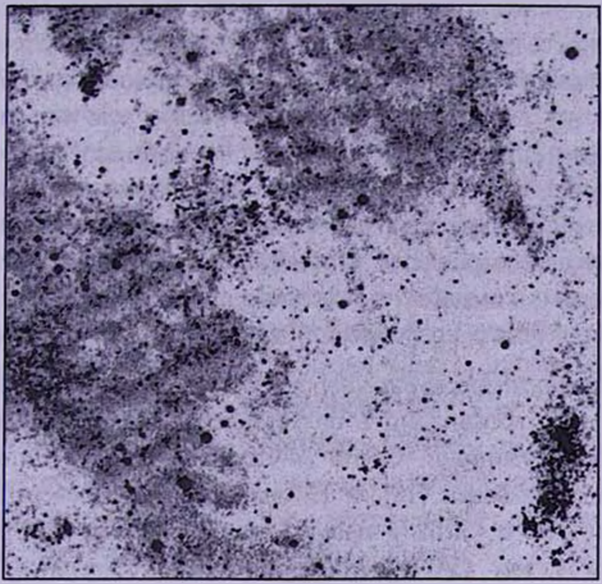


Рис.2. Сверхассоциация OB78 (справа внизу) и нормальный звездный комплекс OB21 (близ середины) в галактике Андромеды. Использовалась пластинка 2-м телескопа на горе Рожен (Болгария).

нашей Галактике, в M31 ассоциации находятся внутри звездных комплексов (рис.1 и 2).

Итак, звездные комплексы выделяются как группировки сверхгигантов (особенно цефеид) и звездных скоплений с размером до 1 кпк и возрастом до 100-200 млн лет. Оказывается при этом, что около 90% ассоциаций находятся внутри звездных комплексов; это установлено по крайней мере для нашей Галактики и ряда галактик Местной группы [13,14].

Теперь мы можем сказать, что звездные комплексы, целиком охваченные звездообразованием, определяются как сверхассоциации. В нормальных галактиках они встречаются редко - в Местной группе галактик сверхассоциаций известно только две или три (30 Dor в БМО, NGC 604 в M33 и NGC 206 в M31), сравнительно с минимум тремя сотнями звездных комплексов. Важно при этом, что все известные и достаточно близкие сверхассоциации всегда можно разбить на отдельные ассоциации (30 Dor в БМО, например, содержат не менее 19 ассоциаций, собранных в трех группах, три богатых молодых скопления и много небольших скоплений [13]).

Иерархическое скучивание молодых звезд высокой светимости, вытекающее из вышеописанных работ, и отмеченное эксплицитно впервые в работах Ефремова [15] и Фейнцингера и Браунсфурта [16], очевидно отражает распределение исходных газовых облаков (а лучше сказать, пространственное распределение плотности звездообразующего газа, см. ниже).

Понимание его причин составляет крупнейшую проблему в исследовании крупномасштабных процессов звездообразования [17].

В отличие от комплексов, сверхассоциации, как правило, содержат много ионизованного водорода и в последние годы все чаще обозначаются как сверхгигантские области HII, а также как *starburst clumps*. Они обычны в карликовых галактиках с активным звездообразованием, которые часто рассматриваются как реликты строительных блоков больших галактик. Изучение звездных комплексов и сверхассоциаций приводит нас к самым актуальным проблемам современной астрофизики.

2. *Сверхассоциации и взрывы звездообразования.* Систематическое исследование сверхассоциаций в более далеких галактиках было начато в Бюраканской обсерватории. Среди 84 галактик ранних типов (Sc, SBc и Irr), изученных Шахбазян [18], в 15 она обнаружила сверхассоциации со средним диаметром в 450 пк и нашла, что нет минимума в распределении по светимости между СА и ассоциациями. В спиральных галактиках с ультрафиолетовым избытком и встречаемость, и размеры сверхассоциаций существенно выше; Петросян, Саакян и Хачикян [19] нашли, что в таких галактиках диаметр сверхассоциаций составляет 1.0 кпк (хотя встречаются объекты с поперечником до 4 кпк), а средняя светимость M_B равна -15^m (диапазон светимостей от -10^m до -18^m). Присутствие больших и ярких СА само по себе может быть причиной наличия ультрафиолетового избытка.

Фотометрия сверхассоциаций очень трудна и надежных данных очень мало. Между тем многоцветная фотометрия могла бы дать оценки возраста, состава звездного населения и вклада областей HII в интегральную светимость комплекса и тем самым установить, имеется ли непрерывный переход от типичных сверхассоциаций к типичным звездным комплексам.

Врей и Вокулер [20] получили величины B для ярчайших сверхассоциаций (отобранных именно как голубые яркие пятна) в 78 галактиках; они нашли, что интегральные величины заключены в пределах от -10^m до -15^m, причем светимость измеренных ими группировок растет с уменьшением показателя цвета, что косвенным образом свидетельствует о том, что более молодые СА не являются наименьшими по размерам. Вопрос о том, имеется ли разрыв в распределении по размерам между ассоциациями и сверхассоциациями, остается открытым.

Компактные голубые галактики (называемые также карликовыми

HII галактиками) часто неотличимы по своим свойствам (во всяком случае, спектральным) от больших сверхассоциаций и давно уже рассматриваются как межгалактические сверхгигантские HII области. Важное отличие состоит однако в том, что в этих галактиках почти всегда обнаруживаются признаки наличия звезд и с населением в несколько миллиардов лет. Это, как и низкое содержание металлов в большинстве таких галактик, указывает на то, что в них вспышка звездообразования произошла в уже существовавшей галактике и связана в большинстве случаев с взаимодействием с другими галактиками [21]. Характерные размеры областей наиболее активного звездообразования в этих галактиках также составляют несколько сотен парсек [22].

Как вероятные реликты строительных блоков больших галактик, дожившие до нашего времени в изоляции, они пользуются возрастающим вниманием у исследователей космогонии галактик и космологии. Эти галактики часто содержат гигантские молодые скопления, прогениторы классических шаровых скоплений, и таким образом могут нам рассказать об условиях, имевшихся в формирующихся больших галактиках десяток миллиардов лет назад (см., например, [23-26]). Доля "нормальных" галактик, содержащих несколько сверхассоциаций, возрастает с увеличением расстояния и уменьшением возраста галактики; их много среди далеких галактик в глубоких полях HST [27].

Одной из ближайших галактик, содержащих несколько сверхассоциаций, является NGC 7673 = Mrk 325, в которой имеется пять областей взрывного звездообразования с размерами около 1 кпк; в каждой из них имеется по десятку молодых массивных скоплений, а светимость одного из clump'ов в основном обусловлена единственным сверхгигантским молодым скоплением [28] - как и в комплексе Ходжа в NGC 6946 (см. [29,30]). Подобные скопления известны уже во многих взаимодействующих галактиках, исследованных с HST, и во многих случаях они образуют комплексы; такие одиночные скопления почти всегда погружены в комплексы более слабых скоплений и звезд.

Сравнение работы [28], основанной на данных HST, с предыдущими исследованиями Mrk 325 особенно ярко показывает значение высокого пространственного разрешения для выводов о морфологии и связи между возрастами и размерами молодых звездных группировок. Эта галактика по темпу звездообразования на единицу площади сравнима лишь с немногими еще более удаленными, и данные о нескольких сверхассоциациях в Местной группе могут быть непредставительными.

Столкновения газовых облаков при взаимодействии галактик являются очевидной причиной формирования сверхассоциаций. Особенно ярко это видно на примере гигантского комплекса, который содержит около 40 молодых массивных скоплений и находится посередине между соприкасающимися галактиками NGC 6621/2; он обнаруживает собственное вращение [31].

Падение быстрых облаков на диск галактики также может быть причиной формирования областей активного звездообразования. Возможно, однако, и действие эндогенных причин - приступа звездообразования в результате столкновения ударных волн (связанных прежде всего со множественными взрывами сверхновых звезд), распространяющихся в газовом диске галактик от действующих по соседству и одновременно очагов спонтанного звездообразования [32].

Понятно, что этот механизм с большей вероятностью действует в галактиках с более высоким темпом звездообразования, чем бы последнее не объяснялось. Поскольку толщина газовых дисков галактик возрастает к их краям, он может объяснить и преимущественное положение сверхассоциаций на окраинах галактик - при большей толщине газового диска больше вероятность столкновения расширяющихся оболочек до их прорыва из газового диска. Активное звездообразование в ядрах галактик мы в этой статье не рассматриваем.

3. *Природа звездных комплексов.* Данные о фрактальном распределении размеров газовых облаков приводят к выводу, что не должно быть предпочтительных размеров и у молодых звездных группировок. Согласно теории звездообразования, определяемого взаимодействием турбулентности и гравитации, их размеры должны быть тем больше, чем они старше, пока мы не приходим к звездным комплексам, размеры которых определяются уже параметрами содержащей их галактики (см. [33,17]).

Обнаружение у ассоциаций среднего размера (около 80-100 пк), примерно одинакового у разных галактик [14], что подтверждается данными и для далеких галактик [34], в таком случае могло бы быть следствием близости возрастов всех группировок, обозначаемых как ассоциации. В нашей Галактике выделение ассоциаций действительно проводилось всегда по каталогам ранних звезд, но подобных ограничений не существует для других галактик.

Физически выделенные размеры у звездных группировок появляются тогда, когда мы подходим к масштабам, соответствующим толщине спирального рукава или газового диска галактик. Это размеры наибольших округлых, еще не растянутых дифференциальным вращением звездных комплексов, которые, как оказалось, зависят от динамических и морфологических параметров, содержащих комплексы галактик - размеры таких комплексов больше у галактик больших размеров и светимостей [35]. Такие комплексы являются, по-видимому, потомками сверхгигантских газовых облаков, обособившихся вследствие действия крупномасштабной гравитационной нестабильности в газовом диске галактики.

Однако в картине звездообразования в фрактально структурированном газе, параметры которого определяются прежде всего турбулентностью, по-видимому, трудно говорить о физической общности происхождения звезд комплекса и вопрос об особом механизме происхождения звездных комплексов в этом случае снимается. Их можно тогда рассматривать просто как наибольшие из структур, еще сохранивших округлую форму в сети межзвездного газа, охваченной звездообразованием.

Косвенные признаки увеличения размеров области звездообразования с возрастом были найдены в БМО в работе [33], а в работе [36] были сопоставлены размеры и возрасты многих группировок в нескольких галактиках и сделан вывод о наличии корреляции между ними. Однако отсутствие измерений блеска в ультрафиолете делает возрасты, использованные в этой работе, ненадежными; кроме того, использовались и небольшие объекты, которые могут быть гравитационно-связанными скоплениями. Пренебрежение классификацией рассматриваемых звездных группировок затрудняет и понимание заключения Селмана и Мельника [37] о том, что "сверхассоциации" являются частью фрактальной иерархии структур, размеры которых простираются от звездных до размеров целой галактики. Обе работы на самом деле практически не включают объекты, которые можно было бы классифицировать как сверхассоциации.

Как уже говорилось, Эльмегрин и др. [35] нашли, что размеры наибольшего в галактике звездного комплекса увеличиваются с размерами галактики и объяснили это возрастанием масштабов крупномасштабной гравитационной нестабильности вращающегося галактического диска с увеличением размеров галактики. Авторы [37] считают этот вывод результатом эффекта величины выборки и настаивают на универсальности фрактального распределения звездных группировок по размерам. Во всяком случае, в регулярных спиральных рукавах несомненно образуются изолированные сверхоблака, внутри которых появляется со временем звездное население комплекса.

Необходимы новые исследования связи между размером молодых звездных группировок и их возрастом. Другим важнейшим нерешенным вопросом является возможность индивидуального образования даже массивных звезд, по-видимому, возможное в газе, обладающем мелкомасштабной турбулентностью. Исследование комплексов, населенных либо только звездами, либо только скоплениями, может сказать, какие механизмы определяют моду звездообразования [38].

4. *Различия между сверхассоциациями и комплексами.* Рождение сверхассоциаций является следствием возникновения особо благоприятных физических условий для вспышки крупномасштабного коллективного

звездообразования в изолированной большой области. Само существование интенсивного процесса звездообразования в области с размером около 1 кпк является нарушением соотношения возраст - размер. Сверхассоциации не могут быть продуктом спонтанного звездообразования в турбулентном газе. В то же время они иногда встречаются и в нормальных галактиках, так что взаимодействие галактик не является единственным условием их образования.

Размеры комплексов и сверхассоциаций похожи и главные отличия между ними состоят в том, что 1) дисперсия возрастов звезд в сверхассоциациях невелика, по-видимому, не более ~30 млн лет; 2) вся область сверхассоциации охвачена текущим звездообразованием, т.е. содержит O и WR звезды, сконцентрированные в скоплениях и ассоциациях, а также ионизованный газ; 3) сверхассоциации встречаются гораздо реже комплексов. Данные о Местной группе галактик показывают, что в нормальных галактиках они составляют не более 1% от общего числа комплексов [39].

Эти три отличия означают, что сверхассоциации не могут рассматриваться как кратковременная начальная стадия эволюции, через которую проходит каждый звездный комплекс. Остается возможность, что первоначально вспышка звездообразования охватывает весь комплекс (называемый тогда сверхассоциацией), а затем продолжается долгое время лишь в отдельных его местах (рис.1 и 2). Однако ряд данных свидетельствует о том, что продолжения звездообразования в сверхассоциациях на срок, существенно превышающий возраст его самых старых звезд, ожидать нельзя. Так, в сверхассоциации NGC 206 = OB78 в M31 больше нет ни атомарного, ни молекулярного водорода, - он пошел на звездообразование, а остатки его были изгнаны на периферию сверхассоциации, где и наблюдаются еще слабые области HII. Нет заметных запасов молекулярного газа и в сверхассоциации 30 Dor - большие облака HI и H_2 наблюдаются лишь за ее пределами близ юго-западной границы.

Еще более определенные свидетельства о малой протяженности периода активного звездообразования являют постаревшие сверхассоциации, которые выглядят как звездные комплексы с аномально высокой плотностью звезд высокой светимости и аномально малой дисперсией возрастов. Так, весьма высокая плотность цефеид на востоке бара БМО в области с поперечником около 300 пк сочетается с малым интервалом их периодов и, значит, возрастов [38]. Содержащий сверхгигантское молодое скопление комплекс Ходжа в NGC 6946 также можно рассматривать как постаревшую сверхассоциацию. Возраст звезд высокой светимости в нем заключен в пределах 5-30 млн лет и плотность их очень высока, а области HII находятся у границы комплекса [29,30].

Старейшие звезды и скопления в комплексах имеют возраст до 150 млн лет и в тех же комплексах обычно имеются и области продолжающегося звездообразования. Иными словами, кратковременная вспышка интенсивного звездообразования наблюдается в сверхассоциациях, но не в комплексах. Она явно стимулирована какими-то особыми редкими причинами. Дугообразная форма сверхассоциаций AS 102 в NGC 300 и HS 137 = IC133 в M33, погруженных в облака HII, явно об этом свидетельствует; близ обоих дуг находятся яркие рентгеновские источники, возможные реликты явлений, ответственных за их образование [40,41].

Еще более яркий пример индуцированного звездообразования являет система звездных комплексов в БМО, два из которых имеют форму совершенно правильных дуг окружностей. На их примере мы рассмотрим возможные механизмы возбуждения интенсивного звездообразования. Отметим, что разброс возрастов в этих комплексах невелик, а плотность звезд высока, так что это несомненно постаревшие сверхассоциации.

5. *Система дугообразных звездных комплексов в БМО.* В области газовой сверхоболочки LMC4 на северо-востоке БМО наблюдаются четыре или пять гигантских (с радиусом в 150-300 пк) дуг, образованных звездами высокой светимости и молодыми скоплениями. Самую яркую из этих дуг первыми отметили в 1966г. Вестерлунд и Метьюсон [42]. Ныне она известна как ассоциация LH77 или же "Квадрант"; вторая четкая дуга получила название "Секстант" [43]. Три прочие дуги могут быть

Рис.3. Гигантские звездные дуги в БМО. Квадрант в центре и Секстант справа внизу. Они являются частями правильных окружностей.

нереальными (рис.3).

Происхождение дуги Квадранта и водородной полости LMC4, внутри которой она находится, Вестерлунд и Метьюсон [42] объяснили взрывом гипотетической сверх-сверхновой. Имевшиеся в то время карты распределения HI имели низкое разрешение и эти авторы заключили, что гигантская звездная дуга замыкает с юга полость в HI - дуга возникла в той стороне сверхоблочки HI, где больше плотность окружающего газа. На самом деле дуга Квадранта находится глубоко внутри HI оболочки LMC4 (рис.4).

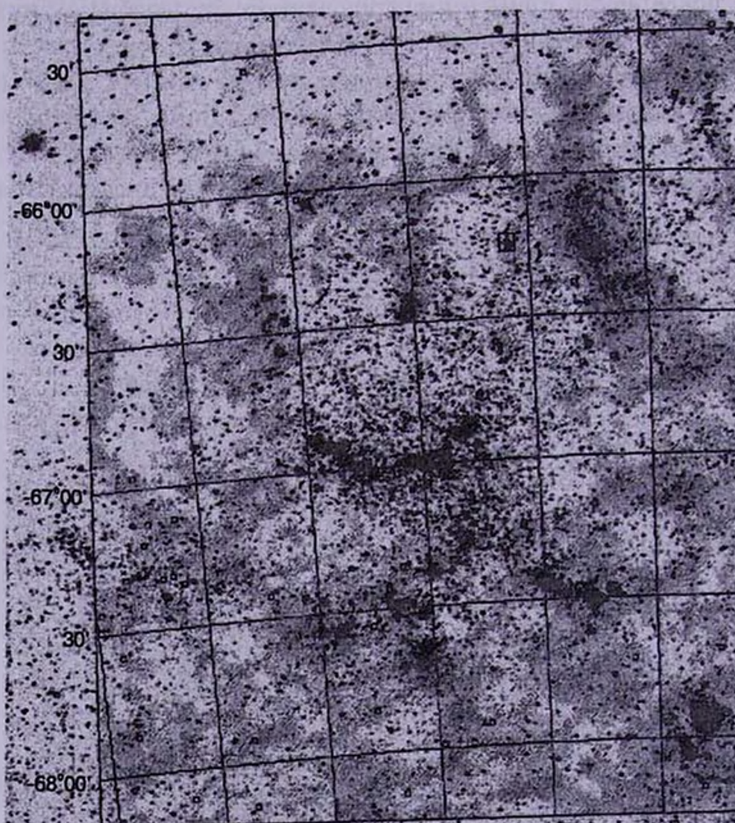


Рис.4. Звездные дуги в БМО на фоне распределения HI в области сверхоболочки LMC4. Скопление NGC 1978 отмечено квадратиком.

Эту дугу ярких голубых звезд Вестерлунд и Метьюсон [42] отождествили (неверно, см. [43]) с "созвездием III" Шепли. Они, однако, не заметили, что по соседству с рассматриваемой звездной дугой, находятся еще несколько. Их существование было впервые отмечено в краткой статье Ходжа [44] об "остатке сверх-сверхновой в NGC 6946", в которой он дал схему "созвездия III" в БМО и несколько схожего образования в спиральной галактике NGC 6946. Этот объект в NGC 6946 - единственная структура, которую Ходж (частное сообщение) обнаружил при систематических поисках чего-то похожего на систему звездных дуг в БМО. Природа его будет рассмотрена в другой статье.

Проблема возникновения этой системы дуг была рассмотрена тридцать лет спустя в работе Ефремова и Эльмегрина [43]. Оценив возрасты скоплений, входящих в дуги по существующим измерениям их интегральных показателей цвета, авторы нашли, что возраст и радиус Квадранта составляют около 16 Муг и 280 пк, а Секстанта соответственно 7 Муг и 170 пк. Важно при этом, что разброс возрастов скоплений в каждой из дуг очень мал и не превышает ошибки их определения (2-3 млн лет). В предположении, что дуги расширяются с одинаковой скоростью, ее можно оценить из этих данных в ~12 км/с [45].

Легко убедиться в том, что Квадрант и Секстант являются частями правильных окружностей, а не эллипсов, соответствующих наклону плоскости БМО к картинной плоскости (около 33 градусов) (рис.5).

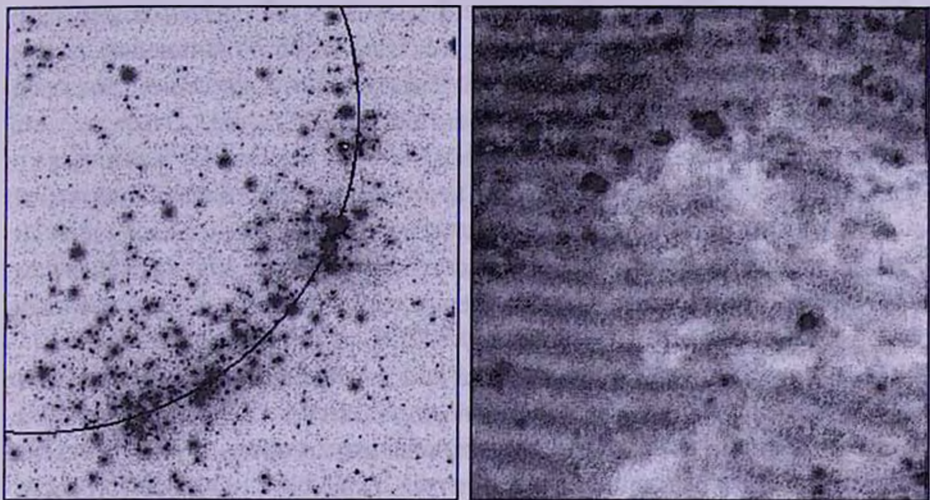


Рис.5. Наверху - комплекс Секстанта (изображение получено на UIT) представлен дугой идеальной окружности (север слева вверху), внизу - дугообразный комплекс из 5 (включая одно тройное) скоплений на востоке M83 (изображение получено на VLT). В центре его скоплений нет, см., [45].

Предположение о том, что обе дуги лежат в плоскостях, наклоненных к диску БМО именно таким образом, чтобы скомпенсировать его наклон к картинной плоскости, кажется искусственным, хотя известен наклон в 18 градусов между плоскостями Галактики и звездного комплекса Местной системы (пояса Гульда). Более вероятно, что обе дуги являются видимыми в проекции частями сферических оболочек. Это предположение подтверждается сравнением прямого изображения Квадранта с моделью сегмента сферического слоя, случайным образом заполненного точками.

Наилучшее согласие достигается при толщине слоя 0.2 радиуса и углом при центре в 130 градусов, если центральный радиус-вектор сегмента сферы мы видим под углом около 10 градусов к картинной плоскости.

В статье Ефремова и Эльмегрина [43] правильная круговая форма дуг Квадранта и Секстанта была объяснена их образованием из газа, нагребенного давлением излучения О-звезд и взрывов сверхновых, которые могли быть в их центрах; необходимая для этого энергия составляет около 10^{52} эрг. Эти авторы отметили концентрацию А-сверхгигантов близ центра Квадранта, которая могла быть остатком ассоциации, и существование небольшого неизученного скопления близ центра Секстанта. В них должны были вспыхнуть до нескольких десятков сверхновых, чтобы дать необходимую энергию центрального давления.

Газовые сверхоболочки, образованные коллективным действием сверхновых и О-звезд очевидно должны существовать, и теория указывает, что они должны распадаться на звездные скопления, расположенные по дуге окружности. Однако реальных примеров таких звездных структур очень мало (рис.5), а наличие внутри их более старого скопления, звезды которого могли бы быть источником центрального скопления, доказано лишь в единственном случае в галактике IC 2574 [46]. Отметим, что более молодые скопления расположены в этом комплексе хаотическим образом, отнюдь не образуя дуг или цепочек, а рентгеновское излучение от внутренней части водородной полости, считавшееся приходящим от горячей плазмы, как это и следовало из теории образования сверхоболочек вследствие множественных взрывов сверхновых звезд, оказалось обязанным точечному рентгеновскому источнику [47].

Различные гипотезы о происхождении сверхоболочек рассмотрены в работах [40,41]. В целом проблема возникновения сверхоболочек HI с диаметрами около 1 кпк, для возникновения которых нужны энергии порядка 10^{52}-10^{53} эрг, не может считаться решенной. Об этом говорит уже отсутствие сверхоболочек вокруг почти всех скоплений подходящего возраста и массы, а не только отсутствие родительских скоплений внутри почти всех известных сверхоболочек. Именно последнее обстоятельство стимулировало работы по объяснению сверхоболочек падением на газовый диск галактики быстрых облаков, и первая такая работа была стимулирована именно необходимостью объяснения происхождения дуги Квадранта (Тенорио-Тагле [48]).

Позднее Ефремов [49] и Ефремов и Эльмегрин [50] отметили трудности гипотезы о происхождении звездных дуг в БМО, предложенной в [43]. Непонятно, почему именно вокруг малозаметных скоплений могли бы возникнуть столь необычные структуры, отсутствующие вокруг великого множества более богатых скоплений такого же возраста. Еще более непонятно, почему гигантские звездные дуги, вообще очень редкие структуры, имеются в БМО в количестве не менее двух (а возможно пяти) и к тому же находятся по соседству друг с другом. Однородная малая плотность газа внутри HI оболочки LMC4 могла бы возможно объяснить правильную форму Квадранта, находящегося близ середины полости LMC4. Однако она скорее является результатом последующего воздействия звезд Квадранта на межзвездную среду. Не менее правильная дуга Секстанта окружена плотными облаками HI и HII, которые имеются и внутри дуги (рис.4).

Скопления, расположенные вдоль периферии LMC4, в большинстве не моложе скоплений дуги Квадранта, так что их происхождение вряд ли связано с этой оболочкой, градиент возрастов отсутствует [51]. Фотометрические данные, полученные в этой работе, не подтвердили наличия близ центра Квадранта звездной группировки подходящего для формирования этой дуги возраста.

В качестве источника энергии порядка 10^{52}-10^{53} эрг, пригодного для образования сверхоболочек нагребенного газа, рассматривались всплески гамма-излучения (GRB) (см. [49] и ссылки там). Концентрация звездных дуг в одной области БМО при этом объяснялась выбросом их прогениторов из плотного скопления при динамическом взаимодействии звезд. Такое скопление, NGC 1978 - массивное и плотное, действительно существует в этой области и оно было предложено в качестве источника выброшенных из него тесных систем компактных объектов, которые слившись в гамма-всплеске, могли породить систему звездных дуг неподалеку от скопления [49].

В работе Ефремова и др. [52] было показано, что как единовременный мощный изотропный взрыв, так и длительное поступление энергии из центра, находящегося внутри, но на окраине плотного облака, может объяснить наблюдаемые характеристики дуги Секстанта, сходные расстояния между скоплениями которого интерпретируются при этом как результат развития гравитационной нестабильности в газовой оболочке. Иными словами, для объяснения звездных дуг в этой гипотезе требуется высокая неоднородность среды и специальное положение источника давления.

В работе [52] было также показано, что сегмент сферической газовой оболочки возникает и в случае изотропного взрыва вне плоскости газового диска; такая локализация равновероятна с любой другой, если прогениторы взрыва были выброшены из звездного скопления. Изотропный взрыв на известной высоте над плоскостью симметрии газового диска дает в проекции одностороннюю дугу (проекцию сферического сегмента), но при этом линия, соединяющая середину дуги с ее центром кривизны, должна быть перпендикулярна линии пересечения плоскости галактики с картинной плоскостью, что резко противоречит ориентации всех дуг БМО, кроме Пятой дуги [52]. Итак, гипотеза изотропного центрального давления совместима лишь с предположением о локализации его источника на окраине плотного облака.

Гипотеза о наклонном падении группы облаков могла бы объяснить соседство всех дуг, равно как и близкую ориентацию дуг Квадранта и Секстанта (хотя ориентации Третьей и Пятой дуг совсем другие, их реальность под сомнением). Эта гипотеза самым естественным образом объясняет отсутствие парных дуг (симметричных относительно поворота на 180 градусов вокруг центра кривизны) и их правильную форму, напоминающую форму лидирующего края некоторых галактик, движущихся в сопротивляющейся среде [40,41].

Концентрация дуг в северо-восточном углу БМО тогда может быть связана с тем, что именно он смотрит на центр нашей Галактики. На передней поверхности падающих под малым углом к плоскости БМО плотных облаков образуется головная ударная волна, в которой затем происходит звездообразование. Результирующий звездный комплекс на какое-то время сохраняет форму породившей его ударной волны.

Однако веские возражения против объяснения особенностей области LMC4 падением высокоскоростных облаков выдвинули Браун и др. [51]. Трудно совместить с гипотезой падения группы облаков существенно разный возраст дуг. И самое главное, еще Домгорген и др. [53] отметили, что как морфология, так и кинематика нейтрального водорода в области LMC4 не согласуются с гипотезой выпадения в ней высокоскоростных облаков. Было бы, однако, желательно более детальное рассмотрение данных об HI именно вдоль возможной траектории наклонного падения облаков, задаваемой положением и ориентацией дуг Квадранта и Секстанта.

Остается рассмотреть возможность образования звездных дуг под действием "направленных взрывов" - джетов - либо широких, либо узких, - но тогда мультипрецессирующих. Направленный взрыв гиперновой, по-видимому, исключен, но мультипрецессирующие длительно действующие джеты, рабочие поверхности которых заполняют с течением времени сегменты сферических оболочек, остаются заслуживающей рассмотрения возможностью. В применении к гамма-всплескам ее выдвинул Фаржион (см. [54]) и она остается дискуссионной.

Однако известны объекты, длительно испускающие релятивистские струи электронов и позитронов, которые являются результатами взрыва сверхновой в тесной двойной системе. Эти струи взаимодействуют с веществом и могут инициировать звездообразование. Иными словами, это те из рентгеновских двойных звезд, которые временами испускают узкие релятивистские джеты и известны как микроквазары [55].

Правда, прецессия джетов наблюдается лишь в одном из них - в SS433. Вокруг SS433 - звездного остатка сверхновой W50 с возрастом $2 \cdot 10^4$ лет уже наблюдается расширяющаяся оболочка HI с радиусом около 60 пк; кинетическая энергия джетов SS433 составляет $\sim 10^{39}$ эрг/с и за время жизни остатка (около 20 000 лет) они поставили в межзвездную среду $\sim 10^{51}$ эрг; масса уже нагребенного газа составляет ~30 000 солнечных [56]. Для образования звездных дуг в БМО потребовалось около 10^{52} эрг [43], так что если стадия истечения джетов, подобных наблюдаемым в SS433 продлится 10^5 лет, они могли бы такие дуги создать. Полный раствор конуса прецессии (~40 градусов в случае SS433) джетов в таком случае может определять телесный угол при центре сегмента сферической поверхности, которая (видимая сбоку) будет выглядеть как звездная дуга.

Однако же область контакта рабочей поверхности джета с межзвездным веществом сама по себе может быть источником энергии для формирования расширяющейся оболочки, нагребающей окружающий газ. Такого рода сверхгигантские оболочки известны вокруг концов джетов, истекающих из ядер радиогалактик. Угол при центре дуги в таком случае не связан с углом раствора прецессионного конуса джета и вообще сама прецессия может не иметь места.

Моисеев и др. [57] выдвинули гипотезу о том, что конусы ионизации, характеризующие морфологию областей, излучающих узкие линии в ряде Сейфертовских галактик, связаны с гидродинамической нестабильностью, вызванной скачком скоростей между межзвездной средой и джетом, испускаемым ядром галактики; при этом оси конусов совпадают с осями джетов, а углы при центре конусов могут составлять 50-60 градусов. Мы можем допустить, что горячий газ на рабочей поверхности такого широкого конуса вокруг узкого джета способен инициировать звездообразование в сферическом сегменте нагребенного межзвездного газа, и что аналогичная ситуация может иметь место для джетов гамма-всплесков и/или микроквазаров.

Для второй, противоположно ориентированной парной дуги от того же источника в диске БМО просто нет места, поскольку его толщина меньше радиуса звездной дуги - второй джет бьет в пустоту.

Ситуация в целом может быть подобна таковой близ концов радиоджетов из ядер галактик, стимулированное которыми звездообразование хорошо известно в галактиках Cen A и NGC 4258. В последней галактике у концов джета наблюдаются и газовые образования, имеющие характерную дуговую форму головной ударной волны [58]. Теория процесса звездообразования, стимулированного джетами, разработана еще плохо (см. [59]), однако признаки звездообразования действительно наблюдаются и близ концов джетов некоторых из галактических "микроквазаров" [60].

Итак, воздействие на межзвездную среду и индуцирование звездообразования - реально наблюдаемые свойства микроквазаров. Наблюдаются у них и высокие пространственные скорости, позволяющие допустить рождение некоторых из них в звездном скоплении и уход из него. Так, с высокими скоростями двигаются микроквазары GRO J1655-40, Cyg X-1 и LS 5039 (последний со скоростью 150 км/с), Рибо и др. [61].

Микроквазары в БМО пока не известны (во всей нашей Галактике их пока обнаружено около 15), но уникальная для БМО концентрация рентгеновских двойных действительно наблюдается именно неподалеку от NGC 1978 (Ефремов, [49]). Отметим также, что именно в этой же области, к востоку от NGC 1978, расположен самый яркий в БМО мололой остаток сверхновой N49, в котором находится единственный известный за пределами Галактики источник мягкого повторяющегося гамма-излучения, SGR 0526-66, открытый 5 марта 1979г. Вспышки гамма-излучения также не могут быть исключены из списка возможных прогениторов звездных дуг в БМО, тем более что связанные с GRB релятивистские джеты могут быть подобны джетам микроквазаров и активных ядер галактик, и могут взаимолействовать с окружающим веществом [62]. Кроме того, появление GRB в результате слияния нейтронных звезд остается реальной возможностью [63,64], а такие пары, как и рентгеновские двойные, могут формироваться в плотных ядрах скоплений и затем выбрасываться из них.

Возможно, что концентрация рентгеновских двойных неподалеку от NGC 1978 объясняется именно рождением их прогениторов в этом скоплении. Предположение о том, что значительная часть рентгеновских двойных родилась в шаровых скоплениях при динамических взаимодействиях

Рис.6. Слева - распределение звездных скоплений в БМО, справа - распределение рентгеновских двойных звезд в БМО, скопление NGC 1978 отмечено кружком.

в плотном ядре скопления и были затем из них выкинуты, было высказано давно и ныне хорошо обосновано и наблюдательными, и теоретическими данными (см., например, [65]).

Само распределение рентгеновских двойных в БМО, резко отличающееся от распределения звездных скоплений (и звезд вообще), неоспоримо показывает, что эти объекты часто имеют высокие скорости, позволяющие им уйти далеко от места рождения. Особенно показательно присутствие рентгеновских двойных на окраинах БМО, далеко от областей звездообразования (рис.6).

Трудностью гипотезы о рождении прогениторов звездных дуг в NGC 1978 представлялось эксцентричное положение скопления относительно системы дуг, к северу от них. Однако к северу от скопления на краю БМО плотность HI уже очень мала, так что взаимодействие источника энергии с межзвездной средой здесь вряд ли могло привести к звездообразованию. Рентгеновские же двойные известны и далеко к северу от скопления.

Так или иначе, пример звездных дуг в БМО показывает, что области с кратковременным интенсивным звездообразованием (сверхассоциации, localized bursts of star formation) образуются именно под действием тех или иных высокоэнергичных процессов, воздействовавших на межзвездную среду.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 03-02-16288 и НШ 389.2003.2. Широко использовались данные Astrophysics Data System NASA.

Гос. Астрономический институт им. П.К.Штернберга, МГУ,
Россия, e-mail: efremov@sai.msu.ru

Reviews

SUPERASSOCIATIONS AND STELLAR COMPLEXES IN GALAXIES

Yu.N.EFREMOV

The main properties of the stellar complexes and superassociations are considered, as well as the differences between these types of the giant assemblages of the young stars. The main difference is the stellar complexes being the results of the spontaneous processes common for the galaxy gas disk, the superassociations are results of the triggered star formation.

Key words: *Review:superassociation:stellar complexes*

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. ж., **26**, 3, 1949.
2. *И.М.Копылов*, Астрон. ж., **35**, 390, 1958.
3. *W.Baade*, Evolution of stars and galaxies (Harvard U. Press, 1963) (рус. пер. - Мир, М., 1966; УРСС, 2002).
4. *А.Т.Каллоглян*, ДАН АрмССР, **33**, 205, 1961.
5. *В.А.Амбарцумян*, *С.Г.Искударян*, *К.А.Саакян*, *Р.К.Шахбазян*, Бюракан. Сообщ., **33**, 3, 1963.
6. *Б.А.Воронцов-Вельяминов*, Труды 2-го Совещания по вопросам космогонии. Изд. АН СССР, М., 1953.
7. *Б.А.Воронцов-Вельяминов*, Астрон. ж., **32**, 401, 1955.
8. *Б.А.Воронцов-Вельяминов*, Астрон. ж., **33**, 205, 1956.
9. *S. van den Bergh*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **9**, 65, 1964.
10. *Ю.Н.Ефремов*, Письма в Астрон. ж., **4**, 125, 1978.
11. *Ю.Н.Ефремов*, Письма в Астрон. ж., **6**, 275, 1980.
12. *Yu.N.Efremov*, *G.R.Ivanov*, *N.S.Nikolov*, Astrophys. Sp. Sci., **75**, 407, 1981.
13. *Ю.Н.Ефремов*, Очаги звездообразования в галактиках, Наука, М. 1989.
14. *Yu.N.Efremov*, Astron. J., **110**, 2757, 1995.
15. *Ю.Н.Ефремов*, Вестник РАН XXXX **12**, 56, 1984.
16. *J.V.Feitsinger*, *E.Braunsfurth*, Astron. Astrophys., **139**, 104, 1984.
17. *B.Elmegreen*, *Yu.Efremov*, *R.Pudritz*, *H.Zinnecker*, in: Protostars and Planets IV, p.179, eds. V.Mannings et al, U. Arizona Press: 2000.
18. *Р.К.Шахбазян*, Астрофизика, **4**, 273, 1968.
19. *А.Р.Петросян*, *К.А.Саакян*, *Э.Е.Хачикян*, Астрофизика, **21**, 57, 1984.
20. *J.D.Wray*, *G. de Vaucouleurs*, Astron. J., **85**, 1, 1980.
21. *S.A.Pustilnik*, *A.Y.Kniazev*, *V.A.Lipovetsky*, *A.V.Ugryumov*, Astron. Astrophys., **373**, 24, 2001.
22. *E.Telles*, *J.Melnick*, *R.Terlevich*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **288**, 78, 1997.
23. *L.Vanzi*, *L.K.Hunt*, *T.X.Thuan*, Astron. Astrophys., **390**, 481, 2002.
24. *S.Silich*, *G.Tenorio-Tagle*, *C.Munoz-Tunon*, *L.M.Cairos*, Astron. J., **123**, 2438, 2002.
25. *Yu.I.Izotov*, *T.X.Thuan*, Astrophys. J., **567**, 875, 2002.
26. *M.R.Corbin*, *W.D.Vacca*, Astrophys. J., **581**, 1039, 2002.
27. *S. van den Bergh*, *J.G.Cohen*, *C.Crabbe*, Astron. J., **122**, 611, 2001.
28. *N.Homeier*, *J.S.Gallagher III*, *A.S.Pasquali*, Astron. Astrophys., **391**, 857, 2002.
29. *S.S.Larsen*, *Yu.N.Efremov*, *B.G.Elmegreen et al.*, Astrophys. J., **567**, 896, 2002.
30. *Yu.N.Efremov*, *S.A.Pustilnik*, *A.Y.Kniazev et al.*, Astron. Astrophys., **389**, 855, 2002.
31. *W.C.Keel*, *K.D.Borne*, astro-ph/0307025, 2003.
32. *A.D.Chernin*, *Yu.N.Efremov*, *P.A.Voinovich*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **275**, 313, 1995.
33. *Yu.N.Efremov*, *B.G.Elmegreen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **299**, 588, 1998.

34. *F.Bresolin, R.C.Kennicutt, L.Ferrare et al.*, Astron. J., **116**, 119, 1998.
35. *D.M.Elmegreen, B.G.Elmegreen, C.Lang, C.Stephens*, Astrophys. J., **425**, 57, 1994.
36. *D.M.Elmegreen, J.J.Salzer*, Astron. J., **117**, 764, 1999.
37. *F.J.Selman, J.Melnick*, Astrophys. J., **534**, 703, 2000.
38. *Ю.Н.Ефремов*, Астрон. ж., **79**, 879, 2002.
39. *Yu.N.Efremov*, in Violent Star Formation, ed. G.Tenorio-Tagle, Cambridge Univ. Press, 1994, p.61.
40. *Yu.N.Efremov*, Astron. Astrophys. Trans., **21**, 251, 2002.
41. *Yu.N.Efremov*, Astro-ph/0206408, 2002.
42. *B.E.Westerlund, D.S.Mathewson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **131**, 371, 1966.
43. *Yu.N.Efremov, B.G.Elmegreen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **299**, 643, 1998.
44. *P.W.Hodge*, Publ. ASP, **79**, 29, 1967.
45. *Ю.Н.Ефремов*, Астрон. ж., **78**, 887, 2001.
46. *S.G.Stewart, F.Walter*, Astron. J., **120**, 1794, 2000.
47. *M.W.Pakull, L.Mirioni*, astro-ph/0202488, 2002.
48. *G.Tenorio-Tagle*, Astron. Astrophys., **88**, 61, 1980.
49. *Ю.Н.Ефремов*, Письма в Астрон. ж., **25**, 100, 1999.
50. *Yu.N.Efremov, B.G.Elmegreen*, in: New Views of the Magellanic Clouds, IAU Symposium №190, ed. by You-Hua Chu et al. (Sheridan Books, Chelsea), 1999, p.422.
51. *J.Braun, K.S. de Boer, M.Altmann*, astro-ph/0006060, 2000.
52. *Yu.N.Efremov, S.Ehlerova, J.Palous*, Astron. Astrophys., **350**, 457, 1999.
53. *H.Domgorgen, D.J.Bomans, K.S. de Boer*, Astron. Astrophys., **296**, 523, 1995.
54. *Yu.N.Efremov, D.Fargion*, astro-ph/9912562, 1999.
55. *I.F.Mirabel*, astro-ph/0211085, 2002.
56. *G.M.Dubner, M.Holdaway, W.M.Goss, I.F.Mirabel*, Astron. J., **116**, 1842, 1998.
57. *A.V.Moiseev, V.I.Afanasiev, S.N.Dodonov, V.V.Mustevoi, S.S.Khrapov*, 2000, astro-ph/0006323.
58. *G.Cecil, L.J.Greenhill, C.G.DePreee et al.*, Astrophys. J., **536**, 675, 2000.
59. *G.Mellema, J.D.Kurk, H.J.A.Rottgering*, astro-ph/0209601, 2002.
60. *L.F.Rodrigues, I.F.Mirabel*, astro-ph/9811250, 1998.
61. *M.Ribo, J.M.Paredes, G.E.Romero et al.*, Astron. Astrophys., **384**, 954, 2002.
62. *A.M.Beloborodov*, Astro-ph/0305518, 2003.
63. *S.Rosswog, E.Ramirez-Ruiz, M.B.Davies*, Astro-ph/036418, 2003.
64. *Yu.N.Efremov*, In: Gamma-ray bursts in the afterglow era, eds. E.Costa, F.Frontera, J.Hjorth, p.243 (Springer: 2001) = astro-ph/0102161, 200165. D.Pooley, W.H.G.Lewin, S.F.Anderson et al. Astro-ph/0305003, 2003.
65. *D.Pooley, W.H.G.Lewin, S.F.Anderson et al.*, astro-ph/0305003, 2003.

CONTENTS

1500 др.

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)