

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 41

ФЕВРАЛЬ, 1998

ВЫПУСК 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. I. КАТАЛОГ <i>Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян</i>	5
СИЛЬНО УПЛОЩЕННЫЕ ГАЛАКТИКИ В АБАСТУМАНСКОМ СВОДНОМ КАТАЛОГЕ ГАЛАКТИК <i>Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе</i>	23
СПЕКТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК <i>В.Г.Малумян, А.А.Хачатрян</i>	35
О ПРИРОДЕ КОМПАКТНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК <i>Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян</i>	41
ПОДСТРУКТУРА ЯДРА СКОПЛЕНИЯ ДЕВЫ В ПОЛЕ ОДНОГО УГЛОВОГО ГРАДУСА <i>А.Р.Петросян, В.Г.Гурзядян, М.А.Гендри, Е.Г.Никогосян</i>	51
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДСТРУКТУРЫ ЯДРА СВЕРХСКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК ПЕРСЕЯ <i>А.А.Мелконян, Е.Г.Никогосян</i>	65
НОВЫЕ ОЦЕНКИ ЧИСЛА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД <i>А.А.Акопян</i>	73
ОБ ЭВОЛЮЦИИ ФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ ГАЛАКТИКИ <i>В.Г.Горбацкий, П.А.Тараканов</i>	81

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г.  
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան, Վ.Գ.Գորբաչկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ե.Ս.Չարդաշև, Ա.Գ.Սասնիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Յու.Տիրեբիժ, Ա.Տ.Բալլոդյան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Վ.Խարաձե, Ի.Ս.Չոպիլով, Լ.Վ.Միրզոյան, Վ.Վ.Սոբոլև (նախագահ):

**Редакционная коллегия:** Г.С.Бисноватый-Коган, В.Г.Горбачкий (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, В.Ю.Теребиж.

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

"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 предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՂՍՖԻԶԻԿԱ"-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:

*Издание журнала частично финансируется спонсором  
СУРЕНОМ ФЕСЧЯНОМ (США).*

*Հանդեսի հրատարակությունը մասամբ ֆինանսավորում է հովանավոր  
ՍՈՒՐԵՆ ՖԵՍՉՅԱՆԸ (ԱՄՆ).*

УДК: 524.7

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С ПЕРЕМЫЧКОЙ. I. КАТАЛОГ

Р.А.КАНДАЛЯН, А.Т.КАЛЛОГЛЯН

Поступила 23 октября 1997

Составлен каталог спиральных галактик с перемычкой типов SB и SAB с  $B_T \leq 13.5$  и  $\delta > -10^\circ$ . Приводятся некоторые параметры для этих галактик.

1. *Введение.* В настоящее время считается, что перемычки являются широкораспространенной структурной деталью многих дисковых галактик. По современным оценкам, одна треть спиральных галактик имеет хорошо выраженные яркие перемычки (тип SB), а еще одна треть - слабые внутренние перемычки (SAB). Перемычки наблюдаются также в неправильных галактиках, как, например, в Большом Магеллановом Облаке. В этих типах галактик перемычка обычно располагается асимметрично относительно центра материнской галактики.

В дисковых галактиках иногда наблюдаются перемычки, которые видны только на одной стороне от ядра, другая же половина или очень слаба или же отсутствует вовсе. Нередко на концах перемычек наблюдаются области повышенной яркости в виде дуг или сверхассоциаций, являющихся, по всей вероятности, очагами звездообразования.

В течение многих лет датально исследовались отдельные галактики с перемычкой. Довольно много фотометрических, морфологических, спектральных, кинематических работ. В результате этих исследований получены ценные данные, касающиеся внутренней структуры этих интересных объектов. С наличием перемычки связываются многие явления, происходящие в дисковых галактиках.

Имея в виду важную роль перемычек в наблюдаемых разнообразных явлениях дисковых галактик, мы составили полную выборку SB и SAB галактик.

2. *Описание каталога.* Для составления каталога мы использовали набор данных LEDA [1]. Были выбраны все SB - и SAB-галактики севернее  $\delta = -10^\circ$ .

Как по зависимости  $\lg N - m$ , так и по критерию  $V/V_*$  наш каталог является полным до  $13^m.5$ . Всего каталог содержит 690 объектов.

Дополнительные данные были взяты из набора данных NED\*.

В столбцах табл.1 последовательно приведены: 1. Название объекта по каталогам NGC, IC, UGC или же MCG; 2. Код морфологического типа галактик согласно RC3 [2]: -3 = E - 0, -2 = 0, 0 = 0a, 1 = a, 2 = ab, 3 = b, 4 = bc, 5 = c? 6 = c, 7 = cd, 8 = d, 9 = m, 10 = Ir. 3. Морфологический тип, где буквами S, C, I, L и D последовательно обозначены спиральные, компактные, иррегулярные, линзовидные и диффузные галактики. 4. Тип активности галактик, заимствованный из каталога активных галактик [3]. Мы использовали те же обозначения, что и в указанном каталоге, а именно: S1 и S2 означают сейфертовские галактики первого и второго типов соответственно, S3-LINER, а H2 - галактики, спектр излучения которых похож на спектр III областей. 5. Номер группы в Лионском каталоге [1], в которой находится данная галактика. 6.  $\lg R_{25}$ , где  $R_{25}$  - отношение большого и малого полуосей, соответствующих  $\delta\alpha\delta\delta 25^m$  с кв.секунды дуги. 7. Логарифм большого диаметра галактики в единицах  $0'.1$ , исправленного за наклон объекта и галактическое поглощение. 8. Видимая звездная величина  $m$ . 9. Интегральная  $B_0$  - величина, исправленная за галактическое и внутреннее поглощения, а также за красное смещение. 10 и 11. Исправленные показатели цвета  $(U - B)_0$  и  $(B - V)_0$ . 12. Радиальная виброцентрическая скорость.

В каталоге галактики расположены в порядке возрастания прямого восхождения.

Одновременно был составлен также аналогичный список для нормальных S-галактик, находящихся, однако, в интервале склонений  $[0, +30^\circ]$ . В следующих статьях мы приводим результаты сравнительного анализа данных о галактиках в этих двух выборках.

Нам приятно поблагодарить д-ра Г.Патюреля за любезную помощь в составлении карт для более чем 1000 галактик, используя набор данных LEDA. В настоящем исследовании мы использовали Лион-Медонский набор внегалактических данных (LEDA), составленный группой сотрудников LEDA CRAL - Лионской обсерватории (Франция) и NASA/IPAC внегалактический набор данных (NED), которые внедрены Jet Propulsion Лабораторией, Калтеч, по контракту с Национальной Космонавтикой и Внеатмосферной Администрацией (США).

Бюраканская астрофизическая обсерватория,  
Армения

\* NASA/IPAC Внегалактический Набор Данных (NED) внедрен Jet Propulsion Лабораторией Калифорнийского Технологического института по контракту с Национальной Космонавтикой и Внеатмосферной Администрацией.

Таблица 1

## КАТАЛОГ ГАЛАКТИК С ПЕРЕНЫЧКОЙ

Название	T	Тип	Тип актив.	LGG	$\lg R_{25}$ ( $'$ )	$\lg D_s$	$m$	$B_s$	$(U-B)_s$	$(B-V)_s$	$V_s$ кмс $^{-1}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
UGC12889	3	SB		485	0.07	1.4	13.44	12.85			5232
UGC12914	5	CB			0.25	1.34	13.07	12.67			4515
UGC48	7	SB			0.05	1.31	13.3				4537
NGC14	10	IB			0.1	1.48	12.84	12.26	0.03	0.49	955
NGC16	-3	LB			0.25	1.29	12.8	12.63	0.34	0.89	3184
NGC23	1	SB		2	0.16	1.34	12.67	12.31			4699
IC10	10	IB			0.06	2.06	12.2	9.66	-0.24	0.91	-103
NGC95	5	SB			0.13	1.33	13.12	12.67	-0.05	0.55	5317
NGC108	-1	LB		5	0.08	1.36	13.09	12.73			4900
NGC132	4	SB			0.11	1.29	13.45	12.99			5378
NGC145	8	SB			0.08	1.26	13.17	12.76	-0.28	0.33	4126
NGC151	4	SB		8	0.38	1.58	12.29	11.39	0.01	0.57	3706
NGC157	4	SB			0.19	1.64	11.07	10.43	-0.1	0.48	1626
IC34	1	SB			0.44	1.46	13.5	12.89			5349
NGC182	1.3	SB		9	0.07	1.3	13.39	12.93	0.33	0.74	5277
NGC214	5	SB			0.1	1.31	12.94	12.47	0.04	0.61	4655
NGC237	6	SB		10	0.24	1.21	13.46	12.99			4160
NGC234	5	SB			0	1.23	13.23	12.96			4523
NGC266	2	SB		14	0.01	1.5	12.33	12.18	0.36	0.8	4806
NGC268	4	SB			0.18	1.2	13.36	12.96	-0.27	0.38	5476
NGC271	1.5	SB		13	0.1	1.36	12.91	12.28			4089
NGC274	-3	LB		15	0.15	1.32	12.93	12.43			1717
NGC275	6	SB		15	0.09	1.17	13.18	12.2			1711
NGC278	3	SB			0	1.45	11.59	10.69	-0.15	0.46	844
NGC295	3	SB			0.36	1.35	13.39	12.22	0.23	0.63	5606
NGC309	5	SB			0.1	1.49	12.17	12.1	-0.15	0.45	5613
NGC337	7	SB		15	0.21	1.48	12.11	11.38	-0.17	0.34	1611
IC65	4	SB		16	0.53	1.64	13.29	12.01			2816
NGC337A	8	SB			0.12	1.79	12.7	12.21	-0.19	0.44	1036
NGC352	3	SB			0.46	1.38	12.5	12.6	0.21	0.78	5255
NGC357	0	SB			0.14	1.39	12.81	12.76	0.59	1.04	2439
IC1613	10	IB			0.05	2.24	9.84	9.59			-226
MCG-1-3-85	7	SB			0.13	1.65	12.16	11.93	0.05	0.66	1059
UGC690	6	SB			0.09	1.38	13.42	13.06			6040
NGC428	9	SB			0.11	1.6	11.6	11.35	-0.25	0.35	1159
NGC450	6	SB			0.11	1.5	12.27	12.23			1749
IC89	-2	LB			0.1	1.33	13.35	12.79			5470
NGC473	0	SB			0.2	1.32	13.15	12.94	0.09	0.69	2203
NGC493	6	SB			0.54	1.54	12.77	11.71	-0.29	0.29	2333
NGC514	5	SB			0.08	1.58	12.25	11.85			2519
NGC521	4	SB			0.04	1.51	12.43	12.24	0.16	0.72	5028
NGC536	3	SB		26	0.45	1.45	13.04	12.22	0.12	0.66	5338
NGC551	4	SB		26	0.36	1.28	13.48	12.56			5339
NGC575	5	SB			0.03	1.25	13.45	13.28			3239
NGC645	3	SB		28	0.35	1.43	13.41	12.65			3321
UGC1183	5	SB			0.32	1.05	12.66	14.67			

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC656	-2	LB			0.05	1.21	13.35	13.08			4023
NGC660	1	SB		29	0.44	1.91	12.08	11.15			899
IC1727	9	SB			0.43	1.85	11.78	10.96			449
NGC672	6	SB			0.45	1.87	11.27	10.23	-0.21	0.42	531
NGC678	3	SB		34	0.72	1.61	13.1	12.06	0.31	0.91	2925
NGC688	3.2	SB		35	0.21	1.41	13.08	12.64	-0.08	0.53	4284
NGC701	5	SB		33	0.29	1.43	12.81	12.01	-0.1	0.52	1765
IC167	5	SB		34	0.18	1.46	13.5	12.98	-0.37	0.34	3019
NGC718	1	SB			0.04	1.39	12.37	12.23	0.31	0.81	1726
UGC1378	1	SB			0.17	1.75	13.46	12.94			3197
NGC755	3.4	SB			0.5	1.51	12.63	12.1	-0.24	0.34	1573
NGC753	4	SB		37	0.09	1.43	12.54	12.28	-0.1	0.52	5032
NGC779	3	SB			0.53	1.62	11.95	10.85	0.07	0.62	1340
NGC776	3	SB		41	0.01	1.27	13.22	12.87			5008
NGC784	7.5	SB		11	0.62	1.81	11.93	10.7			310
NGC797	1	CB			0.1	1.25	13.08	13	0.29	0.78	5790
MCG-1-6-39	8.5	SB			0.4	1.52	13.5	12.52			1308
NGC841	2.1	CB		51	0.25	1.29	12.89	12.63	0.15	0.66	4686
NGC846	2	SB		46	0.06	1.36	12.99	12.3			5285
MCG-1-6-70	1	SB			0.13	1.24	13.5	13.14			4770
NGC864	5	SB			0.17	1.69	11.63	10.86			1560
NGC877	4	SB		53	0.11	1.4	12.35	12.04	-0.06	0.55	3954
NGC890	-3	LB			0.1	1.51	12.38	11.85	0.44	0.85	4140
UGC1886	4	SB			0.26	1.61	12.73	12.01			5016
NGC925	7	SB			0.25	2.07	10.54	9.72			679
NGC936	-1	LB		60	0.08	1.68	11	10.68	0.49	0.88	1302
NGC941	5	SB		60	0.16	1.46	12.95	12.26	-0.21	0.41	1568
NGC988	5.7	SB		71	0.3	1.67	11.44	10.57	-0.27	0.27	1425
NGC991	5	SB		71	0.05	1.5	12.38	12.18			1464
UGC2069	7	SB		65	0.23	1.41	13.03	12.19			3850
IC239	6	SB		70	0.03	1.73	11.73	11.12			1049
NGC987	0	SB		66	0.1	1.17	13.41	12.95			4609
UGC2094	5	SB			0.03	1.34	13.46	13.16			5264
NGC1022	1	SB		71	0.02	1.43	12.08	11.74	0.18	0.66	1432
NGC1042	6	SB		71	0.08	1.69	11.83	11	-0.16	0.44	1297
NGC1023	-3	LB		70	0.37	1.97	10.4	9.55	0.42	0.85	777
NGC1055	3	SB		73	0.38	1.88	11.62	10.39	0.06	0.66	960
NGC1050	1	SB			0.12	1.19	13.47	12.81			4027
NGC1073	5	SB		73	0.04	1.7	11.67	11.07	-0.16	0.41	1179
NGC1087	5	SB			0.22	1.61	11.32	10.67	-0.15	0.4	1475
NGC1090	4	SB			0.35	1.62	12.43	11.54	0	0.52	2717
NGC1094	2	SB			0.12	1.13	13.43	12.75			6423
NGC1122	3	SB			0.12	1.32	12.87	11.9			3756
IC1870	9	SB			0.24	1.46	13.16	11.83			1486
NGC1156	10	IB			0.08	1.56	12	11.48	-0.27	0.46	460
NGC1160	6	SB			0.36	1.36	12.6	11.76	-0.21	0.34	2590
NGC1169	3	SB			0.23	1.77	12.22	10.61			2555
NGC1186	4	SB		82	0.43	1.58	12.21	10.68			2873
NGC1211	0	SB			0.06	1.35	13.13	12.84	0.37	0.8	3150
MCG-1-9-10	7	SB			0.24	1.18	13.34	13.99			3056

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC1241	3	SB	S2	84	0.18	1.53	12.75	12.35	-0.03	0.72	3937
NGC1253	6	SB			0.36	1.74	12.13	11.27	-0.29	0.39	1649
UGC2655	7	SB			0.37	1.35	13.48	12.18			6303
NGC1337	6	SB			0.6	1.76	12.3	10.95	-0.04	0.39	1148
NGC1358	0	SB	S2	103	0.1	1.41	12.76	12.62	0.35	0.79	3959
NGC1343	3	CB			0.2	1.52	13.45	12.03			2461
NGC1417	3	SB		103	0.23	1.44	12.72	12.07	0.03	0.55	4045
IC342	6	SB		104	0.01	2.48	9.07	7.53			265
UGC2855	5	DB			0.34	1.76	13.47	12.63			1445
NGC1507	9	SB			0.54	1.53	12.87	11.47	-0.22	0.37	786
NGC1530	3	CB			0.25	1.73	12.91	11.07	-0.06	0.55	2712
NGC1569	10	CB		104	0.29	1.69	11.88	9.68	-0.42	0.44	133
NGC1618	3	SB			0.46	1.39	13.49	12.38	-0.22	0.57	4855
NGC1622	2	SB			0.7	1.57	13.28	12.37	0.15	0.62	4784
NGC1637	5	SB			0.07	1.61	11.47	10.78	-0.04	0.52	634
NGC1638	-2.3	LB			0.14	1.42	13.15	12.45	0.22	0.72	3227
NGC1667	5	SB	S2	118	0.11	1.29	13.01	12.12	-0.08	0.55	4452
NGC1691	0	SB		120	0.02	1.27	13.01	12.09			4542
NGC1779	0	SB		126	0.31	1.43	13.06	12.41	0.28	0.75	3446
NGC1819	-2	LB		130	0.15	1.3	13.41	12.56			4423
UGC3253	3	SB			0.2	1.26	13.21	12.49			4396
NGC1924	4	SB			0.14	1.24	13.29	12.43			2440
IC421	4	SB			0.07	1.51	12.35				3435
NGC1961	5	SB		132	0.16	1.71	11.67	10.69			4160
NGC2146	2	SB			0.24	1.78	11.06	10.3	0.16	0.62	1145
IC2166	4	SB			0.15	1.5	13.15	12.73			2886
UGC3580	1	SB			0.28	1.57	12.71	12.18			1429
NGC2339	4	SB			0.13	1.52	12.29	11.23	-0.09	0.45	2253
UGC3685	3	SB			0.08	1.55	12.76	12.55			2000
NGC2337	10	IB			0.12	1.34	12.95	12.39			568
NGC2268	4	SB		145	0.21	1.55	12.09	11.26	-0.07	0.56	2491
UGC3789	2	CB		143	0.06	1.23	13.3	12.87			3438
NGC2365	1	SB			0.28	1.43	13.32	12.64			2311
UGC3828	3	SB		143	0.26	1.25	12.94	11.96			3436
NGC2336	4	SB			0.24	1.86	11.28	10.12	-0.06	0.45	2457
NGC2276	5	CB		145	0.03	1.49	12.17	11.34	-0.19	0.39	2675
NGC2366	10	IB			0.45	1.89	11.67	10.19			328
NGC2389	5	SB			0.15	1.32	13.34	12.69	-0.26	0.32	4030
IC467	5	SB			0.39	1.5	12.66	12.07	-0.13	0.43	2299
UGC3912	10	IB			0.22	1.35	13.27	12.75			1173
NGC2403	6	SB		176	0.3	2.39	9	7.91			348
UGC3973	3	SB	S1		0	1.12	13.36	13.13	-0.61	0.46	6809
UGC4028	5	SB		149	0.1	1.08	13.06	12.5	-0.49	0.29	4193
NGC2441	3	SB		154	0.04	1.34	12.7	12.49			3706
NGC2487	3	SB		152	0.08	1.44	13.09	12.76	0.03	0.6	4881
NGC2493	-2	LB		148	0	1.34	12.91	12.63	0.42	0.92	4043
NGC2500	7	SB			0.04	1.49	12.2	11.69	-0.28	0.49	676
NGC2532	5	SB			0.09	1.33	12.8	12.51	-0.15	0.47	5345
NGC2538	1	SB			0.07	1.2	13.49	12.96			3890
UGC4238	7	SB			0.24	1.41	13.33	12.81			1793

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC2543	3	SB			0.28	1.42	12.7	11.87			2572
NGC2537	9	SB			0.07	1.52	12.11	11.75	-0.2	0.54	592
IC2233	7	SB			0.94	1.65	13.48	11.05	-0.38	0.19	705
NGC2545	2	SB		156	0.29	1.37	13.14	12.44	0.08	0.61	3401
NGC2541	6	SB			0.34	1.82	12.06	11.13	-0.33	0.32	717
NGC2523	4	SB		154	0.2	1.49	12.43	11.9	0.09	0.59	3684
NGC2555	1.5	SB			0.13	1.32	13.14	12.52			4313
NGC2552	9	SB			0.21	1.57	12.59	11.9	-0.25	0.32	681
UGC4393	5	SB			0.16	1.37	13.35	12.93			2271
NGC2604	6	SB			0.02	1.32	12.98	12.92			2164
NGC2615	2.5	SB			0.24	1.32	13.3	12.38			4117
NGC2608	3	SB			0.19	1.37	12.94	12.4	0	0.59	2198
NGC2642	4	SB			0.04	1.32	12.63	12.87	-0.04	0.65	4243
NGC2649	3.5	SB			0.02	1.21	13.07	12.68			4331
NGC2633	3	SB		160	0.2	1.39	12.53	12.19			2407
MCG-1-23-2	4	SB			0.19	1.19	13.5	12.78			2793
NGC2654	2	SB		167	0.74	1.63	12.77	11.63	0.29	0.77	1547
NGC2646	-2	LB		162	0.02	1.23	13.09	12.99			3880
NGC2681	0	SB	S		0	1.59	10.93	10.74	0.26	0.73	855
IC520	2	SB		162	0.09	1.37	12.54	12.05	0.19	0.71	3771
NGC2685	-1	LB			0.3	1.68	11.93	11.65	0.26	0.74	1078
NGC2655	0	SB	S3	165	0.07	1.74	10.95	10.32	0.35	0.74	1654
NGC2713	2	SB			0.42	1.53	12.46	11.86	0.32	0.8	3867
NGC2718	2	SB	H2		0	1.35	12.73	12.78			3804
NGC2701	5	SB			0.12	1.36	12.46	12.21	-0.22	0.31	2506
NGC2712	3	SB			0.27	1.47	12.43	12.06	-0.03	0.55	1965
NGC2730	8	SB		166	0.13	1.25	13.48	12.93			3844
NGC2715	5	SB		165	0.48	1.7	11.88	10.59	-0.23	0.37	1576
MCG-1-24-1	2.8	SB			0.63	1.63	11.97	10.73	0.22	0.44	1726
NGC2776	5	SB			0.04	1.5	11.95	11.78	-0.13	0.43	2773
NGC2782	1	SB			0.16	1.59	12.07	11.76	-0.07	0.56	2686
NGC2817	5	SB			0.07	1.33	13.42	12.51			
NGC2798	1	SB			0.46	1.44	12.94	12.37	-0.12	0.56	1875
NGC2787	-1	LB	S		0.2	1.54	11.84	11.42	0.56	0.95	928
NGC2805	7	SB		173	0.14	1.82	11.53	10.98			1953
NGC2820	5	SB		173	0.95	1.6	13.16	11.39			1798
NGC2859	-1	LB			0.05	1.63	11.54	11.54	0.42	0.85	1794
NGC2874	4	SB			0.48	1.33	13.36	12.3	0.14	0.68	3751
NGC2880	-3	LB		173	0.19	1.41	12.75	12.16	0.38	0.83	1753
NGC2903	4	SB			0.33	2.09	9.6	8.69	-0.03	0.55	599
UGC5146	5	CB			0.1	0.91	13.34	13.91			6958
NGC2962	-1	LB		178	0.13	1.44	12.56	12.68	0.47	0.94	1932
NGC2950	-2	LB			0.17	1.48	11.98	11.52	0.43	0.81	1582
NGC2964	4	SB			0.24	1.49	12.12	11.24	-0.11	0.57	1416
NGC3003	4	SB			0.61	1.77	12.13	10.97	-0.29	0.25	1583
NGC2998	5	SB			0.32	1.48	12.87	12.27			4924
NGC3023	5	SB		182	0.24	1.46	13.01	12.26			1824
NGC3020	6	SB			0.26	1.49	12.63	12.16			1445
NGC3035	4	SB			0.08	1.21	13.5	12.73			4229
NGC3032	-2	LB			0.05	1.37	12.75	12.82	0.06	0.59	1625

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC3041	5	SB			0.19	1.59	12.32	11.74			1436
NGC3044	5	SB			0.81	1.66	12.53	10.87	-0.35	0.31	1246
NGC3049	2	SB			0.18	1.35	13.04	12.79			1483
NGC3055	5	SB			0.2	1.34	12.61	12.08			1789
NGC3027	7	SB			0.34	1.65	12.17	11.29	-0.26	0.27	1304
NGC3067	2	SB			0.42	1.38	12.89	12.01	-0.02	0.55	1576
UGC5364	10	IB			0.21	1.72	12.33	12.33	-0.27	0.22	113
UGC5373	10	IB			0.17	1.73	11.45	11.28	-0.2	0.42	272
NGC3094	1	SB			0.14	1.27	13.23	12.85			2426
NGC3079	7	SB		188	0.79	1.9	11.43	9.62	-0.13	0.46	1316
NGC3066	4	SB			0.01	1.07	13.11	13.18	-0.14	0.53	2315
UGC5460	7	SB		188	0.02	1.38	13.48	13.38			1277
UGC5459	5.3	SB		188	0.82	1.67	13.5	11.6	-0.26	0.4	1299
MCG-1-25-30	10	IB			0.08	1.78	12.1	11.34			250
NGC3162	4	SB		194	0.08	1.51	12.04	11.83			1361
NGC3166	0	SB		192	0.34	1.68	11.3	10.8	0.29	0.8	1306
IC600	7.7	SB			0.3	1.38	13	12.2			1256
NGC3185	1	SB	S2	194	0.21	1.24	12.73	12.35			1282
NGC3187	5	SB		194	0.39	1.41	13.22	12.83	-0.3	0.33	1631
NGC3184	6	SB			0.02	1.91	10.45	10	-0.08	0.52	732
MCG-1-26-40	1	SB			0.04	0.93	13	14.37			
NGC3198	5	SB			0.44	1.92	10.78	9.8	-0.14	0.4	824
NGC3206	6	SB		201	0.18	1.48	12.57	12.09			1361
NGC3183	3.5	SB		193	0.22	1.38	12.58	11.94			3339
NGC3227	1	SB	S1	194	0.16	1.74	11.51	10.88	0.2	0.73	1204
MCG0-27-5	3	SB		205	0.22	1.28	13.23	12.4			5590
NGC3239	10	IB			0.27	1.66	12.25	10.97	-0.43	0.3	788
NGC3246	8	SB			0.25	1.4	13.17	12.82			2120
IC2574	9	CB		176	0.33	2.13	10.77	9.91			284
NGC3259	4	SB			0.29	1.35	12.97	12.13			1909
NGC3266	-2	LB			0.06	1.17	13.42	13.32			2298
NGC3287	7	SB		194	0.34	1.31	13.03	11.92			1363
NGC3299	8	SB		217	0.07	1.3	13.25	13.34			658
NGC3300	-2	LB		207	0.28	1.26	13.2	13.01			3052
NGC3301	0	SB		194	0.48	1.55	12.43	11.87	0.25	0.73	1395
NGC3310	4	SB	H2		0.02	1.46	11.17	10.77	-0.48	0.28	1184
NGC3319	6	SB			0.25	1.8	11.64	10.85			890
NGC3320	6	SB			0.36	1.35	13.08	12.04			2494
NGC3344	4	SB			0.02	1.87	10.69	10.12	-0.11	0.53	664
NGC3346	6	SB		214	0.03	1.45	12.28	12			1288
NGC3351	3	SB		217	0.22	1.88	10.65	9.82	0.1	0.7	792
NGC3367	5	SB	S	216	0.01	1.41	12.07	11.78	-0.21	0.48	3064
NGC3359	5	SB			0.25	1.89	11.03	10.2	-0.29	0.34	1239
NGC3368	2	SB		217	0.17	1.91	9.94	9.47	0.23	0.77	914
NGC3380	1	SB		227	0.06	1.23	13.38	13.11			1699
NGC3384	-3	LB		217	0.29	1.75	10.72	10.57	0.38	0.86	755
NGC3381	5	SB		218	0.04	1.33	12.73	12.45			1750
NGC3395	6	SB		218	0.25	1.24	12.46	11.7	-0.32	0.22	1735
NGC3396	10	IB		218	0.38	1.44	12.61	11.54			1742
NGC3412	-2	LB		217	0.23	1.59	11.39	11.19	0.32	0.83	888

Таблица 1(продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC3414	-2	LB		227	0.08	1.56	11.82	11.73	0.5	0.9	1508
NGC3419	-1	LB		216	0.07	0.91	13.46	13.59			3062
NGC3424	3	SB		218	0.55	1.44	13.18	12.08			1611
NGC3430	5	SB		218	0.26	1.62	12.05	11.53	0.03	0.54	1701
NGC3432	9	SB			0.61	1.82	11.77	10.29	-0.49	0.23	749
NGC3437	5	SB			0.49	1.42	12.95	11.35			1351
NGC3447	8.5	SB		225	0.23	1.57	13.07	13.33			1110
NGC3455	3	SB		219	0.27	1.43	12.89	12.93			1151
NGC3445	9	SB		226	0.05	1.21	12.86	12.53	-0.35	0.26	2224
NGC3458	-2	LB		226	0.24	1.17	13.33	12.85			2017
NGC3478	3.5	SB			0.34	1.43	13.27	12.72	0.06	0.55	6843
NGC3485	3	SB			0.03	1.39	12.62	12.31			1469
NGC3489	-1	LB		217	0.2	1.57	11.3	10.81	0.27	0.74	725
NGC3486	5	SB			0.15	1.85	10.68	10.46	-0.22	0.43	782
NGC3504	2	SB		227	0.04	1.44	11.82	11.34	-0.05	0.65	1635
NGC3507	3	SB		228	0.06	1.53	12.7	11.43			1029
NGC3510	9	SB			0.71	1.6	12.99	11.14			805
NGC3512	5	SB		227	0.04	1.24	12.99	12.64			1472
NGC3521	4	SB			0.31	2.04	9.77	8.98	0.13	0.69	771
NGC3516	-2	LB		224	0.08	1.32	12.46	12.07	-0.12	0.7	2880
NGC3556	6	SB			0.56	1.94	10.72	9.34	-0.05	0.49	902
IC676	-1	LB			0.14	1.39	12.79	12.84			1420
NGC3583	3	SB			0.17	1.41	11.96	11.25			2318
NGC3596	5	SB			0	1.63	11.5	11.68			1228
NGC3614A	9	SB			0	0.84	12.7	12.36			
NGC3623	1	SB		231	0.59	1.95	10.1	9.35	0.29	0.75	837
NGC3627	3	SB	S	231	0.35	1.97	9.56	8.78	0.1	0.61	758
NGC3652	6	SB		236	0.51	1.36	12.86	11.45			2240
NGC3659	9	SB		237	0.26	1.37	12.91	12.01			1340
NGC3657	5	CB		241	0	1.36	13.12	12.86			1411
NGC3664	9	CB		233	0.21	1.21	12.86	12.62	-0.36	0.28	1366
NGC3666	5	SB			0.55	1.65	12.35	11.53			1087
NGC3669	6	SB		232	0.63	1.3	13.14	11.58			2156
NGC3681	4	SB		237	0.1	1.47	12.39	11.58			1291
NGC3683	5	SB		234	0.39	1.27	13.33	12.08			1929
NGC3686	4	SB		237	0.1	1.5	11.84	11.5			1210
NGC3687	3.5	SB			0.01	1.3	12.86	12.71			2624
NGC3691	3	SB		237	0.13	1.13	13.43	12.19			1129
NGC3689	5	SB			0.19	1.22	13.13	12.44	-0.09	0.59	2832
IC694	9	SB	H2		0.18	1.13	12.13	11.39			3309
NGC3690	9	SB			0.16	1.34	12.08	11.13			3318
NGC3683A	5	SB			0.15	1.39	12.6	12.08			2642
NGC3705	2	SB			0.38	1.67	11.65	11.11	0.03	0.66	1035
UGC6510	5.5	SB			0.03	1.3	13.25	12.77			4703
NGC3718	1	SB	S1	241	0.25	1.9	11.4	10.82	0.2	0.7	1207
NGC3726	5	SB		258	0.17	1.79	11.02	10.26			1059
NGC3729	1	SB		241	0.14	1.49	12.43	11.42			1226
NGC3732	0	SB		248	0.06	1.16	13.27	12.51	-0.21	0.48	1617
NGC3733	6	SB		250	0.35	1.7	12.75	12.03	-0.3	0.4	1394
NGC3756	4	SB		250	0.29	1.63	12.04	11.25			1497

Таблица I (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC3769	3	SB			0.5	1.45	12.42	11.55			917
NGC3782	6	SB		258	0.17	1.23	13.13	12.54			919
NGC3786	1	SB	S1	243	0.26	1.32	13.24	12.93			2842
NGC3788	2	SB		243	0.58	1.21	13.46	12.36			2812
NGC3800	3	SB		246	0.55	1.25	13.48	11.98			3355
NGC3798	-2	LB		245	0.2	1.42	13.14	13.31			3602
NGC3811	6	SB			0.13	1.37	12.88	12.41	-0.08	0.51	3290
MCG-1-30-22	9.3	SB			0.12	1.23	13.5	12.86			1684
NGC3832	4	SB			0.08	1.31	13.42	13.24	-0.07	0.56	6994
NGC3865	3	SB			0.14	1.33	12.97	12.46			5635
NGC3888	5	SB		247	0.11	1.28	12.89	12.24	-0.15	0.49	2622
NGC3893	5	SB		258	0.26	1.66	10.87	10.35			1164
NGC3912	3	SB		252	0.24	1.2	13.44	12.39			1890
NGC3930	5	SB			0.11	1.53	13.06	12.65			1069
NGC3941	-2	LB			0.15	1.57	11.34	10.97	0.38	0.83	1073
NGC3945	-1	LB			0.19	1.81	11.4	11.38	0.47	0.85	1449
NGC3953	4	SB		258	0.29	1.85	10.83	9.93	0.1	0.65	1258
NGC3958	1	SB		251	0.4	1.14	13.37	13.18			3596
NGC3963	4	SB		251	0.05	1.46	12.24	12.16	-0.08	0.5	3411
NGC3968	4	SB			0.15	1.45	12.63	12.47			6431
UGC6903	5.8	DB			0.05	1.44	12.98	13.18			1879
NGC3972	4	SB		241	0.56	1.58	12.77	11.82	-0.16	0.49	1052
NGC3976	3	SB			0.5	1.54	12.37	11.29			2508
NGC3978	4	SB			0.04	1.25	13.2	12.9	-0.08	0.46	0192
NGC3982	3	SB	S2	250	0.06	1.39	11.86	11.45			1323
UGC6917	9	DB		258	0.22	1.6	13.46	12.47			1111
NGC3985	9	SB		258	0.13	1.01	13.11	12.61			1140
UGC6930	7	SB		269	0.12	1.65	13.46	12.2			974
NGC3992	4	SB		258	0.24	1.89	10.55	9.82	0.11	0.66	1257
NGC3995	9	SB		259	0.45	1.43	12.85	11.6	-0.53	0.1	3403
IC749	5.5	SB			0.08	1.38	13.04	12.53	-0.1	0.48	925
NGC4017	4	SB		262	0.1	1.27	13.28	12.57			3564
NGC4020	7.3	SB		279	0.3	1.3	13.28	12.27			884
NGC4037	3	SB		292	0.04	1.42	12.72	12.65			978
NGC4045	1	SB			0.2	1.49	12.66	12.31	0.19	0.69	1972
NGC4051	4	SB		269	0.08	1.75	11.23	10.35			878
NGC4064	1	SB			0.39	1.64	12.32	11.63	0.07	0.64	997
NGC4085	5	SB		258	0.51	1.41	12.95	11.65			951
NGC4088	4	SB		258	0.43	1.75	11.14	10.08	-0.15	0.45	958
NGC4096	5	SB		269	0.57	1.81	11.64	9.98	-0.11	0.46	750
NGC4102	3	SB		258	0.25	1.51	12	11.38			1054
NGC4116	8	SB		275	0.2	1.58	12.14	11.7			1309
NGC4123	5	SB		275	0.12	1.65	11.81	11.38	-0.07	0.51	1326
NGC4133	3	SB			0.13	1.29	13.11	12.73			1567
NGC4129	2	SB			0.55	1.36	13.23	12.19	-0.25	0.43	1117
NGC4136	5	SB		279	0.03	1.62	11.6	11.52			730
NGC4143	-2	LB		269	0.19	1.48	12.21	11.42			1060
NGC4144	6	SB		290	0.61	1.79	12.13	10.71	-0.3	0.25	456
NGC4145	7	SB			0.17	1.78	11.63	11.21	-0.17	0.41	1181
NGC4151	2	SB	S1		0.1	1.8	10.83	10.18	-0.23	0.65	1157

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC4152	5	SB	H2	285	0.1	1.39	12.54	12.23	-0.13	0.36	2228
NGC4157	3	SB		258	0.76	1.82	11.75	10.82	0.16	0.6	977
IC769	4	SB		285	0.17	1.42	13.05	12.83			2262
NGC4178	8	SB			0.46	1.7	11.92	10.76	-0.12	0.34	415
NGC4189	6	SB		285	0.16	1.4	12.56	11.9			2164
NGC4192	2	SB	S3		0.61	1.98	10.81	9.91	0.15	0.64	-84
NGC4193	5	SB		285	0.32	1.36	13.11	12.25			2525
NGC4194	10	CB			0.21	1.28	13.05	12.3	-0.29	0.41	2722
NGC4203	-3	LB		279	0.03	1.57	11.56	11.48	0.47	0.87	1227
NGC4204	8	SB			0.06	1.6	12.92	13.4			941
NGC4210	3	SB		277	0.09	1.32	13.27	12.96			2747
NGC4214	10	IB		291	0.08	1.96	10.18	9.73			444
NGC4216	3	SB			0.65	1.89	10.95	9.72	0.34	0.81	180
NGC4221	-1	LB		277	0.16	1.33	13.34	13.19			3062
NGC4236	8	SB		176	0.51	2.36	10.33	8.82			253
NGC4233	-1.5	LB		278	0.33	1.38	12.89	12.48	0.44	0.88	2321
NGC4234	8.7	SB		278	0.03	1.09	13.18	13.04	-0.24	0.53	2035
NGC4237	4	SB		292	0.19	1.34	12.58	11.93			926
NGC4250	-1	CB			0.1	1.41	12.78	12.77			2296
NGC4242	8	SB		290	0.14	1.73	11.51	10.85			706
NGC4245	0	SB		279	0.08	1.53	12.19	11.98	0.4	0.83	1012
NGC4251	-2	LB		279	0.21	1.58	11.72	11.28	0.38	0.77	1188
NGC4258	4	SB	S3	290	0.42	2.25	9.29	8.02			643
NGC4260	1	SB		278	0.3	1.4	12.61	12.17	0.37	0.79	1864
NGC4262	-3	LB		289	0.04	1.3	12.39	12.17	0.46	0.87	1419
NGC4267	-3	LB		292	0.02	1.53	11.8	11.62	0.52	0.86	1108
NGC4274	2	SB		279	0.45	1.84	11.15	10.39	0.3	0.78	1053
NGC4273	5	SB		281	0.2	1.38	12.34	11.69			2396
NGC4276	5	SB		281	0.04	1.22	13.42	13.06			2642
NGC4288	8	SB		269	0.17	1.38	13.36	12.67	-0.36	0.29	726
NGC4290	2	SB			0.16	1.38	12.72	12.18			3163
NGC4293	0	SB		292	0.28	1.75	11.37	10.85			1007
NGC4294	6	SB			0.4	1.49	12.53	11.52	-0.34	0.31	402
NGC4299	8	SB			0.03	1.26	12.7	12.48	-0.39	0.33	276
NGC4319	2	SB		284	0.13	1.48	12.77	12.61			1754
NGC4303	4	SB	S2	287	0.04	1.84	10.12	9.75	-0.16	0.45	1585
NGC4310	-1	LB		279	0.28	1.39	13.22	13.02			1010
NGC4314	1	SB		279	0.02	1.62	11.3	11.13	0.24	0.78	1110
NGC4332	1	SB		277	0.13	1.34	13.12	12.82			3090
NGC4321	4	SB		289	0.09	1.9	10.21	9.58	-0.07	0.62	1652
NGC4346	-2	LB		269	0.38	1.52	12.29	11.88			985
NGC4336	0	SB		289	0.32	1.31	13.48	12.83			1087
NGC4340	-1	LB		292	0.11	1.53	12.13	11.88	0.43	0.85	980
NGC4344	-2	LB		289	0.02	1.14	13.34	12.96			1216
NGC4351	2	SB		285	0.18	1.3	13.03	12.49			2369
NGC4359	5	SB		279	0.6	1.54	13.42	12.38			1381
NGC4386	-2.3	LB		284	0.21	1.44	12.66	12.3	0.4	0.86	1993
NGC4371	-1	LB		292	0.28	1.63	11.61	11.36	0.47	0.88	1005
NGC4389	4	SB		269	0.24	1.42	12.75	11.89			908

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC4385	-1	LB	H2	283	0.23	1.34	12.65	12.87	-0.04	0.57	2134
NGC4395	9	SB	S1	291	0.1	2.12	10.65	10.18			465
NGC4393	7	SB			0.03	1.53	12.71	13.06			877
NGC4394	3	SB		289	0.02	1.55	11.62	11.34	0.16	0.78	998
NGC4411A	5	SB		289	0.04	1.33	13.5	13.02			1315
NGC4413	2	SB			0.2	1.38	12.99	12.51			146
NGC4412	3	SB		281	0.05	1.16	13.12	12.82			2304
NGC4416	6	SB		289	0.05	1.24	12.94	12.81			1419
NGC4411B	6	SB		289	0	1.43	12.91	12.61			1304
NGC4417	-2	LB		292	0.37	1.53	12.17	11.63	0.34	0.8	889
NGC4419	1	SB			0.46	1.53	12.17	11.44	0.2	0.78	-192
NGC4420	4	SB		287	0.32	1.31	12.83	12.08			1692
NGC4421	0	SB		289	0.13	1.47	12.63	12.14	0.27	0.77	1670
NGC4424	1	SB		288	0.31	1.55	12.2	11.73			476
NGC4425	-1	LB		286	0.44	1.46	12.88	12.39	0.28	0.76	1927
NGC4441	-1	LB			0.11	1.62	13.07	13.02	0.22	0.56	2909
NGC4430	3	SB		289	0.05	1.4	12.63	12.4			1467
NGC4428	5	SB			0.38	1.24	13.38	12.22			2946
NGC4433	2	SB			0.36	1.33	13.1	12.49	-0.22	0.42	2949
NGC4435	-2	LB		292	0.15	1.49	11.69	11.37	0.43	0.86	840
NGC4440	1	SB		292	0.08	1.27	12.75	12.37			774
NGC4442	-2	LB		288	0.4	1.66	11.4	11.03	0.49	0.84	574
NGC4449	10	LB		290	0.1	1.82	10.1	9.38	-0.41	0.32	388
NGC4448	2	SB			0.43	1.56	11.98	11.22	0.27	0.79	776
NGC4455	7.3	SB			0.54	1.44	13.09	11.85			741
NGC4460	-1	LB		290	0.51	1.62	12.33	12.07			684
NGC4454	0	SB			0.05	1.34	12.89	12.46	0.18	0.76	2274
NGC4457	0	SB		292	0.06	1.46	11.73	11.39	0.2	0.77	889
NGC4461	-1	LB		286	0.38	1.54	12.06	11.8	0.37	0.77	1980
NGC4469	0	SB		288	0.45	1.54	12.3	11.91	0.28	0.82	660
NGC4477	-2	LB		289	0.04	1.59	11.3	11.12	0.55	0.89	1388
MCG-1-32-19	4	SB			0.01	1.39	12.94	12.15			5414
NGC4479	-2	LB		292	0.06	1.22	13.46	13.24	0.27	0.89	879
NGC4480	5	SB		281	0.3	1.36	13.03	12.23			2456
NGC4485	10	LB		290	0.13	1.41	12.51	11.77	-0.29	0.3	674
NGC4490	7	SB		290	0.29	1.81	10.32	9.31	-0.28	0.31	756
NGC4483	-1	LB		292	0.23	1.21	13.32	12.88	0.34	0.82	899
NGC4488	0	SB		292	0.45	1.64	12.81	12.6	0.28	0.73	1031
NGC4487	6	SB		293	0.16	1.61	11.66	11.1			991
NGC4500	1	SB			0.16	1.23	13.29	12.64	-0.14	0.48	3352
NGC4497	-1	LB		289	0.25	1.29	13.45	12.95	0.18	0.61	1391
NGC4496A	9	SB		287	0.13	1.6	11.66	11.63	-0.17	0.43	1742
NGC4503	-3	LB		289	0.31	1.57	12.12	11.81	0.54	0.89	1406
NGC4504	6	SB		293	0.2	1.64	11.87	11.4			953
NGC4517A	8	SB			0.2	1.62	12.53	12.1			1525
IC3476	9.5	SB			0.07	1.36	12.82	12.84			-110
UGC7699	6	SB			0.57	1.58	13.17	11.97			661
UGC7698	10	DB		291	0.16	1.83	13	12.51	-0.33	0.26	471
NGC4519	7	SB		289	0.09	1.49	12.17	11.85	-0.03	0.44	1257

Таблица 1(продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC4522	6	SB		285	0.55	1.56	12.81	11.74			2362
NGC4526	-2	LB		288	0.43	1.86	10.38	10.37	0.43	0.86	480
NGC4528	-2.3	LB		289	0.21	1.23	13.07	12.64	0.35	0.82	1403
NGC4527	4	SB		287	0.41	1.77	11.32	10.33	0.08	0.72	1739
NGC4531	-0.5	LB			0.18	1.55	12.41	12.21			65
NGC4532	10	IB		296	0.38	1.46	12.16	11.29			2038
NGC4535	5	SB		296	0.11	1.86	10.52	10.05			1991
NGC4536	4	SB		287	0.37	1.86	10.94	10.15	-0.12	0.47	1809
NGC4545	5.5	SB		295	0.24	1.42	12.99	12.43			2972
NGC4540	6	SB		289	0.08	1.34	12.49	12.15			1353
NGC4548	3	SB			0.09	1.74	11.07	10.47	0.22	0.73	549
NGC4546	-3	LB			0.3	1.54	11.45	11.03	0.52	0.9	1025
NGC4550	-1.5	LB			0.54	1.52	12.57	12.23	0.31	0.77	435
MCG-1-32-28	8.3	SB		293	0.28	1.63	12.38	11.81			948
NGC4559	6	SB			0.44	2.05	10.23	9.36			939
NGC4561	8	SB		289	0.14	1.13	12.97	12.43	-0.49	0.35	1491
NGC4569	2	SB	S		0.35	2.01	10.33	9.48	0.2	0.6	-186
NGC4579	3	SB	S1	289	0.1	1.79	10.56	9.93	0.25	0.73	1569
NGC4580	1	SB		292	0.13	1.33	12.76	12.28			1055
NGC4593	3	SB	S1		0.15	1.57	11.72	11.29			2462
NGC4595	3	SB		292	0.2	1.24	12.96	12.36			701
NGC4596	-1	LB			0.06	1.63	11.57	10.95	0.44	0.86	1916
NGC4605	5	SB			0.39	1.79	10.93	9.92	-0.18	0.42	385
NGC4597	9	SB		293	0.38	1.57	12.55	11.89			1011
NGC4602	4	SB			0.47	1.47	12.46	11.26			2514
NGC4606	1	SB		289	0.28	1.48	12.46	12.03			1709
NGC4608	-2	LB			0.03	1.53	11.94	11.54			1844
NGC4612	-2	LB		296	0.12	1.39	12.39	11.77			1854
NGC4618	9	SB		290	0.08	1.66	11.34	10.79	-0.25	0.36	722
NGC4619	3	SB	S1		0	1.14	13.46	13.14			7079
NGC4625	9	SB		290	0.06	1.39	12.85	12.47	-0.23	0.49	790
NGC4623	-0.5	LB		296	0.49	1.35	13.33	12.97			1894
NGC4631	7	SB		291	0.76	2.16	9.64	8.06			758
NGC4630	10	IB		292	0.14	1.25	13.05	12.66			755
NGC4635	7	SB			0.14	1.3	13.23	12.68			1051
NGC4634	6	SB			0.61	1.38	13.48	11.76			183
NGC4639	4	SB	S1	289	0.17	1.49	12.21	11.55	0.01	0.6	1058
NGC4643	0	SB		315	0.05	1.52	11.7	11.34	0.51	0.88	1062
NGC4647	5	SB		289	0.09	1.48	12.13	11.5	0.23	0.57	1468
NGC4653	6	SB			0.05	1.51	12.58	12.3			2620
NGC4654	6	SB		292	0.21	1.72	11.23	10.37	-0.16	0.5	1095
NGC4656	9	SB		291	0.74	2.16	10.55	9.21			788
UGC7911	9	SB		292	0.09	1.42	13.49	12.96			1183
NGC4665	0	SB		292	0	1.65	11.55	11.14			797
NGC4666	5	SB		299	0.47	1.65	11.75	10.31			1514
NGC4670	0	SB			0.08	1.17	13.1	12.72	-0.53	0.31	1199
NGC4668	7	SB		299	0.28	1.17	13.48	12.7			1616
NGC4684	-1	LB			0.43	1.45	12.4	11.68			1563
NGC4688	6	SB		292	0.03	1.59	12.56	13.04			1006

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC4691	0	SB			0.06	1.5	11.84	11.33	-0.12	0.5	1092
NGC4694	-2	LB		292	0.29	1.53	12.22	11.84	0.17	0.54	1227
NGC4699	3	SB		307	0.13	1.61	10.73	9.9	0.28	0.8	1403
NGC4713	7	SB		315	0.21	1.47	12.15	11.54	-0.33	0.37	678
NGC4725	2	SB			0.16	2.04	9.81	9.47			1325
NGC4731	6	SB		314	0.41	1.81	11.55	10.9	-0.3	0.28	1463
NGC4747	6	SB			0.39	1.52	12.77	11.91			1309
NGC4754	-3	LB		289	0.25	1.66	11.29	11.24	0.41	0.84	1473
NGC4762	-2	LB		292	0.67	1.91	10.98	10.84	0.29	0.73	1037
NGC4779	4	SB			0.07	1.35	12.91	12.81			2876
NGC4789A	10	DB			0.11	1.46	13.45	13.49	-0.33	0.24	502
NGC4793	5	SB			0.27	1.48	12.46	11.57			2630
UGC8041	7	SB		315	0.23	1.51	12.7	12.61			1357
NGC4818	1.7	SB		307	0.43	1.53	12	11.24	0.14	0.74	1038
NGC4880	-1	LB			0.1	1.55	12.44	12.71			1479
NGC4900	5	SB		315	0	1.38	12.23	11.66			984
NGC4904	6	SB		315	0.16	1.36	12.84	12.06	-0.13	0.53	1175
NGC4921	2	SB			0.06	1.4	12.98	12.87	0.32	0.76	5589
NGC4941	2	SB		314	0.2	1.57	12.16	11.41			1084
MCG0-33-28	7.8	DB			0.14	1.56	12.86	13.33			1354
NGC4951	6	SB		314	0.46	1.52	12.63	11.54			1152
NGC4961	6	SB			0.17	1.21	13.41	13.4			2674
NGC4958	-2	LB		314	0.52	1.63	11.62	11.25	0.32	0.8	1190
NGC4981	4	SB		333	0.15	1.45	12.15	11.41			1655
NGC4999	3	SB			0.08	1.38	12.7	12.54			5673
NGC4995	3	SB		333	0.16	1.4	11.99	11.42			1736
NGC5005	4	SB	S3	334	0.3	1.78	10.87	9.75	0.21	0.68	1119
NGC5012	5	SB		336	0.23	1.47	12.72	12.16			2735
NGC5016	5	SB		336	0.12	1.25	13.42	12.83			2731
NGC5015	1	SB			0.09	1.28	12.97	12.18			3146
NGC5020	4	SB		335	0.07	1.52	12.46	12.48			3427
NGC5032	3	SB			0.26	1.33	13.37	13.01	0.2	0.73	6544
NGC5112	6	SB		334	0.13	1.62	12.15	12.11	-0.34	0.37	1151
NGC5116	5	SB			0.46	1.31	13.49	12.15			3023
NGC5147	8	SB			0.08	1.3	12.51	11.84	-0.2	0.38	1118
NGC5172	4	SB			0.28	1.54	12.4	11.88	-0.03	0.58	4126
NGC5195	0	SB		347	0.1	1.79	10.59	9.86	0.23	0.82	683
NGC5218	3	SB		354	0.16	1.28	13.13	12.55	0.15	0.65	3227
NGC5211	2	SB			0.12	1.34	13.2	12.97			3720
NGC5230	5	SB			0.05	1.35	12.79	12.57			6932
NGC5248	4	SB			0.11	1.79	10.7	10.18	-0.01	0.56	1211
MCG-2-35-10	8.8	SB			0.07	1.39	12.93	12.37	-0.14	0.44	1269
NGC5257	3	SB			0.26	1.21	13.5	13.14			6822
NGC5258	3	SB			0.14	1.19	13.49	12.97			6804
MCG-1-35-10	9	SB			0.17	1.23	13.3	13.05			1459
NGC5301	4	SB			0.69	1.6	12.87	12	-0.01	0.5	1718
NGC5300	5	SB		362	0.19	1.59	12.11	11.97			1209
NGC5320	5.3	SB		361	0.31	1.57	12.83	12.16			2812
NGC5327	3.3	SB			0.08	1.3	13.43	13.27			4377

Таблица 1(продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC5334	5	SB			0.1	1.63	12.04	12.18			1398
NGC5347	2	SB	S2		0.1	1.22	13.25	12.99	-0.1	0.67	2553
NGC5350	3	SB		361	0.1	1.45	12.35	11.82	0.2	0.72	2503
NGC5338	-2	LB		362	0.25	1.4	13.36	13.57			862
NGC5351	3	SB		366	0.26	1.47	12.84	12.36			3812
NGC5356	3.5	SB		362	0.55	1.47	13.44	12.55			1422
NGC5376	3	SB		360	0.22	1.34	12.98	12.34			2318
NGC5371	4	SB	S?	361	0.09	1.64	11.35	10.95	0.06	0.61	2750
NGC5389	0	SB		360	0.56	1.6	13.1	12.42	0.29	0.73	2087
NGC5377	1	SB		372	0.24	1.56	12.34	11.75	0.28	0.78	2006
NGC5378	1	SB		364	0.08	1.45	13.37	13.31			3135
NGC5375	2	SB			0.07	1.53	12.44	12.43			2540
NGC5383	3	SB		363	0.09	1.45	12.27	11.7	0.01	0.56	2443
NGC5374	3.7	SB		368	0.04	1.24	13.27	12.97			4347
NGC5406	3.5	SB			0.13	1.29	13.02	12.61	0.11	0.68	5609
NGC5430	3	SB			0.18	1.36	12.87	12.25			3214
NGC5443	3	SB		373	0.43	1.44	13.12	12.31			2047
NGC5448	1	SB		372	0.28	1.6	12.34	11.45			2240
NGC5457	6	SB		371	0	2.48	7.92	7.92			478
NGC5427	5	SB		374	0.1	1.47	11.9	11.4	-0.22	0.47	2644
NGC5473	-3	LB		373	0.1	1.37	12.46	12.07	0.46	0.82	2078
NGC5468	6	SB		374	0.03	1.41	12.18	12.59	-0.19	0.4	2842
IC983	4	SB			0.06	1.76	12.44	12.11	0.05	0.67	5553
NGC5496	7	SB		377	0.72	1.67	12.75	11.23			1563
NGC5507	-2.3	LB		377	0.25	1.22	13.48	13.12	0.35	0.88	2019
NGC5534	1.7	SB			0.12	1.15	13.44	12.56	-0.19	0.55	2627
NGC5585	7	SB		371	0.2	1.78	11.47	10.55	-0.3	0.36	552
NGC5560	3	SB		379	0.61	1.56	13.25	12.07	0.01	0.64	1777
NGC5566	2	SB		379	0.46	1.83	11.46	10.57	0.3	0.75	1559
NGC5574	-3	LB		379	0.14	1.22	13.25	12.94	0.25	0.75	1705
NGC5584	6	SB			0.09	1.54	12.06	11.58			1669
IC1014	8	SB			0.13	1.47	13.05	13.19			1387
NGC5641	2	SB		383	0.25	1.39	13.1	12.59			4507
NGC5660	5	SB		384	0.03	1.47	12.12	12.05	-0.23	0.39	2558
NGC5667	6	SB			0.18	1.25	13.18	12.62			2255
NGC5645	7	SB			0.24	1.47	12.59	12.21	-0.19	0.36	1436
NGC5678	3	SB			0.35	1.53	12.13	11.13			2179
NGC5665	5	SB			0.21	1.35	12.75	11.84			2295
NGC5669	6	SB			0.09	1.67	12.01	12.05			1453
NGC5689	0	SB		384	0.54	1.52	12.64	12.28	0.44	0.76	2404
NGC5691	1	SB		386	0.07	1.3	12.93	12.39	-0.21	0.41	1907
NGC5701	0	SB		386	0.01	1.7	11.9	11.49	0.21	0.79	1569
NGC5705	7.3	SB		386	0.2	1.49	13.31	13.21			1794
NGC5713	4	CB		386	0.06	1.48	11.73	11.35	-0.03	0.54	1925
NGC5719	2	SB		386	0.42	1.51	13.09	12.45			1776
NGC5739	-0.5	LB			0.02	1.32	13	13.13			5790
NGC5735	4	SB		383	0.1	1.4	13.1	12.98			3908
NGC5740	3	SB		386	0.27	1.46	12.68	11.74	0.03	0.56	1617
NGC5746	3	SB		386	0.74	1.83	11.63	9.98	0.2	0.75	1768

Таблица 1(продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC5750	0	SB		386	0.3	1.49	12.53	12.01	0.17	0.71	1967
MCG0-38-10	7.7	SB			0.08	1.49	13.46	14.03			1975
IC1067	3	SB		387	0.09	1.33	13	12.79			1634
NGC5770	-2	LB		387	0.09	1.23	13.12	12.79	0.27	0.79	1523
NGC5774	7	SB		387	0.1	1.51	12.78	12.15	-0.08	0.49	1623
NGC5775	5	SB		387	0.53	1.6	12.53	10.87	-0.1	0.65	1734
GC5832	3	SB			0.2	1.57	12.94	12.64			725
NGC5792	3	SB			0.63	1.85	12.22	10.85	0.05	0.62	1962
NGC5806	3	SB		392	0.29	1.5	12.47	11.6			1410
NGC5850	3	SB			0.09	1.67	12.1	11.08	0.1	0.68	2607
NGC5859	4	SB		394	0.52	1.45	13.06	12.11	0.06	0.62	4891
NGC5854	-1	LB		393	0.54	1.45	12.89	12.31	0.17	0.68	1733
NGC5864	-2	LB		393	0.43	1.41	12.82	12.31			1898
NGC5894	8	SB			0.85	1.48	13.36	11.38			2737
NGC5899	5	SB			0.38	1.52	12.54	11.58	0.1	0.65	2788
NGC5905	3	SB		395	0.21	1.6	12.59	12.57			3644
NGC5921	4	SB			0.08	1.71	11.69	11.04	-0.04	0.55	1553
NGC5930	3	CB		399	0.34	1.23	12.99	12.86			2726
NGC5936	3	SB			0.02	1.16	13.11	12.69	-0.15	0.48	4119
NGC5951	5.3	SB		400	0.66	1.56	13.36	12.03			1901
NGC5954	6	SB		400	0.32	1.12	12.91	12.2			2084
NGC5957	3	SB		401	0.02	1.53	12.47	12.46			1937
NGC5964	7	SB			0.1	1.64	12.61	12.53			1531
NGC5970	5	SB		401	0.18	1.5	12.15	11.51	0.03	0.58	2071
NGC5985	3	SB	S	402	0.3	1.75	11.69	11.14	0.04	0.63	2783
NGC5984	7	SB			0.61	1.47	13.16	11.56			1229
NGC6004	4	SB			0.04	1.3	13.11	12.69			3970
NGC6012	2	SB			0.15	1.35	12.96	12.2	-0.07	0.55	1980
IC1151	5	SB			0.47	1.4	13.33	12.3	-0.18	0.36	2308
IC1158	5	SB			0.2	1.42	13.35	13.02			1995
NGC6140	5.5	SB			0.14	1.82	12.07	11.25	-0.29	0.42	1181
NGC6189	6	SB			0.32	1.29	13.36	12.46			5907
NGC6181	5	SB			0.36	1.42	12.81	11.39	-0.15	0.46	2529
NGC6217	4	SB	H2		0.01	1.56	12.13	11.4	-0.26	0.52	1644
UGC10445	6	SB			0.19	1.41	13.4	13.37			1154
MCG-1-42-4	4	SB			0.25	1.44	13.41	12.38			1611
NGC6232	1	SB			0.02	1.25	13.4	13.53			4723
NGC6236	6	SB			0.24	1.48	12.63	12.41			1562
NGC6239	3	SB			0.35	1.39	12.97	12.13	-0.29	0.35	1170
MCG-1-43-2	4	SB			0.08	1.36	13.37	13.25			7246
NGC6255	6	SB			0.37	1.57	13.38	12.55			1137
NGC6339	7	SB			0.23	1.48	13.33	12.85			2343
UGC10862	5	SB			0.04	1.51	13.37	13.91			1800
NGC6412	5	SB		410	0.02	1.43	12.43	11.73	-0.19	0.42	1607
NGC6384	4	SB			0.18	1.82	11.73	10.14	0.08	0.52	1768
NGC6434	4	SB			0.38	1.38	13.21	12.3			2770
NGC6509	7	SB		416	0.13	1.31	13.11	11.64			1920
NGC6548	-2	LB			0.05	1.54	12.41	11.96	0.35	0.83	2344
UGC11124	6	SB			0.04	1.44	13.44	13.26			1833

Таблица 1(окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
NGC6555	5	SB			0.09	1.38	12.76	12.01	-0.2	0.38	2385
NGC6570	9	SB		419	0.25	1.37	13.04	11.79	-0.25	0.28	2427
NGC6574	4	SB		419	0.12	1.25	13.06	11.56	-0.01	0.58	2440
NGC6654	0	CB			0.09	1.47	12.6	12.41	0.4	0.83	2110
NGC6690	7	SB			0.5	1.63	12.56	11.72	-0.09	0.43	775
NGC6674	3	SB			0.31	1.7	12.46	11.48			3620
UGC11337	1	SB			0.01	1.32	13.19				4418
NGC6701	1	SB			0.07	1.23	13.01	12.41			4245
NGC6764	3.5	SB			0.25	1.39	13.1	11.62	-0.08	0.5	2680
NGC6792	3	SB			0.24	1.44	12.94	11.9			4885
UGC11446	5	SB			0.02	1.24	13.39	12.82			5039
NGC6926	4	SB			0.16	1.34	13.3	12.28	0.04	0.53	6019
NGC6946	6	SB			0.06	2.19	9.9	7.99			323
NGC6951	4	SB			0.04	1.69	11.87	10.47			1705
NGC6956	3	SB		440	0.02	1.36	13.14	12.4			4780
NGC6962	2	SB			0.11	1.52	12.99	12.3	0.26	0.69	4284
MCG-1-53-18	4	SB			0.04	1	13.5	13.37			5658
MCG-1-53-20	3	SB			0.05	1.16	13.46	13.08			7795
NGC7137	5	SB			0.05	1.26	13.2	12.49	-0.07	0.54	1826
NGC7156	6	SB			0.06	1.25	13.26	12.67	0.07	0.48	4055
NGC7177	3	SB			0.18	1.54	12.02	11.23	0.1	0.67	1285
UGC11897	4	SB		453	0.05	1.24	13.48	13.21			4638
UGC11920	0	SB			0.2	1.55	12.86	10.9			1387
NGC7223	4	SB		453	0.16	1.34	12.97	12.02			4855
NGC7241	4	CB			0.49	1.54	13.37	12.33			1583
UGC11973	4	SB		456	0.58	1.59	12.93	11.37			4438
NGC7280	-1	LB			0.15	1.35	13.23	12.64	0.32	0.8	1970
NGC7292	10	IB			0.11	1.36	12.94	12.35	-0.3	0.36	1166
NGC7339	4	SB			0.61	1.43	13.07	11.82	0.02	0.69	1490
NGC7393	5	SB			0.4	1.31	13.44	12.19			3777
NGC7416	3	SB			0.63	1.5	13.12	12.04	0.19	0.65	2864
NGC7428	1	SB			0.24	1.4	13.4	12.78			3111
NGC7463	3	SB			0.71	1.48	13.32	12.52	-0.16	0.35	2556
NGC7465	-1.5	LB		469	0.19	1.11	13.31	12.97	-0.02	0.64	2077
NGC7469	1	SB			0.15	1.19	13.1	12.2	-0.46	0.52	4995
NGC7479	5	SB			0.11	1.65	11.45	11.13	0.06	0.64	2474
UGC12433	0	SB			0	1.38	13.24				
NGC7541	4	SB			0.46	1.53	12.55	11.37	-0.06	0.53	2737
NGC7640	5	SB			0.71	2.02	11.46	9.87	-0.23	0.28	574
NGC7678	5	SB	H2	474	0.17	1.39	12.67	11.84			3618
NGC7679	-2	LB	S2		0.2	1.17	13.26	13.03	-0.16	0.41	5184
MCG-1-59-27	2.7	SB	H2		0.23	1.27	13.07	13.7			9956
NGC7714	3	SB	H2	479	0.12	1.29	12.93	12.5	-0.52	0.42	2836
NGC7716	3	SB		479	0.08	1.36	12.72	12.43	-0.03	0.62	2597
NGC7741	6	SB			0.16	1.67	11.72	11.11	-0.22	0.42	895
MCG-1-60-26	5	SB		481	0.26	1.31	13.5	12.49			2106
NGC7743	-1	LB	S2		0.07	1.48	12.41	12.1	0.33	0.81	1760
NGC7753	4	SB			0.15	1.48	12.83	12.37			5319
NGC7771	1	SB		483	0.31	1.39	12.94	12.44	0.24	0.67	4417
IC1525	3	SB		485	0.14	1.35	13.04	12.19			5236

AN INVESTIGATION OF BARRED GALAXIES I.  
THE CATALOGUE

R.A.KANDALIAN, A.T.KALLOGHLIAN

A list of Barred galaxies of types SB and SAB brighter than  $13^m.5$  with declinations  $\delta > -10^\circ$  has been compiled. Some characteristics of those galaxies are given.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Paturel, H.Andernach, M.Becker et al* (LEDA team), Lyon-Meudon Extragalactic Database (LEDA), 1997.
2. *G.de Vaucouleurs, A.de Vaucouleurs, H.G.Corwin, R.J.Jr.Buta, G.Paturel, P.Fouque*, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (RC3), Springer-Verlag, 1991.
3. *M.P.Veron-Cetty, P.Veron*, A Catalogue of Quasars and Active Nuclei, 5th ed. (ESO, Garching bei München), 1991.

УДК: 524.25

STRONGLY FLATTENED GALAXIES IN THE  
ABASTUMANI MERGED CATALOGUE OF GALAXIES

N.G.KOGOSHVILI, T.M.BORCHKHADZE

Received 25 June 1997

Accepted 20 July 1997

1200 strongly flattened galaxies with axis ratio  $b/a \leq 0.15$  were selected from UGC catalogue, contained in Abastumani Merged Catalogue of Galaxies, and there were studied their properties. The possibility of using strongly flattened galaxies and several other samples of galaxies according to their morphological type as a distance indicator has been examined by the Tully-Fisher relation. The investigation has shown that angular diameters of strongly flattened as well as flat seen edge on galaxies designated as F and L in MCG catalogue can be used for the estimation of distance moduli with accuracy 0.<sup>7</sup>. The distribution of absolute magnitudes of strongly flattened galaxies was approximated by analytic Schechter expression with main parameters  $M^* = -21.<sup>2</sup>$  and  $\alpha = -1.0$ . The statistical method of the nearest companion applied to the apparent distribution of strongly flattened galaxies has shown that these galaxies are considerably more frequently found in mixed pairs and multiple systems than spirals.

1. *Introduction.* The study of a large-scale structure of the Universe greatly requires an application of new methods for determination of extragalactic distances independently of a traditional way based on redshifts. Fessenko [1] proposed to use angular diameters of strongly flattened galaxies as an indicator of spatial distribution of matter in the Universe. For this purpose he selected about 100 galaxies with axis ratio  $b/a \leq 0.10$ , which were easily distinguished from other galaxies and stars at any distances, and found their uniform distribution in space. The similar conclusion was made by Karachentsev [2] on the basis of a considerably enlarged sample of almost 1500 flattened galaxies with axis ratio  $a/b \geq 7$ , picked out from published catalogues.

The main purpose of this work is to take the proper account on the use of strongly flattened galaxies and galaxies having other properties as a distance indicator and to estimate the accuracy of the Tully-Fisher relation for determining distances of galaxies.

2. *Flat, seen edge-on, galaxies in the Abastumani Merged Catalogue of galaxies.* UGC catalogue data [3] stored with data from other catalogues in the Abastumani Merged Catalogue of galaxies [4,5] and now transformed updated into the Personal Computer form [6], were used for selection of a homogeneous sample of strongly flattened galaxies designated hereinafter as F' with axis ratio  $b/a \leq 0.15$  and  $D \geq 1'$ . Simultaneously all

edge-on galaxies designated as F in MCG catalogue [7] were also chosen from the Merged Catalogue for comparison with F'-galaxies in various properties.

Table 1 presents apparent frequencies  $v_{F'}$  and  $v_F$ , relative spatial densities  $v'_{F'}$  and  $v'_F$  as a function of magnitude.  $v'_j$  was calculated according to:

$$v'_j = (v_j / \langle V_j^3 \rangle) / \sum (v_i / \langle V_i^3 \rangle),$$

where  $i = 1 + 11$  is the total number of main morphological types of galaxies, distinguished from various descriptions in Vorontsov-Veljaminov's system of classification.  $\langle V_i \rangle$  is a mean value of radial velocities of galaxies of a certain morphological type.

Apparent frequencies of F'- and F-galaxies increase towards faint magnitudes compared to galaxies with well defined structure, i.e., spirals, ellipticals, as it was shown in [8]. This fact may be explained by difficulties of classifying galaxies fainter than 16<sup>m</sup> in MCG catalogue that could lead to the mere ascribe of symbol F to the elongated images, different from stars. A majority of F'-galaxies (88%) turned out to be fainter than 15<sup>m</sup>.1. It should be noted as well that nearly 20% of F'-galaxies have been designated by symbol L, but the rest of them by F.

The relative spatial density calculated for F-galaxies shows progressive decrease of their number with distance. The more noticeable effect was obtained for F'-galaxies at fainter magnitudes that may signify that a large part of these galaxies were not included in UGC.

Таблица 1а

APPARENT FREQUENCIES OF GALAXIES OF VARIOUS TYPES  
FOR DIFFERENT MAGNITUDE INTERVALS

	<12. <sup>m</sup> 1	<13. <sup>m</sup> 1	<14. <sup>m</sup> 1	all galaxies
$v_{S(N)}$	49.0	39.6	33.4	31.4
$v_{E(N)}$	16.7	10.8	6.5	6.4
$v_{F(N)}$	9.3	13.5	17.1	17.1
$v_{F'(N)}$	0.6	0.6	0.8	3.8
$v_{F'(F)}$	6.5	4.6	5.1	21.6

$\langle V_i / V'_{\max} \rangle$  test was used as an additional test for studying the question of completeness of a sample of F'-galaxies and which was applied earlier to quasars and extended to Markarian galaxies. For a uniform spatial distribution all values of  $V_i / V'_{\max}$  should be equally probable between 0 and 1 with the mean value  $\langle V_i / V'_{\max} \rangle = 0.5$ .

Among about 1200 selected F'-galaxies redshifts were obtained only for 374 objects of which the majority had faint magnitudes. We considered this

Таблица 1b

## THE RELATIVE SPATIAL DENSITIES OF GALAXIES OF VARIOUS TYPES FOR DIFFERENT MAGNITUDES INTERVALS

	<13. <sup>m</sup> 1	<14. <sup>m</sup> 1	<15. <sup>m</sup> 1	all galaxies
$v'_S$	4.85	4.53	3.02	2.57
$v'_E$	1.17	0.93	0.50	0.35
$v'_F$	1.83	2.05	1.35	1.13
$v'_{F'}$	0.14	0.16	0.01	0.002

sample as representative and  $\langle V_i/V'_{\max} \rangle$  was estimated as 0.37 that confirms the result on incompleteness of the studied sample due to the lack of distant objects in it.

Таблица 2

## MEAN VALUES OF SURFACE BRIGHTNESS OF F - AND F'- GALAXIES FOR DIFFERENT MAGNITUDE INTERVALS

	<13. <sup>m</sup> 1	<14. <sup>m</sup> 1	<15. <sup>m</sup> 1	all galaxies
F-galaxies	22.1	22.1	22.3	22.5
	$\pm 0.10$	$\pm 0.05$	$\pm 0.02$	$\pm 0.02$
F'-galaxies	22.7	22.7	22.6	22.5
	$\pm 0.23$	$\pm 0.14$	$\pm 0.07$	$\pm 0.04$

Table 2 shows the dependence of mean values of surface brightness of F - and F'-galaxies on magnitudes. The surface brightness of F'-galaxies appears to be more stable at the accuracy level for all magnitude intervals and doesn't significantly change with decrease of galaxy magnitudes.

An insignificant difference between measurements of angular diameters of F-galaxies exists in UGC and MCG catalogues. This difference slightly grows towards fainter galaxies, but it gets greater in measurements of small angular dimensions. It should be emphasized as well that diameter measurements in MCG catalogue are systematically lowered compared to UGC, shown in [9].

Concerning the question of axis ratio of F-galaxies the difference between their values in MCG and UGC catalogues increases more pronouncedly for brighter galaxies and galaxies of small angular dimensions. The values of axis ratios of F-galaxies are higher in MCG catalogue than in UGC, so the selection of flat, seen edge-on galaxies by criterion  $b/a \leq 0.15$  from both MCG and UGC catalogues may not coincide.

3. *The Tully-Fisher relation for strongly flattened galaxies.* The possibility of using strongly flattened galaxies as a distance indicator has been examined by the Tully-Fisher relation between the 21 cm HI line widths or maximum rotational velocities and galaxy linear diameters and their absolute magnitudes based on the estimations of angular diameters and magnitudes in published catalogues. Simultaneously there was studied the dependence of Tully-Fisher relation on morphology of galaxies. For this purpose several samples of galaxies were selected from [6] according to their morphological descriptions by symbols in MCG catalogue. The corresponding samples are: flat seen edge-on galaxies, designated by symbol F in MCG; galaxies seen as the lens and designated by symbol L; galaxies having ring in their description, designated as R; galaxies with the bar, designated as B; Sa spiral galaxies; Sb, Sbc and Sc galaxies and Markarian galaxies. A sample of galaxies contained types from Sa to Sd with  $i > 30^\circ$  and compiled by Paturel et al. [10] was considered for comparison.

In the Tully-Fisher relation:  $\log D_0 = \alpha \log(W/2 \sin i) + \beta$  21 cm HI line widths, taken from catalogues of Bottinelli et al. [11] and Bottinelli et al. [12], were corrected for inclination, internal velocity motions and instrumental effects through the reduction described in [10]. The weighted mean of the HI line width  $\langle W \rangle$  was counted according to:  $\log \langle W \rangle = \sum (w_i \log W_i) / \sum w_i$ .

Таблица 3

THE PARAMETERS OF TULLY-FISHER RELATION BETWEEN THE 21 CM HI LINE WIDTHS AND LINEAR DIAMETERS OF GALAXIES OF DIFFERENT TYPES

	F-gal	F-gal	L-gal	Mrk	R-gal	B-gal	Sa	Sb,c	Sample of Bottinelli
$\alpha$	0.95	0.80	0.74	0.94	0.57	0.42	0.63	0.39	1.01
	$\pm 0.04$	$\pm 0.07$	$\pm 0.06$	$\pm 0.09$	$\pm 0.08$	$\pm 0.09$	$\pm 0.15$	$\pm 0.10$	$\pm 0.05$
$\beta$	-0.61	-0.42	-0.24	-0.87	0.13	0.31	-0.04	0.57	-4.20
	$\pm 0.09$	$\pm 0.15$	$\pm 0.12$	$\pm 0.20$	$\pm 0.17$	$\pm 0.17$	$\pm 0.34$	$\pm 0.21$	$\pm 0.07$
$q$	0.12	0.42	0.36	0.66	0.73	0.66	0.60	0.60	
$n$	267	142	158	102	73	89	46	113	
$\rho$	0.81	0.68	0.73	0.70	0.66	0.46	0.53	0.36	
	$\pm 0.14$	$\pm 0.17$	$\pm 0.21$	$\pm 0.30$	$\pm 0.14$	$\pm 0.24$	$\pm 0.22$	$\pm 0.22$	
$\sigma(\mu)$	0.7	0.7	0.7	1.1	1.1	0.9	1.8	1.1	0.4

Linear diameters were calculated from apparent diameters picked out from [11], statistically reduced to the standard isophotal system at  $25''/\square''$ , and were corrected for inclination.

Table 3 presents the slope  $\alpha$  and the zero-point  $\beta$  of the Tully-Fisher relation for 9 samples of galaxies,  $n$  - number of galaxies in samples,  $\langle q \rangle$  - mean value of galaxy inclinations,  $\rho$  - correlation coefficient,  $\sigma(\mu)$  - mean internal error of distance modulus.

The analysis of Table 3 shows that there is a small difference in values of the slope between samples of flat F-, F- and L- galaxies, including Markarian galaxies. These values vary from 0.95 for F- to 0.74 for L- galaxies: The values of a zero-point differ more noticeably from -0.87 for Markarian objects to 0.57 for Sb-Sc, that evidences the dependence of this relation on galaxy types. These all zero-point values distinguish strongly from that obtained by Paturel [10] that may be the result of large corrections introduced into the values of HI line width in case of sample of flat inclined galaxies and on the other hand by the mixture of various types of spiral galaxies in case of Bottinelli's sample.

A close correlation between linear diameters and values of maximum rotational velocity (Fig.1) is noted for F'- and other samples of flat galaxies with smaller dispersion of points from the regression line for F'-galaxies. The mean internal error of distance modulus  $\sigma(\mu) = 0.^m7$  counted for F'-galaxies

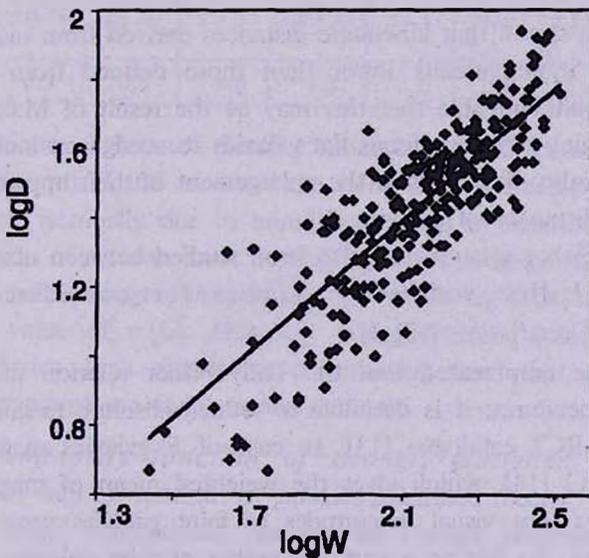


Fig.1. The Tully-Fisher relation between linear diameters and 21-cm HI line widths for strongly flattened galaxies.

exceeds the value  $0.^m4$ , derived by Bottinelli and slightly distinguishes from those, obtained for other flat galaxies.

The logarithmic values of distances  $\log r_{TF}$  derived from the Tully-Fisher relation for F'-galaxies have been plotted against the logarithmic kinematic distances  $\log r_v$  (Fig.2).

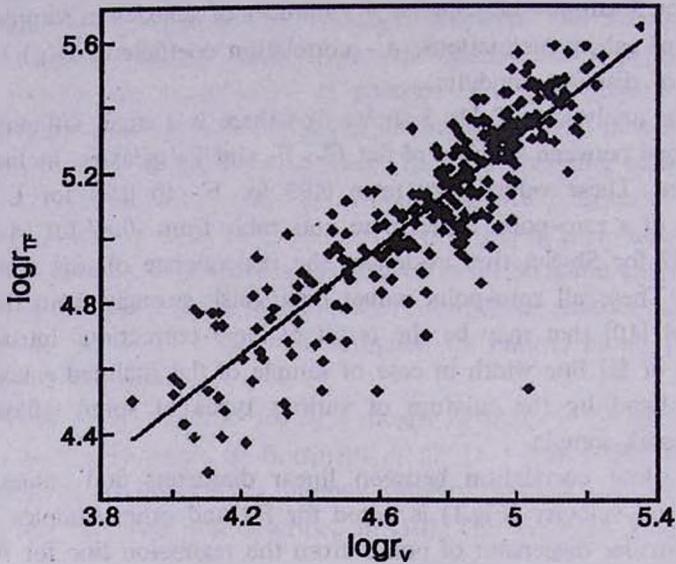


Fig.2. The dependence of distances derived from the Tully-Fisher relation on kinematic distances for strongly flattened galaxies.

The diagram shows that kinematic distances derived from radial velocities of galaxies are systematically lower than those defined from Tully-Fisher relation. It is quite possible that this may be the result of Malmquist effect according to which more luminous flat galaxies seen edge-on look more elongated than in reality that leads to the enlargement of their apparent diameters that increases distances of galaxies.

The Tully-Fisher relation has also been studied between absolute magnitudes and HI line widths of galaxies for considered samples:  $-M = a \log(W/2 \sin i) + b$ . (Fig.3).

It should be emphasized that the Tully-Fisher relation is sensitive to photometric procedures: it is desirable to reduce absolute magnitudes to the system  $B^0_T$  of RC2 catalogue [13]. In case of F'-galaxies magnitudes were taken from CPG [14], which gives the weighted mean of magnitudes from different sources, but visual magnitudes of faint galaxies were included in CPG unchanged. So due to a certain number of faint galaxies in a sample of F'-galaxies it was impossible to reduce their magnitudes to the standard RC2 system. The value  $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  was adopted as the Hubble constant and radial velocities were corrected by the value  $300 \sin i \cos b \text{ km sec}^{-1}$  for galactocentric rotation. Magnitudes were corrected for galactic absorption.

Table 4 evidences that values of the slope don't differ significantly for all samples of flat galaxies, though there is a more noticeable difference in values of the zero-point that emphasizes the Tully-Fisher relation dependence on morphology of galaxies. A scatter of points from the regression line in case of F'-galaxies was found to be more pronounced compared to the similar diagram based on linear diameters, let alone other samples of galaxies.

Таблица 4

THE TULLY-FISHER RELATION BETWEEN THE 21 CM HI LINE WIDTHS AND ABSOLUTE MAGNITUDES OF GALAXIES OF DIFFERENT TYPES

	F'-gal	F-gal	L-gal	Mrk	R-gal	B-gal	Sa	Sb,c	Bottin.
a	5.07	4.90	3.84	4.43	3.27	2.88	3.27	3.24	5.00
	$\pm 0.26$	$\pm 0.33$	$\pm 0.29$	$\pm 0.37$	$\pm 0.49$	$\pm 0.42$	$\pm 0.67$	$\pm 0.45$	$\pm 0.20$
b	7.62	8.21	10.46	9.67	12.18	12.06	12.31	12.61	19.40
	$\pm 0.57$	$\pm 0.71$	$\pm 0.62$	$\pm 0.76$	$\pm 1.12$	$\pm 0.81$	$\pm 1.51$	$\pm 1.00$	$\pm 0.15$
n	267	142	158	103	73	89	46	113	
$\rho$	0.76	0.78	0.73	0.77	0.62	0.59	0.59	0.56	
	$\pm 0.90$	$\pm 0.74$	$\pm 1.08$	$\pm 1.15$	$\pm 0.90$	$\pm 1.17$	$\pm 0.97$	$\pm 1.04$	
$\sigma(\mu)$	0.9	0.9	0.9	1.0	1.3	1.0	1.2	1.6	0.5

The mean internal error of distance modulus derived for only F'-galaxies increased to  $\sigma(\mu) = 0.9$  and exceeded the value 0.3 obtained by Paturel et al [10]. This result is mostly due to unreduced values of magnitudes and to a large contribution of a mean error  $\sigma = 0.5$  of Zwicky's magnitudes and visual estimations of galaxy magnitudes on PA Sky prints in UGC catalogue that increased the value of  $\sigma(\mu)$ . Distance modulus errors counted for other samples of galaxies don't distinguish considerably from that of F'-galaxies, though their diagrams are much more scattered.

4. *The luminosity function of strongly flattened F'-galaxies.* Large amount of data on redshifts of galaxies published recently [15,16] made it possible to define a luminosity function for strongly flattened F'-galaxies. The main properties of the universal luminosity function of galaxies have been well studied, nevertheless the investigation of individual luminosity function dependant on galaxy morphology still attracts certain attention. It is well known that the luminosity function of spiral galaxies has maximum and is approximated by Gaussian expression with different maxima for spirals' subtypes.

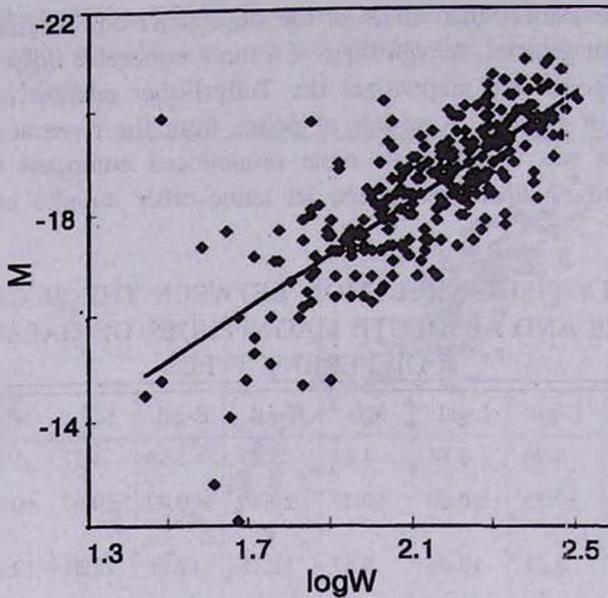


Fig.3. The Tully-Fisher relation between absolute magnitudes and 21 cm HI line widths for strongly flattened galaxies.

The asymmetrical distribution of absolute magnitudes of F'-galaxies was well represented by Schechter analytical expression [17]. This expression in absolute magnitude terms is defined as:  $n(M)dM = n^* (\text{dex } 0.4(M^* - M))^{\alpha+1} \times \exp(-\text{dex } 0.4(M^* - M)) dM$ .

The values of parameters  $\alpha$ ,  $M^*$  and  $n^*$  were obtained by minimizing  $\chi^2$  according to:  $\chi^2 = 1/\nu \sum [n_i(M) - N_i(M)]^2 / n_i M$  where  $N_i(M)$  are values of observed distribution of absolute magnitudes,  $n_i(M)$  are values defined from Schechter analytic expression,  $\nu$  - degree of freedom. There was found a good fit of analytic expression to observed absolute magnitudes' distribution. The values of parameters which minimize  $\chi^2$  are:  $M^* = -19.^{\circ}9$ ,  $\alpha = -1.0$ ,  $n^* = 200$ , giving a minimum  $\chi^2 = 0.7$  with  $\nu = 10$  and tabular quantity  $\chi^2_T = 3.9$  at  $P = 0.95$  confidence level. It must be emphasized that absolute magnitudes of galaxies require correction not only for galactic but also for internal absorption, which reaches the value 1.<sup>^{\circ}33</sup> for galaxies seen edge-on according to [18]. In this case the characteristic absolute magnitude  $M^*$  may get the value -21.<sup>^{\circ}2</sup> as all F'-galaxies in the studied sample would be corrected by the same quantity.

On the basis of various determinations of the general luminosity function Binggeli et al [19] concluded that the galaxy luminosity distribution could be satisfactorily approximated by Schechter expression with main parameters  $\alpha = -1.25$  and  $M^* = -21.^{\circ}0$ . The dimensionless faint-end parameter  $\alpha$  cannot be obtained with good accuracy due to various values of non-Hubble compo-

ment in radial velocities noted by Schechter [17]. The distribution of absolute magnitudes of strongly flattened F'-galaxies is defined by parameter  $\alpha = -1.0$  for the faint-end. This value rather differs from that, noted by Binggeli et al [19] and may be due to the use of magnitude estimations unreduced to the standard de Vaucouleurs' system as well as to the incompleteness of a sample of F'-galaxies near the angular diameter limit of UGC catalogue.

5. *Statistical analysis of a small-scale clustering tendency of F'-galaxies.* According to Karachentsev [2] the majority of strongly flattened galaxies tend to be isolated objects without close companions. The frequency distribution of angular separations of galaxies from F'-ones was analyzed based on Fessenko's [20] statistical method of nearest companion.

The relative number of galaxies in systems containing  $\geq 2$  components was estimated according to the equation:  $\delta(\theta) = 1 - q(1) = 1 - \langle P_1(0, \theta) \rangle / \langle P_2(0, \theta) \rangle$ .

Counts of galaxies in rings of radius  $\theta$  centered on selected galaxies  $P_1(0, \theta)$  were compared to counts in rings centered on arbitrary points  $P_2(0, \theta)$ . The distribution of angular separations from each selected galaxy to its nearest companion was studied taking into account the morphological type of a galaxy. Pairs of galaxies with similar types: E-E, S-S, F-F, F'-F' were distinguished from mixed pairs with arbitrary type G for the galaxy's nearest neighbour: E-G, S-G, F-G, F'-G.

The relative number of galaxies of E, S and F types in pairs with similar types were equal to:  $0.134 \pm 0.017$ ,  $0.066 \pm 0.008$ ,  $0.075 \pm 0.009$  correspondingly. Systems formed of only F'-galaxies were not observed. The relative numbers of galaxies in apparent systems were significantly lowered due to the limiting magnitude of catalogues used for study. Pairs formed of galaxies of similar types were close systems with maximum separation of components up to  $15'-20'$ .

The number of apparent mixed pairs: E-G, S-G, F-G noticeably exceeds number of pairs with similar types: E-E, S-S, F-F, while the number of mixed pairs: F-G and F'-G is considerably larger than that, containing spirals.

The correlation of galaxy types in pairs and close multiple systems is still an unsettled question and can be defined by the quantity  $\psi$ :  $\psi_{TT} = (\xi_{TT}/\delta_{TT}) / (N_T/N_t)$  where  $\delta$  is a relative number of galaxies with the closest neighbour of the similar type. In case of  $\delta_T$ , the closest neighbour is of an arbitrary type.

Table 5 shows that F- and F'-galaxies are considerably more frequently found in mixed pairs multiple systems compared to spirals.

It must be stated as well that only 3% of F'-galaxies are encountered in Virgo cluster and 1% - in Coma.

THE CORRELATION OF GALAXY TYPES IN PAIRS AND CLOSE  
MULTIPLE SYSTEMS

	E-E	S-S	F-F	E-G	S-G	F-G	F'-G
$\psi$	2.76	0.91	1.63	1.43	1.02	1.41	1.68

6. *Conclusions.* A homogeneous sample of 1200 strongly flattened galaxies, selected by axis ratio criterion  $b/a \leq 0.15$  from the UGC catalogue, limited by angular diameter criterion  $D \geq 1'$  was studied in various properties.

The majority of these galaxies (88%) are faint objects with magnitudes fainter than 15.<sup>m</sup>0. The rapid decrease of the relative spatial density of strongly flattened galaxies at faint magnitudes can be explained by observational selection.

The possibility of using of strongly flattened galaxies as well as other galaxies according to their morphological type or other properties as a distance indicator has been examined by the Tully-Fisher relation. Measurements of 21 cm HI line widths and angular diameters and magnitudes of galaxies were taken from [10] and [13] catalogues.

There was made the conclusion that angular diameters of strongly flattened and other flat seen edge-on galaxies described as F and L in MCG catalogue can be used for determination of distance moduli of galaxies with accuracy 0.<sup>m</sup>7. However the Tully-Fisher relation diagram turned out to be less scattered compared to other considered objects.

The use of magnitudes unreduced to the standard system for the Tully-Fisher relation increases the distance modulus error up to 0.<sup>m</sup>9 - 1.<sup>m</sup>2 for all studied samples of galaxies.

The distribution of absolute magnitudes of strongly flattened galaxies was approximated by analytic Schechter expression with the main parameters:  $M^* = -21.<sup>m</sup>2$  and  $\alpha = -1.00$ . The low value of  $\alpha$ , a faint-end slope parameter evidences the incompleteness of strongly flattened galaxies in UGC catalogue at its diameter limit.

The statistical method of the nearest companion by Fessenko [20] applied to the apparent distribution of strongly flattened galaxies has shown that these galaxies are considerably more frequently found in mixed pairs and multiple systems than spirals.

The authors would like to thank Dr. G.Paturel for sending them his valuable data catalogues on galaxies.

The present investigation was supported by ESO C&EE Programme Grant A-05-012.

Abastumani Astrophysical Observatory, Georgia

СИЛЬНО УПЛОЩЕННЫЕ ГАЛАКТИКИ В  
АБАСТУМАНСКОМ СВОДНОМ КАТАЛОГЕ ГАЛАКТИК

Н.Г.КОГОШВИЛИ, Т.М.БОРЧХАДЗЕ

1200 сильно уплощенных галактик, удовлетворяющих критерию  $b/a \leq 0.15$ , выделены из каталога UGC, содержащегося в Абастуманском сводном каталоге и изучены их свойства. Исследована зависимость Тули-Фишера для сильно уплощенных галактик, а также для ряда выборок галактик, составленных по морфологическому признаку, с целью проверки возможности использования этих галактик в качестве индикаторов расстояния. Проведенное исследование позволяет сделать вывод, что угловые диаметры сильно уплощенных галактик, а также плоских галактик, видимых с ребра и обозначенных в каталоге МКГ как F и L, могут быть использованы для определения модуля расстояния с точностью 0.<sup>7</sup>. Распределение абсолютных звездных величин сильно уплощенных галактик описано зависимостью Шехтера со значениями параметров  $M^* = -21.<sup>2</sup>$  и  $\alpha = -1.0$ . Применение статистического метода ближайшего соседа к распределению сильно уплощенных галактик показало, что они значительно чаще спиралей встречаются в парах и кратных системах вместе с другими галактиками.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *B.I.Fessenko*, *Astrofizika*, 18, 37, 1982.
2. *I.D.Karachentsev*, *Astron. J.*, 97, 1566, 1989.
3. *P.Nilson*, *Uppsala General Catalogue*, Uppsala, 1972.
4. *N.G.Kogoshvili*, *Bull. Inform. CDS*, 25, 63, 1983.
5. *N.G.Kogoshvili*, *Bull. Inform. CDS*, 29, 89, 1985.
6. *N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze*, (will be published elsewhere).
7. *B.A.Vorontsov-Veljaminov, A.A.Krasnogorskaja, V.P.Arkipova*, *Morphological Catalogue of Galaxies, I-V*, Moscow, 1962-1974.
8. *N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze, A.E.Piskunov*, *Bull. Abastum. Obs.*, 58, 181, 1985.
9. *N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze*, *Bull. Abastum. Obs.*, 70, 61, 1992.
10. *G.Paturel, L.Bottinelli, L.Gouguenheim, P.Fouqué*, *Catalogue of HI Data*, Lyon, 1990.
11. *L.Bottinelli, L.Gouguenheim, P.Fouqué, G.Paturel*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 82, 391, 1990.
12. *L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Paturel, G.de Vaucouleurs*, *Astron. Astrophys.*, 118, .4, 1983.

13. *G.de Vaucouleurs, A.de Vaucouleurs, H.G.Corwin*, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies (RC2), Austin, Texas, 1976.
14. *G.Paturel, P.Fouqué, L.Bottinelli, L.Gouguenheim*, Catalogue of Principal Galaxies, Lyon, 1990.
15. *G.G.C.Palumbo, G.Tanzella-Nitti, G.Vettolani*, Catalogue of Radial Velocities of Galaxies, New York, 1983.
16. *J.P.Huchra*, Redshift Catalogue, Cambridge, 1987.
17. *P.Schechter*, *Astrophys. J.*, **203**, 297, 1976.
18. *E.Holmberg*, *Lund Medd.*, **11**, 136, 1958.
19. *B.Binggeli, A.Sandage, G.A.Tammann*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **26**, 509, 1988.
20. *B.I.Fessenko*, *Uch. Zap. LGU*, **323**, 146, 1964.

УДК: 524.726-77

## СПЕКТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

В.Г.МАЛУМЯН, А.А.ХАЧАТРЯН

Поступила 5 августа 1997

Принята к печати 15 сентября 1997

Показано, что среди спиральных галактик морфологических подтипов Sa и Sab (включая также галактики с перемычкой этих подтипов) в основном встречаются объекты со сравнительно плоскими спектрами радиоизлучения. Среди галактик более поздних, чем Sab морфологических подтипов встречаются объекты как с плоскими, так и с крутыми спектрами радиоизлучения.

1. *Введение.* Спиральные галактики в радиодиапазоне исследуются давно. Изучению их спектров радиоизлучения посвящен ряд работ [1-4].

В последние годы опубликовано большое количество новых данных о радиоизлучении спиральных галактик. В частности, с помощью лучших радиотелескопов мира на разных частотах, измерены плотности потоков радиоизлучения большого количества галактик. Полученные данные дают возможность более подробно и для большего числа объектов, чем это было сделано ранее, исследовать их спектры радиоизлучения в широком интервале частот.

Используя опубликованные в работах [1-15] данные о плотностях потоков радиоизлучения галактик, мы построили спектры радиоизлучения 122 спиральных галактик в интервале частот 400-5000 МГц. В некоторых случаях спектры удавалось строить в более широком диапазоне (например, в диапазоне 80-10700 МГц). Для подавляющего большинства объектов наряду с другими частотами, в упомянутых выше интервалах, использованы также измерения на частотах 408, 1415, 2700 и 5000 МГц. Спектры строились методом наименьших квадратов. Почти для всех галактик спектры радиоизлучения в широком интервале частот можно было представить одной прямой линией (в логарифмическом масштабе).

Используя данные о спектрах радиоизлучения 122 спиральных галактик, в настоящей работе исследована зависимость спектральных индексов радиоизлучения от морфологического подтипа галактик.

2. *Результаты.* Средние спектральные индексы радиоизлучения спиральных галактик разных морфологических подтипов и соответствующие средне-квадратические ошибки приведены в табл.1. ( $S \sim \nu^{-\alpha}$ ,

$S$  - плотность потока на частоте  $\nu$ ,  $\alpha$  - спектральный индекс радиоизлучения). В предпоследней и последней строках таблицы указаны средние спектральные индексы радиоизлучения галактик без перемычек и галактик с перемычкой (SB) и промежуточного типа (SX) соответственно. Во всех указанных в таблице морфологических подтипах учитывались также галактики с перемычкой и промежуточного типа. Для галактики NGC 7316 в литературе мы не нашли указания на ее морфологический подтип.

Таблица 1

### СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИНДЕКСЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК РАЗНЫХ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ПОДТИПОВ

Морфологический подтип	Количество объектов	$\langle \alpha \rangle$
Sa+Sab	18	$0.61 \pm 0.05$
Sb	33	$0.73 \pm 0.03$
Sbc	19	$0.76 \pm 0.05$
Sc	38	$0.71 \pm 0.03$
Scd и более поздние	13	$0.72 \pm 0.05$
S	74	$0.72 \pm 0.02$
SX+SB	48	$0.70 \pm 0.03$

Средний спектральный индекс для всех 122 галактик  $\langle \alpha \rangle = 0.71 \pm 0.02$ .

Распределение спектральных индексов радиоизлучения для спиральных галактик разных морфологических подтипов представлено на рис.1. Из него видно, что распределение спектральных индексов для галактик подтипов Sa и Sab (включая также SX и SB галактики этих подтипов) заметно отличается от такового для галактик более поздних, чем Sab подтипов. Среди Sa и Sab галактик нет ни одного объекта с  $\alpha > 0.85$ , между тем, например, среди галактик подтипа Sb таких объектов 8 (24%), среди Sbc галактик - 7 (36.8%), среди Sc - 8 (21.1%), среди Scd и более поздних - 2 (15.4%). Вероятность такого случайного отклонения меньше  $10^{-2}$ .

Как известно, радиоизлучение спиральных галактик связано с двумя пространственными компонентами - центральным компактным и дисковым протяженным [16]. Согласно [16], среди спиральных галактик подтипов Sa и Sab центральные компоненты встречаются чаще, чем среди более поздних подтипов. Может быть именно этим объясняется отсутствие среди Sa и Sab галактик объектов с крутыми радиоспектрами. Центральные компактные компоненты обладают более плоскими спектрами, чем дисковые, хотя, обычно, основной вклад в общее

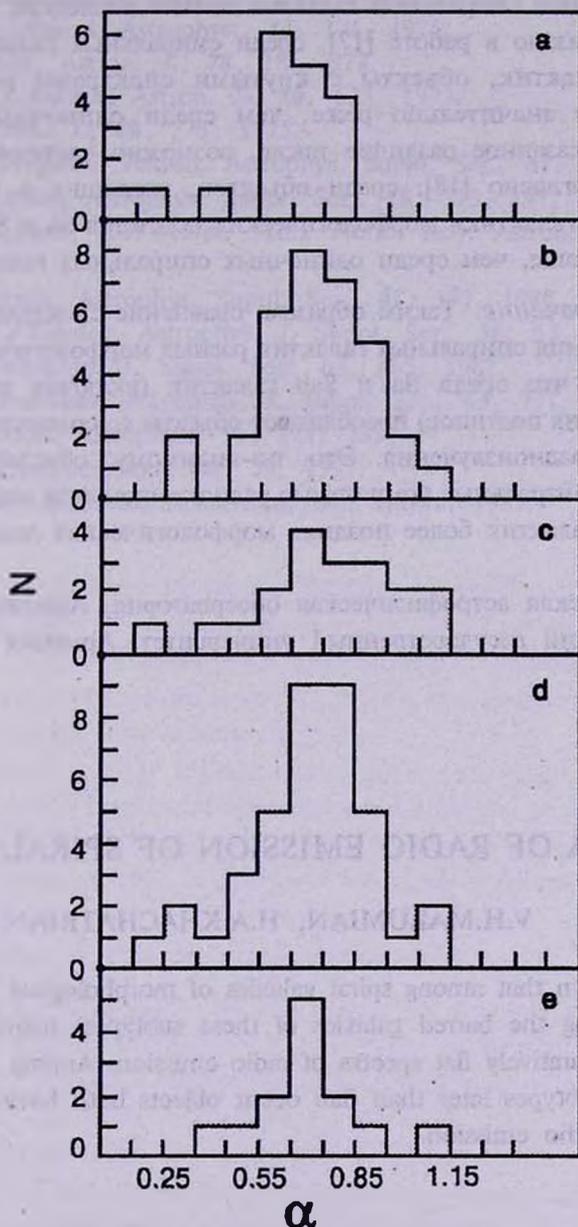


Рис.1. Распределение спектральных индексов радиоизлучения спиральных галактик разных морфологических подтипов. а. Sa+Sab, б. Sb, в. Sbc, г. Sc, д. Scd и более поздние. Во всех указанных подтипах учтены также SX и SB галактики.

радиоизлучение спиральных галактик вносят последние [16].

Как показано в работе [17], среди спиральных галактик, входящих в пары галактик, объекты с крутыми спектрами радиоизлучения встречаются значительно реже, чем среди одиночных спиральных галактик. Указанное различие также, возможно частично, обусловлено тем, что, согласно [18], среди объектов, входящих в пары галактик, спиральные галактики морфологических подтипов Sa и Sab встречаются несколько чаще, чем среди одиночных спиральных галактик.

3. *Заключение.* Таким образом, сравнение спектральных индексов радиоизлучения спиральных галактик разных морфологических подтипов показывает, что среди Sa и Sab галактик (включая также SX и SB галактики этих подтипов) преобладают объекты со сравнительно плоскими спектрами радиоизлучения. Это, по-видимому, обусловлено тем, что среди них центральные компактные радиоконпоненты встречаются чаще, чем среди галактик более поздних морфологических подтипов.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения  
Ереванский государственный университет, Армения

## SPECTRA OF RADIO EMISSION OF SPIRAL GALAXIES

V.H.MALUMIAN, H.A.KHACHATRIAN

It is shown that among spiral galaxies of morphological subtypes Sa and Sab (including the barred galaxies of these subtypes) mainly occur objects having comparatively flat spectra of radio emission. Among galaxies of morphological subtypes later than Sab occur objects both having flat and steep spectra of radio emission.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *F.P.Israel, J.M. van der Hulst*, *Astron. J.*, 88, 1736, 1983.
2. *J.M.Gioia, L.Gregorini, U.Klein*, *Astron. Astrophys.*, 116, 164, 1982.
3. *I.M.Dumke, M.Krause, R.Wielebinski, U.Klein*, *Astron. Astrophys.*, 302, 691, 1995.

4. *J.J.Harnett*, Australian J. Phys., **35**, 321, 1982.
5. *W.Huchtmeier*, Astron. Astrophys., **44**, 101, 1975.
6. *W.H.McCutcheon*, Astron. J., **78**, 18, 1973.
7. *M.P.Haynes, R.Sramek*, Astron. J., **80**, 673, 1973.
8. *R.Sramek*, Astron. J., **80**, 771, 1975.
9. *J.M.Gioia, L.Gregorini*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **41**, 329, 1980.
10. *J.Pfleiderer*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **28**, 313, 1977.
11. *J.Pfleiderer, C.Durst, K.H.Gebler*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **192**, 635, 1980.
12. *E.Hummel*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **41**, 151, 1980.
13. *L.L.Dressel, J.J.Condon*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **36**, 53, 1978.
14. *J.J.Condon*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **65**, 485, 1987.
15. *J.M.Gioia, G.Fabbiano*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **63**, 771, 1987.
16. *E.Hummel*, Astron. Astrophys., **96**, 111, 1981.
17. *В.Г.Малулян*, Астрофизика, **40**, 39, 1997.
18. *И.Д.Караченцев*, Двойные галактики, М., Наука, 1987.

УДК: 524.64

## О ПРИРОДЕ КОМПАКТНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Л.Ш.ГРИГОРЯН<sup>1,2</sup>, Г.С.СААКЯН<sup>1</sup>

Поступила 17 апреля 1997

Исследованы сферически-симметричные звездные скопления (компактные ядра галактик, шаровые скопления), в ходе эволюции далеко продвинувшиеся к состоянию полного статистического равновесия. Выведено уравнение состояния таких систем (политропа с индексом  $k = 0.5$ ), рассчитаны их основные характеристики. Показано, что компактные ядра галактик в основном должны состоять из быстро вращающихся нейтронных звезд и белых карликов. Обосновывается, что пульсары могут рождаться путем испарения нейтронных звезд из ядра нашей Галактики. Число подобных пульсаров  $\sim 3 \cdot 10^6$ .

1. *Введение.* Одной из актуальных проблем современной космогонии является наблюдательное и теоретическое исследование ядер галактик: определение их масс и радиусов, исследование испускаемого ими излучения, изучение состояния вещества в них, выяснение природы их активности и мощных источников энергии.

В работе исследованы компактные ядра галактик и шаровые скопления, которые в ходе эволюции далеко продвинулись к состоянию полного статистического равновесия. В пп.2,3 в несколько новом аспекте изложены в принципе уже решенные вопросы звездной динамики равновесных систем [1-4]. Они используются далее в пп.4,5. В заключении приведены основные результаты работы.

2. *Уравнение состояния.* Рассмотрим компактное ядро галактики (или шаровое скопление), которое содержит достаточно большое число звезд и которое в процессе эволюции оказалось близким к состоянию статистического равновесия. Это означает, что  $\tau < t < 1/H$ , где  $t$  - время жизни гравитационно связанной системы,  $\tau$  - время ее релаксации, а  $H$  - постоянная Хаббла. В такой системе звезды двигаются в общем самосогласованном гравитационном поле по хаотически ориентированным орбитам, испытывающим небольшие искажения благодаря парным столкновениям. Ограничимся обсуждением случая сферически-симметричной системы, состоящей из звезд примерно одинаковой массы.

Для звездного скопления, находящегося в состоянии статистического равновесия, можно ввести понятие давления

$$P = \frac{1}{3} \rho w^2, \quad (1)$$

где  $\rho = nm$  - плотность массы ( $n$  - число звезд в единице объема,  $m$  - средняя масса звезды), а  $w$  - среднеквадратичная скорость звезды. Эту скорость можно определить из естественного требования постоянства полной энергии звезды вдоль радиуса системы:

$$\frac{1}{2}mw^2(r) + m\varphi(r) = \mu, \quad (2)$$

где  $\varphi$  - гравитационный потенциал, а  $r$  - расстояние от центра скопления. Для определения постоянной  $\mu$  подставим  $w$  из (2) в (1):

$$P = \frac{2}{3}\rho\left(\frac{\mu}{m} - \varphi\right). \quad (3)$$

Воспользовавшись полученным соотношением, проинтегрируем уравнение гидродинамики

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{d\varphi}{dr}. \quad (4)$$

В результате

$$\rho = c_1 \sqrt{\frac{\mu}{m} - \varphi} \quad (5)$$

( $c_1$  - постоянная интегрирования). На поверхности скопления  $\rho(R) = 0$ , и поэтому

$$\mu = m\varphi(R), \quad w^2(r) = 2[\varphi(R) - \varphi(r)], \quad (6)$$

где

$$\varphi(R) = -\frac{GM}{R}, \quad (7)$$

а  $M$  - масса скопления. При этом  $w(R) = 0$ .

Исключая  $\varphi$  из (3) и (5) приходим к уравнению состояния

$$P = a\rho^3, \quad (8)$$

где  $a = 2/3c_1^2$ . Как видим, статистически равновесное скопление звезд описывается уравнением состояния политропной среды с индексом  $k = 0.5$ .

3. *Модель звездного скопления.* Масса и радиус не вращающегося (сферически-симметричного) звездного скопления определяются уравнениями

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gu\rho}{r^2}, \quad \frac{du}{dr} = 4\pi\rho r^2, \quad (9)$$

где  $u(r)$  - накопленная масса. Введя обозначения

$$r = \alpha x, \quad y = \frac{\rho^2}{\rho_0^2}, \quad x^2 = \frac{3a\rho_0}{8\pi G}, \quad (10)$$

систему уравнений (9) можно преобразовать в уравнение Эмдена

$$\frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} \left( x^2 \frac{dy}{dx} \right) + \sqrt{y} = 0 \quad (11)$$

с граничными условиями

$$y(0) = 1, \quad y'(0) = 0. \quad (12)$$

Здесь штрих означает дифференцирование по  $x$ , а  $\rho_0$  - значение функции  $\rho(r)$  в центре скопления. При этом

$$u = -4\pi\rho_0\alpha^3 x^2 y'(x). \quad (13)$$

На рис.1 приведены результаты численного интегрирования уравнения Эдсона. Согласно этим данным

$$x_s = 2.7527, \quad y'(x_s) = -\frac{1}{2}, \quad (14)$$

где  $x_s$  - радиус скопления в новом обозначении (определяется условием  $y(x_s) = 0$ ). Для массы и радиуса скопления имеем

$$M = 2\pi\rho_0\alpha^3 x_s^2, \quad R = \alpha x_s. \quad (15)$$

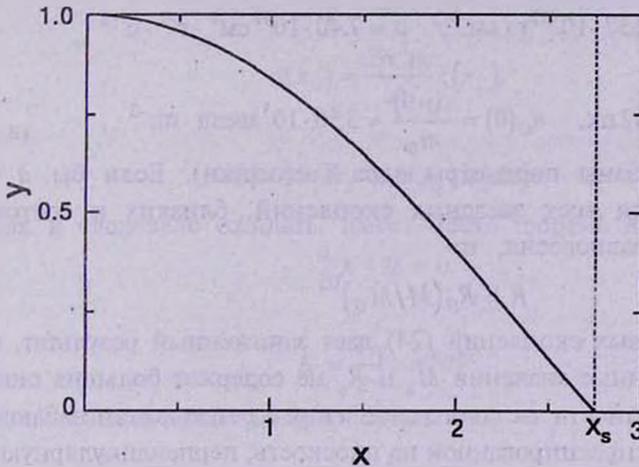


Рис.1. Политропа с индексом  $k = 0.5$ .

Согласно (5) и (6)

$$\rho^2 = \rho_0^2 \frac{\varphi(r) - \varphi(R)}{\varphi(0) - \varphi(R)}. \quad (16)$$

В центре скопления

$$\varphi(0) = -4\pi G \int_0^R \rho r dr = -4\pi G \rho_0 \alpha^2 \int_0^{x_s} x \sqrt{y} dx, \quad (17)$$

и поэтому, воспользовавшись равенством

$$\int_0^{x_s} x \sqrt{y} dx = 1 - x_s y'(x_s) = 1 + \frac{1}{2} x_s, \quad (18)$$

(следует из (11) и (14)), приходим к формуле

$$\varphi = -\frac{GM}{R} \left( 1 + \frac{2y}{x_s} \right). \quad (19)$$

Далее, исключив масштабный множитель в (10) и (15), приходим к равенствам

$$M = \frac{2\pi}{x_s} \rho_0 R^3, \quad a = \frac{8\pi GR^2}{3\rho_0 x_s^2}, \quad (20)$$

откуда

$$M = \frac{16\pi^2 G}{3a x_s^3} R^5. \quad (21)$$

Как видим, при заданном  $a$  (при заданном уравнении состояния) масса, радиус и др. параметры звездного скопления определяются значением центральной плотности  $\rho_0$  или, можно сказать, значением центрального давления  $P_0$ .

Используя (20), (21), можно оценить значения  $\rho_0$  и  $a$  для ядра нашей Галактики. Принимая  $M \approx 10^8 m_\odot$ ,  $R \approx 5$  пк[5], находим

$$\rho_G(0) \approx 2.37 \cdot 10^{-17} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad a \approx 7.40 \cdot 10^{47} \text{ см}^8 \cdot \text{г}^{-2} \cdot \text{с}^{-2} \quad (22)$$

При этом

$$\alpha \approx 1.32 \text{ пк}, \quad n_G(0) = \frac{\rho_G(0)}{m_\odot} \approx 3.50 \cdot 10^3 \text{ звезд} \cdot \text{пк}^{-3} \quad (23)$$

(индексом  $G$  указаны параметры ядра Галактики). Если бы  $a$  было одно и то же для всех звездных скоплений, близких к состоянию статистического равновесия, то

$$R = R_G (M/M_G)^{1/5}. \quad (24)$$

Однако для шаровых скоплений (24) дает заниженный результат, если, конечно, приведенные значения  $M_G$  и  $R_G$  не содержат больших ошибок.

Сравнение плотности звездного скопления с результатами наблюдений требует введения спроецированной на плоскость, перпендикулярную лучу зрения, плотности  $\sigma(r_1)$ . С пространственной плотностью  $n(r)$  она связана соотношением

$$\sigma(r_1) = 2 \int_0^{s(R)} n(s) ds = \frac{2}{m} \int_{r_1}^R \frac{\rho r dr}{\sqrt{r^2 - r_1^2}}. \quad (25)$$

Здесь  $r_1$  - расстояние от центра звездного скопления до линии наблюдения, а  $s$  - расстояние вдоль этой линии. Начало  $s$  выбрано в точке, ближайшей к центру скопления:  $s^2 = r^2 - r_1^2$ . Перейдя к переменным  $x = r/\alpha$ ,  $y = \rho^2/\rho_0^2$ , получаем:

$$\sigma(r_1) = \frac{2\alpha\rho_0}{m} \xi(x_1), \quad x_1 = r_1/\alpha, \quad (26)$$

где

$$\xi(x_1) = - \int_{x_1}^{x_s} \sqrt{x^2 - x_1^2} \frac{d\sqrt{y}}{dx} dx. \quad (27)$$

Значения этой функции приведены в табл.1. Следует иметь в виду, что

Таблица 1

К ФОРМУЛЕ (28) ДЛЯ СПРОЕЦИРОВАННОЙ ПЛОТНОСТИ  
ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ

$x_1$	$\xi(x_1)$	$x_1$	$\xi(x_1)$	$x_1$	$\xi(x_1)$
0.0	2.078	1.0	1.777	2.0	0.918
0.1	2.075	1.1	1.714	2.1	0.806
0.2	2.066	1.2	1.646	2.2	0.690
0.3	2.050	1.3	1.573	2.3	0.571
0.4	2.029	1.4	1.494	2.4	0.449
0.5	2.002	1.5	1.410	2.5	0.324
0.6	1.969	1.6	1.321	2.6	0.196
0.7	1.929	1.7	1.227	2.7	0.068
0.8	1.884	1.8	1.128	2.753	0.000
0.9	1.833	1.9	1.025		

$$\sigma(x_1) = \frac{2\alpha^3 \rho_0}{m} \xi(x_1), \quad (28)$$

так как

$$\sigma(r_1) r_1 dr_1 = \sigma(x_1) x_1 dx_1. \quad (29)$$

Как и следовало ожидать, имеет место теорема вириала

$$2K + U = 0, \quad (30)$$

где

$$K = \frac{1}{2} \int \rho w^2 dV \quad (31)$$

- полная кинетическая энергия звезд, а

$$U = \frac{1}{2} \int \rho \varphi dV \quad (32)$$

- гравитационная энергия системы,  $dV$  - элемент объема. В этом можно убедиться подстановкой найденных решений в (30).

4. *Звездный состав ядра Галактики.* В самогравитирующей системе звезд время столкновительной релаксации определяется формулой [4,6]

$$\tau \approx \frac{0.05 N}{\ln(N/4)} \sqrt{\frac{R^3}{GM}}, \quad (33)$$

где  $N$  - число звезд в скоплении. Для ядер галактик

$$\tau \approx 4.5 \cdot 10^9 \sqrt{N_8} (R/5 \text{ пк})^{3/2} \text{ лет}, \quad (34)$$

что примерно в четыре раза меньше возраста Вселенной  $1/H \approx 2 \cdot 10^{10}$  лет. Заметим, что реальное время релаксации должно быть заметно меньше (33), ввиду сравнительно быстрого перемешивания звезд

(бесстолкновительная релаксация). И если возраст ядра галактики превышает его время релаксации, то в ходе эволюции оно успеет далеко продвинуться к состоянию полного статистического равновесия с максвелловским распределением звезд по скоростям. В такой системе должен иметь место больцмановский закон равномерного распределения внутренней энергии по всем степеням свободы звезд:

$$\frac{1}{2} m \bar{w}^2 = \frac{1}{2} J \Omega^2 = \frac{Gm^2}{r_0}. \quad (35)$$

При этом вращательные степени свободы звезд вступают в игру в процессах нелобовых столкновений звезд. В (35)  $J$  и  $\Omega$  - момент инерции и среднеквадратичная угловая скорость звезды,  $r_0$  - расстояние, на котором энергия взаимодействия двух звезд сравнивается со средней кинетической энергией звезды в скоплении.

Подставив (19) во второе из выражений (6), находим

$$w(r) = 2 \frac{\rho(r)}{\rho(0)} \sqrt{\frac{GM}{x_j R}}, \quad (36)$$

а после усреднения по  $\rho$  -

$$\bar{w} = \sqrt{\frac{GM}{x_j R}} \approx 1.8 \cdot 10^7 \eta \text{ см/с}. \quad (37)$$

Соответствующая угловая скорость

$$\bar{\Omega} = \bar{w} \sqrt{\frac{m}{J}}. \quad (38)$$

В (37)

$$\eta = \sqrt{\frac{M}{10^8 m_\odot} \cdot \frac{5 \text{пк}}{R}} \quad (39)$$

число порядка единицы.

Оценим  $\bar{\Omega}$  для разных типов звезд, которые могут существовать в ядре нашей Галактики. Начнем с рассмотрения нейтронных звезд. Массы нейтронных звезд охватывают интервал значений [7,8]

$$0.031 \leq m_{ns}/m_\odot \leq 2.14, \quad (40)$$

а моменты инерции -

$$3.26 \cdot 10^{42} \leq J_{ns} \leq 3 \cdot 10^{45} \text{ г}\cdot\text{см}^2. \quad (41)$$

Учитывая эти данные, из (37), (38) находим

$$20\eta \leq \bar{\Omega}_{ns} \leq 77\eta \text{ рад/с}. \quad (42)$$

Это именно та область угловых скоростей, которая наблюдается у пульсаров (кривая распределения числа пульсаров по угловым скоростям имеет максимум при  $\Omega \approx 10$  рад/с. [9]). Перейдем к белым карликам. В табл.2 приведены вычисленные по (38) значения  $\bar{\Omega}$  для четырех наиболее

Таблица 2

УГЛОВЫЕ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЧЕТЫРЕХ  
 НАИБОЛЕЕ ПЛОТНЫХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ, ОЖИДАЕМЫЕ  
 ПО ФОРМУЛЕ (38)

$R$ (км)	$m/m_{\odot}$	$10^{-49}J$ (г см <sup>2</sup> )	$\bar{\Omega}$ (рад/с)	$10^{-34}\mu$ (эрг/Гаусс)
2080	1.07	1.11	0.245	2.3
3060	1.02	2.71	0.153	3.6
4800	0.825	6.73	0.0873	5.1
7580	0.415	11.4	0.0476	4.7

плотных белых карликов [7,8]. В последнем столбце приведены соответствующие магнитные моменты, вычисленные по формуле Блекетта

$$\mu = \frac{\sqrt{G}}{c} J \Omega. \quad (43)$$

Значения  $\bar{\Omega}$  на порядок меньше максимально допустимых значений

$$\Omega_{\max} \approx \sqrt{\frac{Gm}{r_s^3}}, \quad (44)$$

где  $r_s$  - радиус небесного тела. При  $\Omega > \Omega_{\max}$  центробежная сила на поверхности звезды превышает гравитационную силу притяжения масс, что приводит к распаду небесного тела. Теперь перейдем к обычным звездам и посмотрим, какой должна быть их угловая скорость в ядре нашей Галактики. Для Солнца момент инерции  $J_{\odot} \approx 5 \cdot 10^{53}$  г·см<sup>2</sup>, и поэтому из (38) находим  $\bar{\Omega}_{\odot} \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$  рад/с., что примерно вдвое больше максимально допустимого значения  $\Omega_{\max} \approx 5.3 \cdot 10^{-4}$  рад/с. Таким образом, мы приходим к нетривиальному выводу о том, что *компактные ядра галактик и, в частности, ядро нашей Галактики преимущественно состоят из нейтронных звезд и белых карликов.*

Для большинства шаровых скоплений нет ограничений на существование в них звезд типа Солнца, за исключением, быть может, наиболее компактных шаровых скоплений. Например, для скопления М22 с параметрами  $M = 700 m_{\odot}$ ,  $R = 12.5$  пк по формуле (38) для звезд типа Солнца получается  $\bar{\Omega} \approx 1.7 \cdot 10^{-6}$  рад/с., тогда как угловая скорость на экваторе Солнца равна  $2.9 \cdot 10^{-6}$  рад/с.

5. *Возможный очаг формирования пульсаров.* Открытие пульсаров в остатках вспышек сверхновых звезд указывает на то, что в этих явлениях, по-видимому, мы имеем дело с одним из возможных каналов рождения пульсаров. Укажем на еще один возможный канал образования этих объектов.

Нейтронная звезда проявляет себя в виде пульсара, если она обладает магнитным моментом  $\mu_{30} \sim 0.01 + 10$  эрг/Гаусс и вращается с угловой скоростью  $1 \leq \Omega \leq 1000$  рад/с. Столь большие угловые скорости и соответствующие магнитные моменты могут существовать и у нейтронных звезд в ядре нашей Галактики благодаря гравитационному взаимодействию звезд. Согласно нашим представлениям, ядро Галактики является статистически равновесным скоплением нейтронных звезд и белых карликов, и поэтому в нем, как уже отмечалось, должно иметь место максвелловское распределение числа звезд по скоростям. В такой системе имеются звезды всех энергий. Однако гравитационный потенциал на поверхности системы конечен, и поэтому звезды, обладающие достаточно большой энергией, покидают систему (испаряются). Среди них будут и нейтронные звезды, проявляющие себя в виде пульсаров.

Доля звезд с кинетической энергией, превышающей работу выхода,  $\epsilon_0 = -m\phi$  равна

$$q = \int_{\epsilon_0}^{\infty} \sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/\theta} d\epsilon \bigg/ \int_0^{\infty} \sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/\theta} d\epsilon, \quad (45)$$

где  $\theta = mw^2/3$  - модуль распределения. Согласно (19) и (36) имеем

$$\frac{\epsilon_0}{\Theta} = \frac{3}{2} + \frac{3x_s}{4y}. \quad (46)$$

Вычисляя интегралы для центра звездного скопления, где  $y(0) = 1$ , и поверхности, где  $y(R) = 0$ , находим  $q(0) = 0.0679$  и  $q(R) = 0$ . Число звезд внутри сферы радиуса  $r$ , которые могут покинуть систему, есть

$$Q = 4\pi \int_0^r qnr^2 dr = \frac{2M}{\pi c_s^2} \int_0^x qx^2 \sqrt{y} dx \quad (47)$$

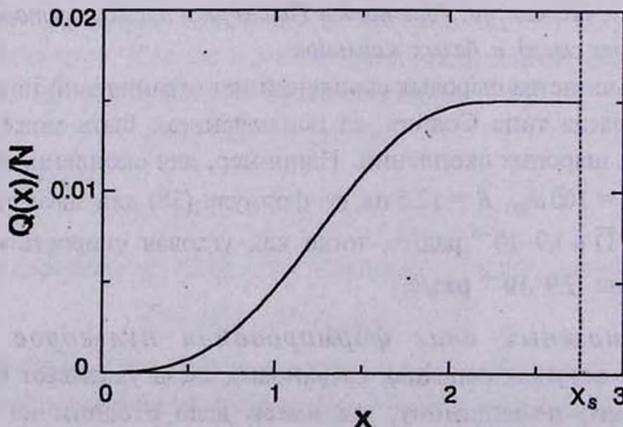


Рис.2. График функции  $Q(x)$ .  $N$  - полное число звезд в системе.

(см. (10), (15)). Зависимость этой величины от  $x$  приведена на рис.2. Как видно из рисунка, из ядра Галактики могут вылететь 1.5% звезд:

$$\frac{Q(R)}{N} = 0.0150, \quad (48)$$

и практически не могут вылететь звезды из внешнего слоя толщиной  $0.22R$ . Вопрос об испарении звезд из шаровых скоплений впервые исследовался в работе [6]. При вычислении  $\bar{q} = Q(R)/N$  за основу было принято значение  $\varepsilon_0/\theta \approx 6$ , полученное с использованием теоремы вириала (30). В результате было найдено примерно вдвое меньшее значение

$$\frac{Q(R)}{N} \approx 2\sqrt{\frac{6}{\pi}} e^{-6} = 6.85 \cdot 10^{-3}. \quad (49)$$

Число звезд, покидающих ядро Галактики за время его существования, определяется выражением

$$\Delta N = \int NQ \frac{dt}{\tau} \approx NQ(R) \frac{t}{\tau} \sim 6 \cdot 10^6, \quad (50)$$

где  $t \sim 1/H \approx 2 \cdot 10^{10}$  лет - возраст Галактики (и ее ядра), который предполагается по порядку величины равным возрасту Вселенной,  $\tau \sim 5 \cdot 10^9$  лет - время релаксации ядра Галактики (см. (34)). Если в ядре Галактики числа нейтронных звезд и белых карликов приблизительно равны, то число нейтронных звезд, покинувших ядро Галактики, должно быть  $\sim 3 \cdot 10^6$ .

6. *Заключение.* В работе выведено уравнение состояния звездного скопления, находящегося в состоянии статистического равновесия (компактное ядро галактики, шаровое скопление):  $P = a\rho^3$ , где  $\rho$  - плотность массы, а  $P$  - давление, обусловленное хаотическим движением звезд. Показано, что

$$M = 2.524 \frac{GR^5}{a}, \quad (51)$$

где  $M$  - масса, а  $R$  - радиус скопления.

В состоянии статистического равновесия имеет место Больцмановский закон равномерного распределения внутренней энергии системы по всем степеням свободы звезд, в том числе по их вращательным степеням свободы. Последние вступают в игру благодаря нелобовым столкновениям звезд. Из закона равномерного распределения энергии следует, что компактные ядра галактик в основном должны состоять из нейтронных звезд и белых карликов.

Статистически сбалансированные периоды вращения нейтронных звезд в ядре нашей Галактики оказываются такого же порядка, что и характерные периоды пульсаров. Из этого примечательного обстоятельства сделан вывод с том, что пульсары могут рождаться путем испарения

нейтронных звезд из ядра Галактики. Число подобных пульсаров  $\sim 3 \cdot 10^6$ .

Авторы признательны Г.Ф.Хачатряну за помощь в численных расчетах. С благодарностью отмечаем, что использован РС Pentium, подаренный Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства образования и науки Республики Армения.

<sup>1</sup>Ереванский государственный университет, Армения

<sup>2</sup>Институт прикладных проблем физики, Армения

## ON THE NATURE OF COMPACT GALACTIC NUCLEI

L.SH.GRIGORIAN<sup>1,2</sup>, G.S.SAHAKIAN<sup>1</sup>

Spherically symmetric star clusters (compact galactic nuclei, globular clusters) far advanced to the statistical equilibrium state during the evolution are investigated. The equation of state (polytrope with polytropic index  $k = 0.5$ ) of such systems is derived and their basic parameters are calculated. The main constituents of compact galactic nuclei are shown to be rapidly spinning neutron stars and white dwarfs. It is concluded that pulsars may be born by evaporation of neutron stars from the nucleus of our Galaxy. The number of such pulsars is  $\sim 3 \cdot 10^6$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.Чандрасекар, Принципы звездной динамики, ИЛ. М., 1948.
2. К.Ф.Огородников, Динамика звездных систем, Гос. изд. физ.-мат. лит., М., 1958.
3. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
4. У.Саслау, Гравитационная физика звездных и галактических систем, Мир, М., 1989.
5. Я.Эйнасто, Галактики, в сб. : "Крупномасштабная структура Вселенной", Мир, М., 1981.
6. В.А.Амбарцумян, Уч. зап. ЛГУ, 22, 19, 1938; Научные труды, т.1, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1960, с.158.
7. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, Astrophys. Spac. Sci., 95, 305, 1983.
8. Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд, изд. ОИЯИ, Дубна, 1995.
9. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.

УДК: 524.45

## ONE ARC DEGREE CORE SUBSTRUCTURE OF THE VIRGO CLUSTER

A.R.PETROSIAN<sup>1</sup>, V.G.GURZADYAN<sup>2,3</sup>, M.A.HENDRY<sup>2</sup>,  
E.H.NIKOGHOSSIAN<sup>1</sup>

Received 23 April 1997

Accepted 1 October 1997

The results of analysis of the substructure of 1 degree field galaxies of the Virgo cluster by means of the S-tree technique developed by Gurzadyan et al, are presented. The existence of 3 main subgroups is shown and their dynamical parameters are obtained. The mass centers of the subgroups appear to be aligned in the direction parallel to the elongation of the Virgo cluster. The morphological analysis shows some domination of dwarf galaxies in the subgroup A containing M 87, and existence of two spiral galaxies N4425 and N4461; the latter fact can be crucial for the estimation of the distance of the Virgo cluster by means of the search of Cepheids in that spirals.

1. *Introduction.* The study of substructures in galaxy clusters is very important for the understanding of the galaxy cluster evolution [1-3], as well as for the cosmology, in general [4-7]. Substructures seem to be very often observed features in many clusters of galaxies. Recent studies (e.g. [8-12]) show that at least 30 - 50 per cent of reach clusters show multi-component structure in galaxy distributions and in X-ray images [13-16]. Evidence for the presence of the substructure in clusters of galaxies is anticipated also from theoretical studies [17-19]. Several studies have shown that morphological segregation of the galaxies in the cluster possibly has close connection to the cluster substructure [20,21].

Virgo cluster is the nucleus of the Local Supercluster. It is an irregular system. Virgo cluster has a core structure that is centered on M87 [22] and also is known by its complex substructure [23]. The large scale X-ray image of Virgo cluster [24] is very similar to the structure in the galaxy distribution [25,26].

Since Virgo cluster is the nearest large concentration of galaxies, it plays critical role in understanding of the general properties of the individual galaxies in the cluster and its relations with that for the whole system and large-scale structure of the universe as well. For example, the problem of the orientation of the spin vectors of galaxies, which is an important tool to probe directly the epoch of origin and formation of galaxies and clusters, has been carried on for the Virgo cluster [27].

In the present paper we use S-tree method developed by Gurzadyan, Harutyunyan and Kocharyan [28,29,31]. The method has been already applied for the study of the substructures of the Local Group [32] and several Abell clusters: e.g. in the case of the Local Group aside from confirmation of the general picture known from other studies, some new associations between particular galaxies have been observed [32]. The same geometrical approach can be also rather informative while studying the fractal properties of the galaxy distribution [33,34].

The aim of the present study is to reveal the substructures in central, around M 87 (N 4486), one degree field of Virgo cluster. This study is the first step towards the revealing of the Virgo cluster substructure by S-tree code. The number of galaxies in the catalog is being increased essentially with the increase of the field, so that the time required for dealing with the phase space of many dimensional system by S-tree, increases sharply (nonlinearly), though, in principle, S-tree has no any constraint on the limiting number of galaxies. We hope to perform the study of larger fields - from 2 up to 6 degrees, as well. Because of the expected robust character of the main conclusions of this preliminary study, as discussed in section 2, we decided to represent them in the present paper.

In section 2 we summarise the basic principles underlying the S-tree technique. In section 3 we describe our subsample of Virgo galaxies and present the results of application of the S-tree method to determine the hierarchical substructure of this sample. Finally, in section 4, we discuss the obtained results, morphology of galaxies and also identify suitable candidate galaxies for future Cepheid observational programs. This fact can be of particular importance, given the crucial role of the Virgo cluster in calibration of the cosmological distance scale [35], and especially, because of the recent measurements of the distance of Virgo cluster via NGC 4571 and M 100 [36,37] and several other galaxies, aiming the determination of the Hubble constant.

*2. The S-tree technique.* Here we outline the main points of S-tree technique, referring for details to the original papers [28-30] and to the monograph [31].

S-tree is based on the property of structural stability, well known in the theory of dynamical systems, enabling to reveal the robust properties of the systems based on a limited amount of information.

Gravitating systems being exponentially unstable systems, therefore, are relevant for this purpose.

The main motivation of the developing of various new statistical methods here, is the radical difference of the problem of dynamics of clusters of galaxies from the stellar dynamical problem. This difference once more be-

came clear while developing a method of reconstruction of the transversal component of the velocity of clusters of galaxies in [38].

Two main concepts are the basic ones for the S-tree technique: the introduced *degree of boundness* of various members of the system (galaxies), and the corresponding *tree-diagram* representation of hierarchical substructure of the clusters.

The transition from the degree of correlation to so-called  $\rho$ -boundness is realized using the properties of trajectories the systems in  $6N$ -dimensional phase space, namely by their deviation on given value  $\rho$  in a properly defined measure. The problem of the dynamics of the  $N$ -body system is thus reduced to the study of the geometrical properties of the phase space, which in accord to methods developed in theory of dynamical systems, can be described via the two-dimensional curvature  $K^{\mu\nu}$ . The degree of boundness is thus related to the following matrix:

$$D_{ab} = \max_{i,j} \{ -K^{\mu\nu} \};$$

$$\mu=(a,i), \nu=(b,i); a,b=1,2,\dots,N; i,j=1,2,3. \quad (1)$$

where the tensor  $K$  is determined via the Riemannian curvature  $R_{\mu\nu\lambda\rho}$  ( $u$  is the velocity of geodesics)

$$K^{\mu\nu} = R^{\mu\nu}_{\lambda\rho} u^\lambda u^\rho$$

of the Riemannian manifold defined by a metric depending on the potential of interaction (see [39]).

The results of the calculations describing the hierarchical substructure of the system are represented by the tree-diagram (S-tree) via the corresponding transition to matrices  $\Gamma_{ab}$  from  $D_{ab}$ :

$$\Gamma_{ab}(\rho) = \{ 0 \ 1 \}. \quad (2)$$

The input data for the S-tree analysis of a cluster of galaxies are as follows: the 2D coordinates of the galaxies, their redshifts and the magnitudes.

The latter values via the assumption  $M = \text{const } L^n$ , where  $L$  denotes the luminosity,  $M$  - the mass of the galaxies, are used to involve the information on the masses of the galaxies. The present calculations have been performed for  $n=1$ , though the results on the subgrouping and the membership of galaxies have been shown to be robust while moving from  $n=1$  to  $n=1/2$ .

The results of the S-tree have been carefully compared together with Eric Escalera (Observatoire de Marseille, 1996) with those of wavelet analysis, in particular, for clusters of ESO Key program on nearby Abell clusters survey (ENACS). The parallel analysis of the same cluster data by both methods has revealed the general coincidence of the results in defining of the main physical system of the cluster. However, S-tree enables also to resolve the smaller subsystems, in some cases removing the difficulties associated with

physically anomalous parameters of apparent substructures indicated by the wavelet.

An essential point in the context of the present study is in which degree the results of the substructure analysis of the sample based on 1 degree field of the cluster can be modified if the larger areas should be also involved. Numerous studies, both of toy models, as well as of real clusters with artificially cancelled fields have shown the following. Since the method is based on the discovery of correlation between the members (galaxies) of the systems, any found correlation cannot disappear with adding of new areas, unless the information on the previous members is changed drastically. Therefore the added new areas supply new galaxies to the existing subgroups or new correlations could appear as well, without the distortion of the main subgrouping picture. Though some change in the membership can occur, i.e. a galaxy from one subsystem can move to another one. It is natural, since some galaxies could be well attracted almost equally by the two subgroups; typically the number of such galaxies is not large (1-2), moreover they could be predicted by the analysis of the initial (smaller) sample.

Therefore, the found substructure typically should be robust with respect to the increase of the field of consideration. Note only, that for system with larger number of members (or of larger field), the normalization of the degree of boundness is changed, since one deals with different phase spaces. Practically this leads to the possibility of probing more and more deeper structures (i.e. of more strongly correlated ones) with the increase of the number of the members of the system.

3. *The sample and results.* We applied the S-tree method to analyze a sample of galaxies lying within 1 degree of NGC 4486, from a compilation of CfA catalogue [40]. Among the 125 listed galaxies in the 1 degree core of the cluster, there are 73 with measured redshifts, and 66 with measured  $V$ -band magnitudes. This sample of 66 galaxies is listed in Table 1, where we indicate galaxy name, its coordinates, apparent  $V$ -magnitude and heliocentric radial velocity. As it was mentioned above, the S-tree analysis was performed for various  $M/L$  relations, but the results were stable. Therefore here the results for  $n = 1$ , i.e. with constant mass to luminosity ratio, are shown only. The hierarchical substructure identified by the S-tree analysis indicates that the main group in the sample consists of 36 galaxies. Remaining 30 galaxies are chance projected and/or background objects. This group itself consists of three subgroups - denoted A, B, and C and containing 17, 6 and 12 galaxies, respectively. From 17 galaxies of the M 87 subsystem (A), 10 are more strongly bounded, than the rest 7. Group A is the group containing M 87, which one should then most reasonably associate with the core of the Virgo cluster. The galaxy NGC 4473 does not belong to any of determined groups

Table 1

GALAXIES IN 1 DEGREE FIELD WITH MEASURED  
REDSHIFTS AND MAGNITUDES - 66 OBJECTS

Galaxies	R.A.	Dec.	$V$	$V_r$
1	2	3	4	5
1223+1226	12 23 56.9	12 26 25	16.60	16364
N4413	12 24 00.0	12 53 00	13.04	96
I3344	12 24 00.0	13 51 00	15.20	1375
I3349	12 24 15.0	12 43 48	15.30	1471
I3355	12 24 18.0	13 27 12	15.20	-9
I3363	12 24 31.2	12 50 06	15.50	-791
N4425	12 24 42.0	13 00 42	13.21	1881
N4431	12 24 55.2	12 34 06	14.50	913
1225+1311	12 25 06.0	13 11 00	17.30	28322
N4435	12 25 07.8	13 21 24	12.03	773
N4436	12 25 10.2	12 35 30	14.80	1125
N4438	12 25 13.6	13 17 07	12.00	86
N4440	12 25 21.6	12 34 12	13.09	739
1225+1215	12 25 22.7	12 15 56	17.40	25483
1225+1157	12 25 29.9	11 57 25	17.50	20751
1225+1221	12 25 34.2	12 21 18	15.85	26777
I794	12 25 37.8	12 22 00	15.10	1934
I3381	12 25 42.0	12 04 00	15.10	637
1225+1324	12 25 42.0	13 24 00	17.60	28636
I3388	12 25 55.8	13 05 54	15.40	1761
N4425	12 26 12.0	12 02 00	13.33	223
I3393	12 26 12.0	13 11 00	15.10	466
N4458	12 26 25.8	13 31 06	13.32	684
N4461	12 26 31.2	13 27 42	12.37	1925
1226+1243	12 26 51.6	12 43 26	15.56	538
1227+1234	12 27 06.0	12 34 00	17.50	26041
N4473	12 27 16.8	12 42 24	11.61	2236
1227+1330	12 27 18.0	13 30 19	17.40	13100
1227+1157	12 27 20.3	11 57 13	16.00	25085
1227+1218	12 27 39.3	12 18 51	16.80	16860
1227+1346	12 27 45.9	13 46 09	17.10	24879
N4478	12 27 46.2	12 36 18	12.57	1370
N4479	12 27 46.8	13 51 12	13.93	858
1227+1244	12 27.49.0	12 44 22	18.50	26000
N4486B	12 28 00.0	12 46 00	14.50	1586

1	2	3	4	5
1228+1242	12 28 09.7	12 42 09	21.96	16285
1228+1238	12 28 10.5	12 38 04	16.80	26285
1228+1238	12 28 13.3	12 38 32	16.60	25396
1228+1241	12 28 13.4	12 41 43	21.61	22430
1228+1237	12 28 14.9	12 37 27	21.65	6310
1228+1236	12 28 15.7	12 36 13	21.71	14000
1228+1244	12 28 15.8	12 44 06	21.24	13160
1228+1241	12 28 15.9	12 41 25	20.88	5150
1228+1219	12 28 17.4	12 19 18	17.00	1250
N4486	12 28 17.6	12 40 01	10.30	1292
1228+1244	12 28 18.0	12 44 14	21.11	7000
1228+1242	12 28 19.8	12 42 53	21.24	2925
N4486A	12 28 24.0	12 33 00	11.20	450
1228+1238	12 28 24.5	12 38 58	20.79	2735
1228+1238A	12 28 28.5	12 38 21	20.73	80320
1228+1246	12 28 37.0	12 46 10	20.86	11095
I3443	12 28 44.4	12 36 30	15.60	1814
I3457	12 29 19.6	12 55 57	15.40	1469
I3459	12 29 22.8	12 27 00	15.50	278
I3466	12 29 33.0	12 05 36	15.30	789
N4506	12 39 47.0	13 42 00	14.20	681
I3461	12 29 51.0	12 10 12	15.50	1110
I3467	12 29 52.2	12 03 48	15.40	7519
1229+1204	12 29 54.0	12 04 00	15.40	7810
I3475	12 30 04.8	13 03 00	14.94	2572
I3489	12 30 42.0	12 31 00	15.20	7834
I3482	12 30 42.0	13 08 00	15.60	2004
I3492A	12 30 48.0	13 08 00	15.30	-571
I3501	12 31 18.0	13 36 00	15.00	608
N4531	12 31.42.0	13 21 00	13.30	8
I3509	12 31 48.0	12 21 00	15.30	2073

in the central 1 degree region, through it contributes into the gravitational potential of the whole central region of Virgo cluster. In general, the S-tree results indicate that in fact we deal with the fractions of more larger sub-groups, especially, in the case of groups B and C, so that the increasing of the field most probably would supply additional galaxies into these groups.

In Fig.1 the projected positions of the 36 galaxies are plotted, indicating by different symbols galaxies belonging to A, B and C groups. We see that not only the projected positions of these galaxies but also redshift information only is not enough to specify the subgroups due to some overlapping of their

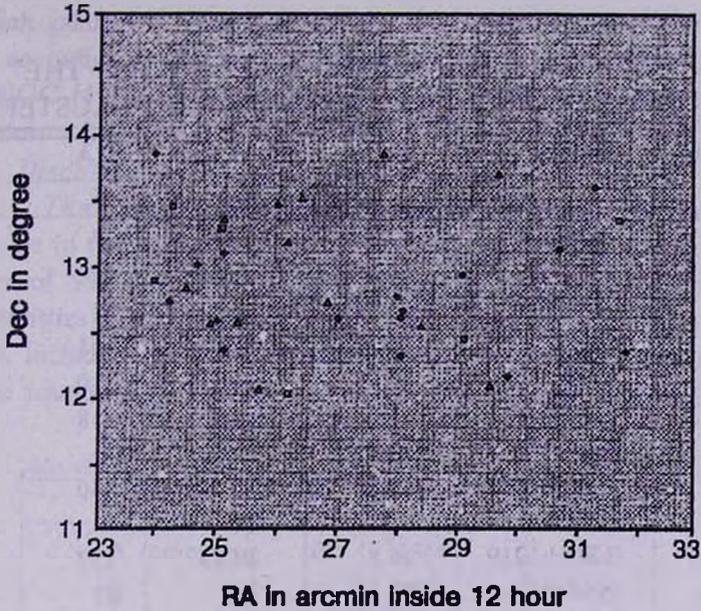


Fig.1. The distribution of galaxies in 1 arc degree field of Virgo cluster. Diamonds denote the galaxies of subgroup A, squares - of subgroup B, triangles - of subgroup C.

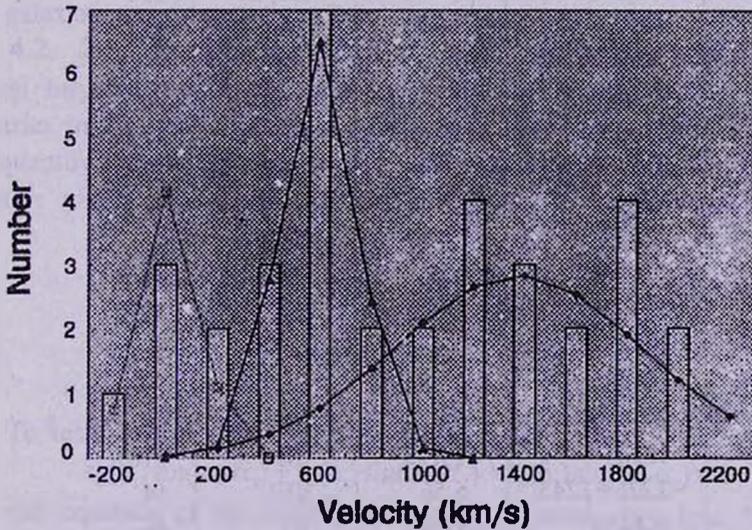


Fig.2. The redshift histograms of the subgroups; the notations are the same as in Fig.1.

redshift distribution (Fig.2).

Table 2 presents the list of the galaxies, members of A, B and C groups in the central 1 degree field of Virgo cluster. In the Table 2 the following information is included: the name of the groups; the name of the galaxies in the groups, including their relative degree of boundness, s-strong, w-weak;

Table 2

MEMBERS OF A, B AND C GROUPS WITHIN THE  
CENTRAL 1 DEGREE FIELD OF THE VIRGO CLUSTER

Group	Galaxy	$B (T)$	Morph	P.A.
1	2	3	4	5
Aw	N4425	12.82	SBa	27
As	I3344	14.8	dE6	54
As	I3349	14.78	dE1	43
Aw	I3388	15.31	dE5	101
Aw	I794	14.73	dE3	110
As	N4436	14.03	dE6	118
Aw	N4461	12.09	Sa	9
As	N4478	12.15	E2	140
As	N4486	9.58	E0	
As	1228+1219	16.8	BCD	152
As	N4486B	15.11	E1	63
Aw	I3443	15.64	dE0	
As	I3457	15.4	dE3	47
As	I3461	14.82	dE2	30
Aw	I3492	14.58	E3/S0	116
Aw	I3509	14.73	E4	121
As	I3501	14.5	dE1	
B	N4413	13.97	SBbc	60
B	I3355	14.8	SBm	172
B	N4438	10.9	SB	27
B	N4452	13.3	S0	32
B	I3459	14.62	dSB0	-
B	N4531	12.58	Sa pec	155
C	I3363	15.4	dE7	127
C	N4431	13.72	dS0	177
C	N4435	11.84	SB0	13
C	N4440	12.74	SBa	94
C	I3381	14.95	dE4	110
C	1226+1243	5.56	dE1	14
C	N4458	12.92	E1	46
C	I3393	14.6	dE7	47
C	N4479	13.45	SB0	
C	N4486A	13.4	E2	170
C	I3466	15.72	dE,N	29
C	N4506	13.64	S pec	110
MS	N4473	1.1	E5	100

For each galaxy the  $B$  magnitudes are taken from RC3 [41], morphology is given, according to Binggeli and Cameron [42], and position angles (PA) are from UGC [43]. For those galaxies which are not in UGC, PA is measured by ourselves on red prints of POSS.

#### 4. Discussion

4.1. *The membership of galaxies in groups.* The galaxies of our sample lie in the region of Virgo cluster [44], which has average heliocentric velocity of 991 km/s and velocity dispersion of 661 km/s. The dynamical characteristics of the Virgo one degree field subgroups A, B and C are given in Table 3, including the average radial velocity ( $V$ ) and the velocity dispersions ( $\sigma$ ); the results for 17 galaxies of subgroup A and for its strongly connected

Table 3

Subgroup	$N$	$V(\text{km/s})$	$\sigma(\text{km/s})$
A (core)	10	1366	174
A	17	1473	480
B	6	113	115
C	12	693	148

10 galaxies are given separately.

4.2. *The spatial distribution of the substructures.* Already the visual inspection of Fig.1 gives an impression that A, B and C groups of galaxies in the center of Virgo cluster have a collinear distribution. In order to quantify this impression, we have determined the coordinates of their mass centers which do not coincide with any galaxy in the groups:

$$A : \alpha_1 = 12^{\text{h}} 28^{\text{m}} 55.83^{\text{s}}, \quad \delta_1 = 12^{\circ} 30' 16.19''$$

$$B : \alpha_2 = 12^{\text{h}} 25^{\text{m}} 31.00^{\text{s}}, \quad \delta_2 = 12^{\circ} 32' 53.71''$$

$$C : \alpha_3 = 12^{\text{h}} 27^{\text{m}} 15.61^{\text{s}}, \quad \delta_3 = 12^{\circ} 32' 50.11''$$

To test their alignment we use the equation:

$$\text{tg}(\delta_1) \sin(\alpha_2 - \alpha_1) + \text{tg}(\delta_2) \sin(\alpha_3 - \alpha_1) + \text{tg}(\delta_3) \sin(\alpha_1 - \alpha_2) = 0 \quad (3)$$

i.e. the equation of the three points  $(\alpha_i, \beta_i)$  situated on a line. Our computations had yielded for the left hand side 0.01, i.e. the mass centers of A, B and C groups are well aligned.

The collinear distribution of the substructure in the centre of the Virgo cluster is not a unique one. According to [16], there is a tendency for linear alignments in the substructures in clusters.

The position angle of the line connecting mass centres of the A, B and C subgroups is  $92^{\circ}$ . According to [45] the P.A of the jet of M87 is equal to

$290.8 \pm 0.5$ , while the P.A. of major axes of the Virgo S cluster is about  $100^\circ$ .

The three revealed subgroups also show some elongation. In the Table 4 we present the P.A. of major axes (P.A.) of A, B and C groups, the projected of their major axes from their mass centers (d) and the major diameter of each subgroup (D).

Table 4

Subgroup	P.A.	d(kpc)	D(kpc)
A	$98^\circ$	90	1200
B	$92^\circ$	6	80
C	$172^\circ$	63	600

Note that, the major axes of A and B are almost parallel to the direction of alignment of subgroups, while the major axis of C is almost perpendicular to it.

We had looked also for the angular distribution of the galaxies within each subgroup. The formula [45]

$$N(\theta) = \mu [1 + \Delta_1 \cos(2\theta) + \Delta_2 \sin(2\theta)], \quad (4)$$

where

$$\Delta_1 = [\sum N(\theta) \cos(2\theta)] / 3\mu; \quad \Delta_2 = [\sum N(\theta) \sin(2\theta)] / 3\mu$$

has been used;  $N(\theta)$  is the number of galaxies with position angles in  $i$ -th binning,  $\mu$  is the mean surface density of galaxies. This formula yields  $\Delta_{1,2} = 0.1-0.9$ , thus indicating not significant departure from the homogeneous distribution. This is not surprising given the small number of galaxies in the samples.

4.3. *The morphology of galaxies in subgroups.* In the Table 5 data for galaxies morphological distribution in the A, B and C groups are presented. Morphological types are sampled as ellipticals (E), lenticulars (S0), spirals (S) and dwarfs (dE, dS0 and BCD galaxies). Some remarkable features can be noticed. One concerns, for example, the population of dwarf galaxies in subgroup A; seven from ten dwarf galaxies are located in projection within  $90^\circ$  with respect to the direction of jet of M87. The same subgroup contains also two spirals NGC 4425 and NGC 4461. Subgroup B is dominated with spirals, with no ellipticals. Dwarf galaxies are the majority also in group C. Though one should be cautious in drawing any far going conclusions from these morphological distributions, and moreover, these results have no reason to coincide with the populations in clusters, nevertheless, note, that the E/S0/S ratio is different than what is known for clusters of various richness [20].

Table 5

Subgroup	E	SO	S	Dwarfs
A(total)	5		2	10
A(core)	3		2	2
A(weak)	3			7
B		1	4	1
C	2	2	2	6

4.4. *Cepheids and the Virgo distance problem.* The existence of the two spiral galaxies in the subgroup A, i.e. the one including the M87, revealed by the present study can provide possibility for the estimation of their distances by means of the search of Cepheids in those spirals This fact can be crucial for the estimation of the Hubble constant [46-49].

5. *Conclusion.* The present study enables us to draw the following main conclusions:

a. Three main subgroups are revealed by means of the study of 1 arc degree central field of the Virgo cluster.

b. The dynamical parameters of the 3 subgroups are estimated. Alignment of the mass centers of the subgroups correlates with the elongation of the Virgo cluster.

c. The subgroups themselves show some elongation in projection, so that the elongation of the subgroups A and B is parallel to the alignment of the subgroups and is perpendicular to that of the subgroup C.

d. The subgroup A is dominated by dwarf galaxies, with some preference in their location in the direction of jet of M 87. No ellipticals exist in the subgroup B.

e. The presence of two spirals NGC 4425 and NGC 4461 in the subgroup A can provide possibility for the estimation of the distance to the core of the Virgo cluster via Cepheids.

The studies of the large fields of the Virgo cluster will be desirable for the evolution of the physical content of these conclusions, as well as for the general aim of the understanding of the role of subgroups in the dynamics of clusters of galaxies [50-52].

We thank A. Melkonian for assistance with computations. V.G. is supported by Royal Society. He is thankful to J. Barrow and late R. Tayler for hospitality at Sussex.

<sup>1</sup>Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

<sup>2</sup>University of Sussex, Brighton, UK

<sup>3</sup>Department of Theoretical Physics, Yerevan Physics Institute, Armenia

## ПОДСТРУКТУРА ЯДРА СКОПЛЕНИЯ ДЕВЫ В ПОЛЕ ОДНОГО УГЛОВОГО ГРАДУСА

А.Р.ПЕТРОСЯН<sup>1</sup>, В.Г.ГУРЗАДЯН<sup>2,3</sup>, М.А.ГЕНДРИ<sup>1</sup>,  
Е.Г.НИКОГОСЯН<sup>1</sup>

В статье представлены результаты, полученные при исследовании подструктуры в поле с радиусом в  $1^\circ$  в скоплении Девы с помощью метода S - древесных диаграмм, разработанного Гурзядяном и др. Выявлено существование трех основных подгрупп. Определены их динамические характеристики. Центры масс подгрупп направлены параллельно оси самого скопления Девы. Морфологический анализ показывает некоторое доминирование карликовых галактик в подгруппе А, содержащей галактику М87, а также наличие двух спиралей в этой подгруппе. Изучение Цефеид в этих спиралях может стать важным при определении расстояния до скопления Девы.

## REFERENCES

1. *M.J.West, A.Oemler., A.Dekel*, *Astrophys. J.*, 327, 1, 1988.
2. *T.C.Beers, M.J.Geller*, *Astrophys. J.*, 274, 491, 1983.
3. *S.Tremaine*, in "Dynamics and Interactions of Galaxies", ed. R. Wielen, (Berlin: Springer), 394, 1990.
4. *D.Richstone, A.Loeb, E.L.Turner*, *Astrophys. J.*, 393, 477, 1992.
5. *G.Kauffmann, S.D.M.White*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, 261, 921, 1993.
6. *G.G.Lacey, S.Cole*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, 262, 627, 1993.
7. *Y.P.Jing, H.J.Mo, G.Borner, L.Z.Fang*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, 276, 417, 1995.
8. *M.J.Geller, T.C.Beers*, *PASP*, 94, 421, 1982.
9. *C.Bird*, *AJ*, 107, 1637, 1994.
10. *E.Escalera, A.Biviano, M.Girardi, G.Giuricin, F.Mardirossian, A.Mazure, M.Mezzetti*, *Astrophys. J.*, 423, 539, 1994.
11. *B.Maccagni, M.Garilli, M.Tarengi*, *Astron. J.*, 109, 465, 1995.
12. *M.J.West*, in "Clusters of Galaxies", Eds.F.Durret, A.Mazure and Tran Thahn Van, Editions Frontieres, 1994.
13. *J.J.Mohr, D.G.Fabricant, M.Geller*, *Astrophys. J.*, 413, 492, 1993.
14. *S.A.Grebenev et al*, *Astrophys. J.*, 445, 607, 1995.
15. *A.J.Zabludoff, D.Zaritsky*, *Astrophys. J.*, 447, L2, 1995.

16. *M.J.West, Ch.Jones, W.Forman*, *Astrophys. J.*, 451, L5, 1995.
17. *S.D.M.White*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, 177, 717, 1976.
18. *G.Gonzalez-Casado, G.Mamon, E.Salvadore-Sole* in: "Clusters of Galaxies". Eds.F.Durret, A.Mazure and Thahn Tan Van, Editions Frontieres, 1994.
19. *A.Cavaliere, S.Colafrancesco, N.Menci*, in: "Cluster and Superclusters of Galaxies", ed. A.C.Fabian, (Dordrecht:Kluwer), 331, 1992.
20. *N.Caon and M.Einasto*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, 273, 913, 1995.
21. *M.Doi, M.Fukugita, S.Okamura, E.L.Turner*, *Astron. J.*, 109, 1490, 1995.
22. *P.E.J.Nulsen, H.Bohringer*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, 274, 1093, 1995.
23. *V.Springel et al*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.*, 1997 (in press); astro-ph/9710368.
24. *H.Bohringer, U.G.Briel, R.A.Schwarz, W.Voges, G.Hartner, J.Trumper*, *Nature*, 368, 828, 1994.
25. *B.Binggeli, G.A.Tammann, A.Sandage*, *Astron. J.*, 94, 251, 1987.
26. *B.Binggeli, C.C. Popescu, G.A.Tammann*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 98, 275, 1993.
27. *F.X.Hu, G.X.Wu, H.J.Su, Y.Z.Liu*, *Astron. Astrophys.*, 302, 45, 1995.
28. *V.G.Gurzadyan, V.V.Harutyunyan, A.A.Kocharyan*, *Proceed. II DEAC Meeting*, Eds. G.Mamon, D:Gerbai, *Obs.de Paris Publ*, 333, 1991.
29. *V.G.Gurzadyan, V.V.Harutyunyan, A.A.Kocharyan*, *Astron. Astrophys.*, 281, 964, 1994.
30. *K.M.Bekarian, A.A.Melkonian*, *Astrofizika*, 40, 425, 1997.
31. *V.G.Gurzadyan, A.A.Kocharyan*, *Paradigms of the Large-Scale Universe*, Gordon and Breach 1994.
32. *V.G.Gurzadyan, A.A.Kocharyan, A.R.Petrosian*, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, 201, 243, 1993.
33. *V.G.Gurzadyan, A.A.Kocharyan*, *Europhys. Lett.*, 15, 801, 1991.
34. *P.Monaco*, *Astron. Astrophys.*, 287, L13, 1994.
35. *M.Rowan-Robinson*, in: *Observational Tests of Cosmological Inflation*, ed H.T. Shanks, (Dordrecht;Kluwer), 1991.
36. *M.J.Pierce et al*, *Nature*, 371, 385, 1994.
37. *W.L.Freedman et al*, *Nature*, 371, 757, 1994.
38. *V.G.Gurzadyan, S.Rauzy*, *Astrofizika*, 40, 473, 1997.
39. *V.I.Arnold*, *Mathematical Methods in Classical Mechanics*, Nauka, Moscow, 1989.
40. *J.P.Huchra et al*, *CFA Redshift Catalogue*, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, 1993.
41. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin, et al.*, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Springer, Berlin Heidelberg New Nork (RC3), 1991.
42. *B.Binggeli, L.M.Cameron*, *Astron. Astrophys.*, 98, 297, 1993.
43. *P.Nilson*, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, *Nova Acta Uppsala University, Ser. V:A, Vol.1 (UGC)*,1973.
44. *R.Nolthenius*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 85, 1, 1993.

45. *G. de Vaucouleurs, J.Nieto*, *Astrophys. J.*, 231, 364, 1979.
46. *G.A.Tammann*, et al in: *Science with the Hubble Space Telescope - II*, Eds. P.Benvenuti, F.D.Macchetto, E.J.Schreier, Space Telescope Institute, 1996.
47. *M.Federspiel, G.A.Tammann, A.Sandage*, *Astrophys. J.*, 1997 (in press); astro-ph/970940.
48. *H.Bohringer*, et al *Astrophys. J.*, 1997 (in press); astro-ph/9703012.
49. *A.H.Gonzalez, S.M.Faber*, *Astrophys. J.*, 1997 (in press); astro-ph/9704192.
50. *V.G.Gurzadyan, A.Mazure*, *The Observatory*, 116, 391, 1996.
51. *V.G.Gurzadian, A.Mazure*, *Mon. Notic. Roy. Astr. Soc.* 1997 (in press); astro-ph/9709210.
52. *V.G.Gurzadian, A.Mazure*, in *Proc. "Coma Cluster" workshop*, (Marseille, 1997) (in press); astro-ph/9710094.

УДК: 524.77

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДСТРУКТУРЫ ЯДРА СВЕРХСКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК ПЕРСЕЯ

А.А.МЕЛКОНЯН<sup>1</sup>, Е.Г.НИКОГОСЯН<sup>2</sup>

Поступила 19 июня 1997

Принята к печати 25 декабря 1997

Исследована иерархическая подструктура ядра скопления галактик Персея (A426, A262, A347, N507, N383) с помощью метода S-древесных диаграмм. В основной системе M (100 галактик) определены две подструктуры AM (35 галактик) и BM (13 галактик). Группу AM можно отождествить со скоплением A262 и группой N507; BM - с группой N383; в основную систему входят A426 и A347. Ось симметрии системы M проходит через сейфертовскую галактику N1275 и параллельна оси симметрии группы AM, которая представляет собой ядро повышенной плотности галактик скопления. В системах M и AM наблюдается сегрегация галактик по морфологическим типам относительно радиуса. Распределение галактик по позиционным углам равномерное.

1. *Введение.* Впервые наличие подструктуры в скоплениях галактик было отмечено Баером [1] по результатам оптических наблюдений.

Современные исследования показывают наличие подструктур у 30-50% богатых скоплений [2-6], мульти-компонентная структура присутствует также в изображениях скоплений, полученных в рентгеновских лучах [7-10].

Исследование подструктур в скоплениях имеет большое значение для понимания как эволюции самих скоплений, так и ее отдельных членов [11-13]. Большой интерес представляют также вопросы динамической и геометрической структуры скоплений, распределения в них темной материи [14] и галактик различных морфологических типов [15].

С этой точки зрения большой интерес представляют такие крупномасштабные объекты Вселенной, как сверхскопления [16,17].

Один из примеров подобных образований - сверхскопление Персей [18], центром которого является само скопление Персей, считающееся динамически однородной моносистемой [19]. Это скопление является одним из самых ярких и хорошо изученных источников рентгеновского излучения, особенно в области галактики NGC1275, ядро которой определено как сейфертовское. Исследование карт распределения рентгеновского излучения также показывает отсутствие подструктуры [7,20,21].

2. *Метод S-древесных диаграмм.* Исследование иерархической подструктуры скопления галактик Персей проводилось с помощью метода

S-древесных диаграмм [22-24].

Подробное изложение метода S-древесных диаграмм можно найти в статье [24]. В основу этого метода положено понятие  $\rho$ -связности двух элементов  $N$ -частичной системы, с помощью которого строятся определения  $\rho$ -связной группы и искомого разбиения по  $\rho$ -связным группам. Для этого вводится функция  $P$  - некоторое свойство, определенное на паре элементов.

Заметим, что любую функцию  $P$  можно представить как матрицу.

Другие варианты выбора матрицы  $A$  также возможны [22]. Заметим, что различные функции  $P$  с различной "точностью" определяют иерархическую подструктуру системы. Поэтому вопрос устойчивости того или иного разбиения, т.е. сравнение матриц выходной информации, в данном случае не ставится. Одним из возможных направлений в исследовании этой проблемы является метод, изложенный в [25].

Перейдем к описанию численного алгоритма определения подструктуры  $N$ -частичной системы при заранее заданной функции  $P$  и  $\rho$ , ( $\rho \in R$ ).

Определим  $\rho$ -связную группу, содержащую частицу  $x_1$ . Она единственна согласно определению  $\rho$ -связной группы. Далее, все те частицы  $j$  ( $j = 2, \dots, N$ ), для которых  $a_{1j} \geq \rho$ , составляют с  $x_1$  единую группу.

Допустим, что это частицы с номерами  $x_{g_1}, x_{g_2}, \dots, x_{g_m}$ , где  $g_1 < g_2 < \dots < g_m$  и  $\forall g_\alpha$  ( $\alpha = 1, \dots, m$ ),  $2 \leq g_{i\alpha} \leq N$ .

Все те частицы  $j$ ,  $j = 2, \dots, N$ , для которых  $a_{g_\alpha j} \geq \rho$ ,  $\forall g_\alpha$   $\alpha = 1, \dots, m$ , также составляют с  $x_1$  единую группу. Итак, подобным образом расширяем группу, содержащую  $x_1$ . Получается группа

$$X_{z_1}, X_{z_2}, \dots, X_{z_r},$$

и аналогичным образом расширяется состав группы для  $\forall z_\tau$ ;  $2 \leq z_\tau \leq N$ ;  $\tau = 1, \dots, r$ .

Процесс продолжается до тех пор, пока не исчерпается возможность расширения подгруппы, содержащей  $\rho$ -связные с  $x_1$  частицы, т.е.  $\exists!$  так, что  $(a_{z_\tau j} \geq \rho; \tau = 1, \dots, r)$ .

Итак, получена подгруппа  $U_1 \subset X (U_1 \neq \emptyset)$ .

Далее, обозначим  $U_{L_1} = X/U_1$ .

$$U_{L_1} = \{x_{\eta_1}, \dots, x_{\eta_m}\},$$

где  $\eta_1 < \dots < \eta_m$ ;  $2 \leq \eta_m \leq N$ ;  $m = 1, \dots, r$ .

Повторив вышеописанные действия для множества  $U_{L_1}$ , находим следующую подгруппу. Алгоритм завершается при  $U_{L_k} \neq \emptyset$ , где  $U_{L_k} = J_{L_{k-1}}/L_k$ ;  $1 \leq k \leq N$ .

Таким образом, получена последовательность  $\rho$ -связных подгрупп  $\{U_1, \dots, U_k\}$ .

Очевидно, что изменение значения  $\rho$ , может привести к изменению подструктуры. По этой причине возникает проблема получения всевоз-

возможных распределений для конечного числа  $\rho$ , параметров связности.

Таким образом, для заданного критерия связности (функция  $P$ ) и для каждого параметра связности  $\rho$  получаем распределение исследуемой системы по подгруппам, т.е., иными словами, получаем функцию, областью значений которой является вектор  $\rho$ , а областью определения соответствующее распределение  $U_1, \dots, U_k$ . Эта информация представляется либо в виде графа (древесная диаграмма), либо в виде таблицы. Алгоритм обработки этой выходной информации описан в работе [24].

В проведенном ниже анализе данных Персея для определения связности - функции  $P$  использована кривизна  $K''$ , которая определяет поведение близких геодезических в фазовом пространстве, т.е. зависит как от координат, так и от скоростей частиц - галактик (в данном случае лучевых).

### 3. Результаты применения метода $S$ -древесных диаграмм.

В работе [18] приведен список 116 галактик сверхскопления Персей, укомплектованных до  $m = 14.0$  в области с координатами  $0^h45^m < \alpha < 3^h20^m$  и  $26^\circ < \delta < 45^\circ$ . Эта область охватывает скопления A426 (Персей), A347, A262 и группы галактик N383, N507.

После применения метода  $S$ -древесных диаграмм были получены следующие результаты: 16 галактик были определены как объекты фона (F), а основная система М (100 членов) содержит в себе две подгруппы галактик - АМ (35 членов) и ВМ (13 членов).

На рис.1 представлена карта галактик, где члены разных подсистем обозначены разными символами. Как видно из рис.1, по проекционным положениям галактик разных подсистем их нельзя отделить друг от друга.

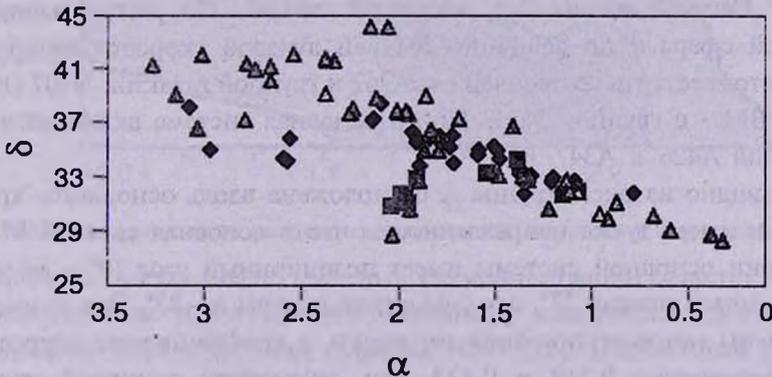


Рис.1. Карта распределения галактик из табл.1, члены разных подсистем обозначены разными символами: треугольники - группа М, ромбы - АМ, квадраты - ВМ.

На рис.2 представлена гистограмма распределения галактик по лучевым скоростям. На диаграмме галактики подсистем АМ и ВМ перекрывают друг друга. Следует отметить, что гистограмма системы М имеет два пика со средними лучевыми скоростями 4900 км/с и 5300 км/с, что совпадает с максимумом гистограмм подсистем АМ и ВМ соответственно.

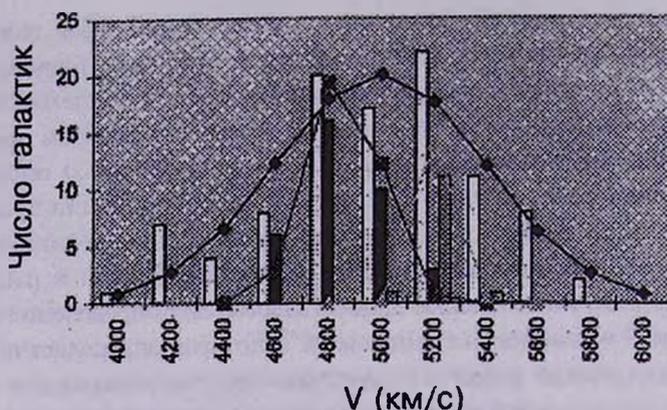


Рис.2. Гистограмма распределения галактик по лучевым скоростям: М - , АМ - , ВМ - .

В табл.1 представлены динамические характеристики подсистем (средняя лучевая скорость и ее дисперсия, а также координаты центров масс групп АМ и ВМ).

Таблица 1

Система	Количество членов	$V$ (км/с)	$\sigma$ (км/с)	$\alpha$	$\delta$
М	100	5095.53	397.59		
А	35	4960.26	129.63	$1^{\text{h}}31^{\text{m}}34.09^{\text{s}}$	$34^{\circ}26'91''$
В	13	5307.46	74.35	$1^{\text{h}}36^{\text{m}}28.9^{\text{s}}$	$32^{\circ}36'24.99''$

#### 4. Обсуждение.

4.1 *Расположение на небесной сфере.* По расположению на небесной сфере и по величине средней лучевой скорости группу АМ можно отождествить со скоплением А262 и группой галактик N507 [16,26], группу ВМ - с группой N383 [26], а основная система включает в себя скопления А426 и А347.

Как видно из рис.1 группа А расположена вдоль основного "хребта" Персея и имеет ту же направленность, что и основная система М. Ось симметрии основной системы имеет позиционный угол ( $0^{\circ}$  - на север,  $90^{\circ}$  - на запад) равный  $77^{\circ}$ , ось симметрии группы А -  $83^{\circ}$ . Оси симметрии определены методом линейной регрессии, а коэффициенты корреляции  $R$  соответственно 0.519 и 0.424. Ось симметрии основной системы проходит на расстоянии 6.68 кпк от галактики N1275, которая считается центром рентгеновского излучения скопления А426 [20].

Ось симметрии группы ВМ имеет позиционный угол в  $124^{\circ}$  и коэффициент корреляции - 0.1438.

4.2. *Локальная плотность.* Для каждой галактики, члена сверхскопления Персей (по рис.1) определена локальная плотность  $\rho$  -

гал/Мпк<sup>3</sup>. Для этой цели использована следующая формула:

$$\rho = \frac{\frac{3}{4}\pi \sum_{j=1}^N jR_j^3}{\sum_{j=1}^N jR_j^6},$$

где  $R_j$  - расстояние от данной галактики до  $j$ -ой соседней галактики, а  $N=9$  [26].

В табл.2 приводятся результаты средней локальной плотности и ее дисперсии основной системы и группы А. Для группы В из-за недостаточного числа членов подсчеты не проводились.

Таблица 2

Система	Локальная $\rho$	Дисперсия
М	2.05E-02	7.0E-04
А	4.22E-02	1.16E-03

На рис.3 представлена контурная карта распределения локальной плотности в сверхскоплении, на которой на фоне равномерно распределенной локальной плотности выделяется участок с завышенным ее значением, по координатам совпадающий с группой АМ, а направленность совпадает с направленностью сверхскопления (65°).

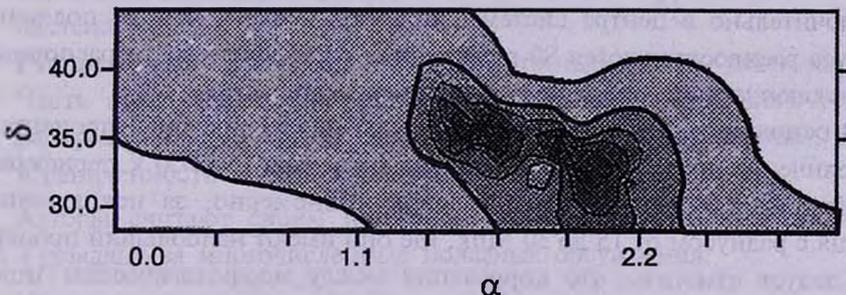


Рис.3. Контурная карта распределения локальной плотности в сверхскоплении.

На этом участке можно выделить две концентрации галактик, которые по координатам и по среднему красному смещению идентичны со скоплением А262 и группой галактик N507 [26]. Полученный результат можно сопоставить с данными, приведенными в работе [27], где отмечено, что в районе скопления А262 находится область сверхскопления с более высокой средней плотностью по отношению к галактикам, расположенным в других районах скопления.

4.3. *Морфология.* В табл.3 приводятся данные по процентному составу галактик разных морфологических типов в подсистемах.

По данным из табл.3 систему АМ и основную систему по Оэмлери

можно отнести к скоплениям, богатым спиральями, а систему ВМ - к бедным спиральями.

Таблица 3

Система	Е	S0	S+Ir
М	14(14%)	28(28%)	58(58%)
А	3(8%)	9(26%)	23(66%)
В	2(15%)	7(54%)	4(31%)

В табл.4 приводятся данные по изменению морфологического процентного состава групп АМ и М вдоль радиуса. Для группы АМ в качестве центра взят ее центр масс, а для основной системы - галактика N1275.

Таблица 4

Система	Расстояние	Количество членов	Е	S0	S+Ir
А	0 - 5 Мпк	15	3(20%)	4(27%)	8(53%)
	5 - 10 Мпк	12	0	5(24%)	7(58%)
	10 - 33 Мпк	8	0	0	8(100%)
М	0 - 15 Мпк	11	4(36%)	3(28%)	4(36%)
	15 - 30 Мпк	24	3(12%)	12(50%)	9(38%)
	30 - 45 Мпк	47	5(12%)	10(24%)	27(64%)
	45 - 65 Мпк	18	1(5%)	4(22%)	13(73%)

Как видно из табл.4 в группе АМ эллиптические галактики находятся исключительно в центре системы, немного меньше, чем до половины радиуса распространяются S0 галактики, а во внешней части расположены исключительно спирали и иррегулярные галактики.

В основной системе также прослеживается уменьшение процента Е и увеличение процента S и Ir галактик от центра (N1275) к периферии. Линзовидные галактики распределены равномерно, за исключением кольца с радиусом от 15 до 30 Мпк, где они имеют наибольший процент.

Следует отметить, что корреляция между морфологическим типом галактики и ее локальной плотностью не наблюдается.

4.4. *Распределение галактик по их позиционным углам.* В работе [18] показано, что для галактик с  $\epsilon > 0.3$  распределение галактик по позиционным углам является бимодальным и имеет отклонение от равномерного и случайного распределения.

В нашей работе, после исключения галактик фона, подобного эффекта не наблюдается. По  $\chi^2$  для М, АМ и ВМ систем вероятность равномерного распределения галактик по позиционным углам равна соответственно ( $P(\chi^2)$ ) 14%, 58% и 14%. (Как известно, лишь при  $P(\chi^2) < 0.5$  имеет смысл говорить об отклонении от равномерного распределения).

Не наблюдается подобного эффекта и для различных морфологических

типов галактик в основной системе ( $P(\chi^2, E + S0) = 43\%$  и  $(P(\chi, S + I_r) = 21\%$ .

5. *Заключение.* После применения метода *S*-древесных диаграмм к 116 галактикам из списка [18] были получены следующие результаты:

1. 16 галактик были определены как объекты фона; основная система М (100 галактик) содержит две подсистемы АМ (35 галактик) и ВМ (13 галактик).
2. Группа АМ включает в себя скопление А262 и группу галактик N507; группа ВМ - группу N383; система М включает в себя скопления А426 и А347.
3. Ось симметрии основной системы проходит через галактику N1275 и параллельна оси симметрии группы АМ.
4. Группа АМ представляет собой ядро повышенной плотности галактик всего сверхскопления, в котором центр масс расположен между двумя концентрациями (А262 и N507).
5. В группе АМ наблюдается четко выраженная сегрегация галактик по морфологическим типам относительно радиуса. Подобная зависимость наблюдается также и в основной системе относительно галактики N1275.
6. По положению центра масс в группе А и по расположению галактик различных морфологических типов относительно радиуса можно сделать предположение, что скопление А262 и группа N507 - одна система.
7. Распределение галактик по позиционным углам равномерное. Часть этих выводов, особенно относящихся к морфологическому распределению галактик, следует считать предварительными, ввиду ограниченности исходных данных по звездной величине.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.Г.Гурздяну за многочисленные полезные обсуждения.

<sup>1</sup>Ереванский физический институт, Армения

<sup>2</sup>Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

## INVESTIGATION OF THE SUBSTRUCTURE OF PERSEUS GALAXIES SUPERCLUSTER CORE

A.A.MELKONIAN, E.G.NIKOGOSIAN

The hierarchical substructure of the core of Perseus galaxies cluster (A426, A262, A347, N507, N383) has been investigated by *S*-diagram method. In

the main system M (100 galaxies) were defined two substructures AM (35 galaxies) and BM (13 galaxies). AM group may be identified with A262 cluster and N507 group; BM - with group N383; the main system includes A426 and A347. The symmetry axes of the main system passing through galaxy N1275 and is parallel to AM symmetry axis. Galaxies distribution by positional angles is uniform.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *F.M.Baier*, *Astron. Nach.*, **298**, 151, 1977.
2. *M.J.Geller*, *T.C.Beers*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **94**, 421, 1982.
3. *C.Bird*, *Astron. J.*, **107**, 1673, 1994.
4. *E.Escalera*, *M.Abirani*, *M.Girardi*, *Astrophys. J.*, **423**, 539, 1994.
5. *B.Maccagni*, *M.Garilli*, *M.Taranghi*, *Astron. J.*, **109**, 465, 1995.
6. *M.J.West*, in: "Clusters of Galaxies", (eds: F.Durret, A.Mazure, J.Tran) Editions Frontieres, 1994.
7. *J.J.Mohr*, *B.G.Fabricant*, *M.Geller*, *Astrophys. J.*, **413**, 492, 1993.
8. *S.A.Grebenev*, *W.Forman*, *C.Jones et al*, *Astrophys. J.*, **445**, 607, 1995.
9. *A.J.Zabludoff*, *D.Zaritsky*, *Astrophys. J.*, **447**, L21, 1995.
10. *M.J.West*, *A.Oemler*, *A.Dekel*, *Astrophys. J.*, **327**, 1, 1988.
11. *M.J.West*, *C.Jones*, *W.Forman*, *Astrophys. J.*, **451**, 15, 1995.
12. *T.G.Beers*, *M.J.Geller*, *Astrophys. J.*, **247**, 491, 1983.
13. *S.Tremaine*, in "Dynamics and Interactions of Galaxies", (ed. R.Wielen) N.Y.Springer, 394, 1990.
14. *A.Serna A.*, *J.-M. Alimi*, *H.Scholl*, *Astrophys. J.*, **427**, 574, 1994.
15. *B.C.Whitmore*, *D.M.Gilmore*, *C.Jones*, *STSI*, PS 699, 1992.
16. *R.Giovanelli*, *M.B.Hynes*, *G.L.Chingarini*, *Astrophys. J.*, **300**, 77, 1986.
17. *P.Katgert*, *A.Mazure*, *G.Perea*, *Astron. Astrophys.*, **310**, 8, 1996.
18. *S.A.Gregory*, *L.A.Thomson*, *W.G.Piffi*, *Astrophys. J.*, **243**, 411, 1981.
19. *S.M.Kent*, *W.L.W.Sargent*, *Astron. J.*, **88**, 697, 1985.
20. *R.A.Schwartz*, *A.C.Edge*, *W.Voges et al*, *Astron. Astrophys.*, **256**, L11, 1992.
21. *E.Slezak*, *F.Durret*, *D.Gerbal*, *Astron. J.*, **108**, 1996, 1994.
22. *V.G.Gurzadyan*, *A.A.Kocharian*, *Paradigms of the Large Scale Universe*, Gordon&Breach, 1994.
23. *V.G.Gurzadyan*, *V.Harutunian*, *A.A.Kocharian*, *Astron. Astrophys.*, **281**, 964, 1994.
24. *К.М.Бекарян*, *А.А.Мелконян*, *Астрофизика*, **403**, 425, 1997.
25. *К.М.Бекарян*, *V.G.Gurzadyan*, *Преп. ICTP-416*, Trieste, 1993.
26. *S.Sakai*, *R.Giovanelli*, *G.Wegner*, *Astron. J.*, **108**, 33, 1994.
27. *R.E.De Souza*, *G.Vettolani*, *G.Chingarini*, *Astron. Astrophys.*, **143**, 1985.
28. *М.Р.Наynes*, *R.Giovanelli*, *NAIC*, **243**, 1988.

УДК: 524.338.6

## НОВЫЕ ОЦЕНКИ ЧИСЛА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

А.А.АКОПЯН

Поступила 2 сентября 1997

Принята к печати 15 сентября 1997

Предлагаются новые оценки числа вспыхивающих звезд. Приводится их сравнение с известной оценкой Амбарцумяна. Используя новые оценки получено, что вспыхивающие звезды ассоциации Ориона одинаковой светимости имеют одинаковую среднюю частоту вспышек

1. *Введение.* В работе предлагаются новые оценки числа вспыхивающих звезд на основе результатов, полученных в теории усеченных распределений. В математической статистике усеченные распределения интенсивно изучаются уже несколько десятилетий.

Напомним, что распределение называется усеченным, если из него исключена или не наблюдается часть событий. Распределение величины  $X$ , в котором не наблюдаются все события с  $x \leq a$ , называется усеченным слева в точке  $a$ . Соответственно, если не наблюдаются все события  $x \geq b$ , то распределение называется усеченным справа в точке  $b$ . Распределение, усеченное и справа, и слева, называется дважды усеченным.

Усеченные распределения встречаются во многих задачах астрофизики. Эти задачи условно можно разбить на два класса: а) усечение является следствием ограниченных наблюдательных возможностей, б) усечение обусловлено физическими причинами.

Рассматриваемая задача статистического изучения вспыхивающих звезд является в некотором смысле промежуточной.

Действительно, с одной стороны, наблюдаемое распределение вспыхивающих звезд является усеченным (неизвестно число вспыхивающих звезд, не показавших за все время наблюдений ни одной вспышки) вследствие того, что для некоторой части вспыхивающих звезд данный физический процесс - вспышка, не имел места. С другой стороны, данное усечение можно рассмотреть как результат ограниченной продолжительности наблюдений.

2. *Оценка Амбарцумяна.* Впервые задачу определения полного числа вспыхивающих звезд в данной системе рассмотрел Амбарцумян [1]. Полное число вспыхивающих звезд в звездных системах можно

оценить, допустив, что последовательность вспышек каждой звезды носит характер случайного стационарного процесса, распределенного по закону Пуассона.

В дальнейшем пуассоновский характер последовательности вспышек вспыхивающих звезд окрестности Солнца был подтвержден в работе Осканяна и Теребижа [2], а также в ряде других работ (например, Лейси и др. [3]). Ссылаясь на работу Паццани и Родоно [4], пуассоновский характер последовательности вспышек вспыхивающих звезд иногда ставят под сомнение.

Авторы [4], используя данные наблюдений вспыхивающих звезд окрестности Солнца, пришли к обратному заключению. Однако работа Паццани и Родоно, к сожалению, не может служить серьезным противовесом работам [2,3], поскольку в ней допущена серьезная ошибка. Было принято, что при пуассоновском характере вспышек плотности распределений моментов первых от начала наблюдений вспышек и промежутков между двумя последовательными вспышками имеют вид:  $\varphi(t) = \nu t e^{-\nu t}$ . На самом деле, плотности распределений моментов первых от начала наблюдений вспышек и промежутков между двумя последовательными вспышками имеют вид:  $\varphi(t) = \nu e^{-\nu t}$ .

В настоящее время нет серьезных оснований ставить под сомнение пуассоновский характер последовательности вспышек вспыхивающих звезд. Второе допущение Амбарцумяна [1] состояло в предположении равенства средних частот вспышек разных звезд.

При этих предположениях, математическое ожидание числа вспыхивающих звезд, не вспыхнувших за все время наблюдений, равно [1]:

$$n_0 = n_1^2 / 2n_2, \quad (1)$$

где  $n_k$  - математические ожидания числа вспыхивающих звезд, показавших по  $k$  вспышек.

Среднюю частоту вспышек, при предположении равенства средних частот, согласно [1] можно определить из выражения:

$$\nu t = 2n_2 / n_1. \quad (1a)$$

Заменяя математические ожидания  $n_1$  и  $n_2$  реально полученными при наблюдениях значениями чисел звезд, вспыхнувших один и два раза, можно с помощью формулы (1) оценить число вспыхивающих звезд системы. Можно показать, что оценка  $\nu t = 2n_2 / n_1$  является оценкой максимального правдоподобия параметра дважды усеченного пуассоновского распределения, в котором не наблюдаются события с  $k=0$  и  $k \geq 3$ .

Как видно из выражений (1) и (1a), в этих оценках использовалась статистика звезд, показавших по одной и по две вспышки. Естественно

ожидать, что использование статистики звезд, показавших по три или более вспышек, позволит получить лучшие оценки для  $\nu t$  и  $n_0$ .

3. *Альтернативные оценки.* При предположении равенства средних частот вспышек полное число вспыхивающих звезд системы  $n$  можно оценить, например, исходя из общеизвестного факта равенства дисперсии и среднего пуассоновского распределения:

$$\sum_{k=1} kn_k/n = \sum_{k=1} n_k(k - kn_k/n)^2/n,$$

откуда можно получить следующую оценку полного числа вспыхивающих звезд системы:

$$n = \left( \sum_{k=1} kn_k \right)^2 / \sum_{k=1} kn_k(k-1). \quad (4)$$

В математической статистике существует целый ряд оценок параметра усеченного в точке  $k=0$  пуассоновского распределения, которые можно использовать в статистике звездных вспышек, в частности, для оценки полного числа вспыхивающих звезд системы. Вот некоторые из них.

1. Несмещенная оценка Плаккета [5]:

$$\nu t = \sum_{k=2} kn_k / \sum_{k=1} n_k, \quad (5)$$

которой соответствуют оценки числа вспыхивающих звезд системы:

$$n_0 = n_1 \sum_{k=1} n_k / \sum_{k=2} kn_k \quad n = \sum_{k=..} n_k \sum_{k=1} kn_k / \sum_{k=2} kn_k. \quad (5a)$$

2. Смещенная оценка максимального правдоподобия [6], которая получается как решение уравнения (6):

$$\sum_{k=1} kn_k / \sum_{k=1} n_k = \nu t / (1 - e^{-\nu t}). \quad (6)$$

Соответственно

$$n_0 = \sum_{k=1} kn_k / \nu t - \sum_{k=1} n_k, \quad n = \sum_{k=1} kn_k / \nu t. \quad (6a)$$

3. Несмещенная оценка с минимальной дисперсией [7]:

$$\nu t = C \sum_{k=1} kn_k / \sum_{k=1} n_k, \quad (7)$$

где  $C$  - числовая функция от величин  $\sum_{k=1} kn_k$  и  $\sum_{k=1} n_k$ . Она табулирована для малых значений  $\sum_{k=1} kn_k$  и  $\sum_{k=1} n_k$  [7].

Соответственно,

$$n = \sum_{k=1} n_k / C, \quad n_0 = \sum_{k=1} n_k(1 - C) / C. \quad (7a)$$

Сопутствующие оценкам  $\nu t$  (5), (6) и (7) оценки числа вспыхивающих

звезд (5а), (6а) и (7а) получены из предположения равенства предложенных оценок  $\nu t$  и оценки  $\nu t$  неусеченного пуассоновского распределения, имеющего вид:

$$\nu t = \sum_{k=1} k x_k / n.$$

Для сравнения приведенных оценок были проведены численные эксперименты. Для разных значений  $\nu t$  и  $n$ , с помощью генератора случайных чисел, генерировалось по 20 выборочных пуассоновских распределений. Используя приведенные оценки, были получены значения  $\nu t$ ,  $n$  для каждого из выборочных распределений и сравнены с исходными значениями  $\nu t$  и  $n$ .

Численные эксперименты показали, что предложенные оценки более эффективны по сравнению с оценкой (1), (1а). Например, для значений  $\nu t = 1$ ,  $n = 50, 100, 500, 1000$  получается, что среднеквадратичные отклонения величин  $\nu t$  и  $n$ , оцененные с помощью оценок (1), (1а), на 30-100% больше.

Результаты одного случайно выбранного эксперимента приводятся в табл.1. В первом столбце приводится номер выборки, во втором - рас-

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА С ЗАДАННЫМИ  
ЗНАЧЕНИЯМИ  $\nu t = 1$ ,  $n = 100$ .

<i>N</i>	$(n_0, n_1, n_2, n_3, \dots, n_k, \dots)$	$\nu t$	$n$	$\nu t$	$n$	$\nu t$	$n$
1	(46, 34, 16, 3, 1, 0.....)	0.941	90	0.833	95	0.816	97
2	(30, 39, 20, 7, 4, 0.....)	1.026	108	1.100	105	1.112	104
3	(42, 41, 8, 6, 2, 0, 1, 0.....)	0.390	105	0.828	108	0.929	96
4	(39, 30, 23, 6, 1, 1, 0.....)	1.533	81	1.197	86	1.158	89
5	(33, 38, 21, 5, 2, 0, 1, 0.....)	1.105	101	1.060	103	1.067	102
6	(44, 32, 15, 8, 1, 0.....)	0.938	90	1.036	87	1.038	87
7	(42, 31, 22, 4, 1, 0.....)	1.419	80	1.034	88	0.981	93
8	(39, 39, 14, 6, 2, 0.....)	0.718	115	0.885	105	0.912	102
9	(36, 42, 15, 5, 2, 0.....)	0.714	123	0.828	115	0.850	112
10	(28, 42, 23, 7, 0.....)	1.095	110	0.931	117	0.896	122
11	(28, 40, 20, 9, 3, 0.....)	1.000	112	1.097	108	1.106	108
12	(34, 32, 26, 7, 0, 1, 0.....)	1.625	86	1.182	93	1.127	98
13	(34, 35, 18, 10, 2, 1, 0.....)	1.029	100	1.197	95	1.215	94
14	(35, 34, 19, 11, 1, 0.....)	1.118	95	1.154	94	1.141	96
15	(35, 37, 19, 8, 1, 0.....)	1.027	101	1.015	101	1.004	103
16	(34, 39, 15, 10, 2, 0.....)	0.769	117	1.030	104	1.059	101
17	(39, 32, 20, 7, 2, 0.....)	1.250	87	1.131	89	1.110	91
18	(34, 32, 22, 9, 2, 1, 0.....)	1.375	89	1.273	91	1.258	92
19	(43, 34, 15, 5, 2, 1, 0.....)	0.882	96	1.018	90	1.048	88
20	(35, 42, 16, 6, 1, 0.....)	0.762	120	0.831	116	0.838	115
	среднее	1.036	100	1.033	100	1.033	100
	среднеквадратичное отклонение	0.294	13	0.135	10	0.124	9

пределение числа вспышек, в третьем - значения  $\nu t$ ,  $n$ , полученные по оценке Амбарцумяна (1), (1а), в четвертом и в пятом - те же величины, полученные по оценкам (5), (5а) и (6), (6а) соответственно. Значения  $n$  округлены до ближайшего целого значения.

4. *О влиянии дисперсии средней частоты.* При наличии дисперсии средней частоты вспышек оценка числа вспыхивающих звезд Амбарцумяна (1) является нижней оценкой [8]. Рассмотрим вопрос о том, обладают ли аналогичным свойством предложенные оценки?

Пусть средняя частота вспышек имеет распределение с плотностью  $f(\nu)$ . Вероятность показать  $k$  вспышек за время  $t$  в этом случае равна:

$$p_k = \int_0^{\infty} e^{-\nu t} (\nu t)^k f(\nu) d\nu / k! \quad (8)$$

В этом случае средняя частота и дисперсия числа вспышек равны соответственно (см. напр., [9]):

$$\bar{k} = \nu t, \quad \sigma_k^2 = \bar{\nu} t + \sigma_{\nu}^2 t^2, \quad (9)$$

где

$$\bar{\nu} = \int_0^{\infty} \nu f(\nu) d\nu$$

среднее значение средней частоты, а

$$\sigma_{\nu}^2 = \int_0^{\infty} f(\nu) (\nu - \bar{\nu})^2 d\nu$$

дисперсия средней частоты.

Как видно из (9), дисперсия числа вспышек больше дисперсии пуассоновского распределения на положительную величину  $\sigma_{\nu}^2 t^2$ .

Учитывая, что

$$k = \sum_{k=1}^{\infty} k n_k / n, \quad \sigma_k^2 = \sum_{k=1}^{\infty} k^2 n_k / n - \left( \sum_{k=1}^{\infty} k n_k / n \right)^2,$$

из (9) можно получить

$$\sum_{k=1}^{\infty} k^2 n_k / n - \left( \sum_{k=1}^{\infty} k n_k / n \right)^2 > \sum_{k=1}^{\infty} k n_k / n,$$

или

$$n > \left( \sum_{k=1}^{\infty} k n_k \right)^2 / \sum_{k=1}^{\infty} k(k-1) n_k.$$

Тем самым доказываем, что оценка числа вспыхивающих звезд (4) является нижней. Аналогичное свойство оценки (5а) можно показать с помощью неравенства Гельдера, имеющего вид (см. например, [10]):

$$\left| \int f_1 f_2 \dots d v \right|^k < \int |f_1|^k d v \left[ \int |f_2|^{k/(k-1)} d v \right]^{k-1}.$$

В данной статье подробное доказательство не приводится.

Для доказательства аналогичного свойства остальных оценок (6а) и (7а) были проведены численные эксперименты. Результаты этих экспериментов не противоречат выводу о том, что и эти оценки являются нижними.

Исходя из простоты и удобства вычислений, можно рекомендовать для дальнейшего пользования в статистике звездных вспышек в первую очередь оценку (5) и (5а).

**5. О частоте вспышек вспыхивающих звезд ассоциации Ориона.** Естественно возникает вопрос, можно ли с помощью предлагаемых оценок получить существенно новые результаты?

Рассмотрим физическую гипотезу о том, что вспыхивающие звезды одинаковой светимости имеют одинаковую среднюю частоту вспышек. Для этого проверим математическую гипотезу о том, что выборки из вспыхивающих звезд одинаковой светимости имеют пуассоновское распределение.

Рассмотрим систему вспыхивающих звезд ассоциации Ориона, данные о которой приводятся в табл.2 [11].

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД ПО ЧИСЛУ ВСПЫШЕК В РАЗНЫХ ИНТЕРВАЛАХ СВИТИМОСТЕЙ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД АССОЦИАЦИИ ОРИОНА.

$U$	$n_1$	$n_2$	$n_3$	$n_4$	$n_5$	$n_6$	$n_7$	$n_{11}$
14-15	2	1	0	0	0	0	0	0
15-16	23	5	2	0	0	0	0	0
16-17	57	14	6	0	0	1	1	1
17-18	88	27	9	4	1	0	0	0
18-19	106	21	4	1	0	0	0	0
19-20	56	4	2	2	0	0	0	0
20-21	33	2	0	0	0	0	0	0
21-22	8	0	0	0	0	0	0	0
22-23	8	0	0	0	0	0	0	0

Как видно из приведенных данных, из 9-и приведенных выборок вспыхивающих звезд одинаковой светимости лишь к 7-и можно применить рассмотренные выше оценки. Среди вспыхивающих звезд со светимостью

$U = 21^m - 22^m$  и  $U = 22^m - 23^m$  нет ни одной звезды, показавшей за время наблюдений более одной вспышки, что не позволяет применить рассмотренные оценки.

Для остальных семи интервалов с помощью оценок Амбарцумяна (1), (1a) и (5) и (5a), (6) и (6a) были получены значения  $n$  и  $\nu t$ , которые приведены в табл.3. Используя эти значения, для каждой оценки и для каждого интервала светимости были вычислены гипотетические

Таблица 3

ОЦЕНКИ ПОЛНОГО ЧИСЛА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД И ВЕЛИЧИНЫ  $\nu t$  В РАЗНЫХ ИНТЕРВАЛАХ СВЕТИМОСТЕЙ, ПОЛУЧЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ РАЗНЫХ ОЦЕНОК

$U$	$\nu t$ (1a)	$n$ (1)	$\nu t$ (5)	$n$ (5a)	$\nu t$ (6)	$n$ (6a)
14-15	1.000	5	0.667	6	0.606	7
15-16	0.435	83	0.533	73	0.550	71
16-17	*0.491	*196	0.875	145	*1.008	*126
17-18	*0.614	*272	0.791	240	0.832	228
18-19	0.396	400	0.439	373	0.450	364
19-20	*0.143	*456	0.344	227	0.410	190
20-21	*0.121	*308	0.305	144	0.416	106

теоретические распределения и проведены  $\chi^2$  тестирования, с целью проверки гипотезы о пуассоновском характере приведенных в табл.2 наблюдаемых распределений. При этом, надо отметить, что из-за малого числа вспыхивающих звезд в интервале светимости  $U = 14^m - 15^m$ ,  $\chi^2$  тестирование для данного интервала носит несколько формальный характер.

Результаты  $\chi^2$  тестирования показали, что данная гипотеза отвергается на уровне значимости 0.10 в четырех интервалах светимости при использовании оценок Амбарцумяна (1), (1a), в одном - при оценке (6), (6a) и ни в одном - при использовании оценок (5), (5a) (в табл.3 эти интервалы отмечены звездочками).

Таким образом, можно сказать, что применение оценок (5), (5a) и (6), (6a) дает более серьезное основание для нашей гипотезы о том, что вспыхивающие звезды ассоциации Ориона одинаковой светимости имеют одинаковую среднюю частоту вспышек.

Для другой хорошо изученной системы вспыхивающих звезд - системы Плеяды проверка гипотезы дает отрицательный результат: звезды одинаковой светимости не имеют одинаковую среднюю частоту вспышек.

В заключение выражаю благодарность проф. Л.Мирзояну за то, что он обратил мое внимание на существующее разногласие о случайном характере вспышек и за полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория, Армения

## NEW ESTIMATORS OF FLARE STARS NUMBER

А.А.АКОПЯН

New estimators of flare star numbers are suggested. The comparison with the well known estimator of Ambartsumian is given. Using new estimators in  $\chi^2$  testing we obtain more convincing evidence that the flare stars of the Orion association with the same luminosity have the same mean frequency of flares.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Звезды, Туманности, Галактики, Ереван, Изд. АН Арм. ССР, 1968, с.283.
2. В.С.Осканян, В.Ю.Теребиж, Астрофизика, 7, 83, 1971.
3. С.Н.Ласу, Т.Д.Мoffett, D.S.Evans, Astrophys. J. Suppl. Ser., 30, 85, 1976.
4. V.Pazzani, M.Rodono, Astrophys. Space Sci., 77, 347, 1981.
5. A.L.Plackett, Biometrics, 9, 485, 1953.
6. F.N.David, N.L.Johnson, Biometrics, 8, 275, 1952.
7. R.F.Tate, R.L.Goen, Ann. Math Stat., 29, 755, 1958.
8. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсямян, О.С.Чавуцян, Л.К.Ерастова, Астрофизика, 6, 7, 1970.
9. М.Кендалл, А.Стьюарт, Теория распределения, Наука, М., 1966.
10. Г.Корн, Т.Корн, Справочник по математике, Наука, М., 1984.
11. В.В.Амбарян (частное сообщение).

УДК: 524.6:524.5

## ОБ ЭВОЛЮЦИИ ФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ ГАЛАКТИКИ

В.Г.ГОРБАЦКИЙ, П.А.ТАРАКАНОВ

Поступила 10 августа 1997

Рассматривается внутренняя устойчивость фрактальной структуры межзвездных облаков Галактики. Выяснены условия, при которых гравитационные взаимодействия элементов приводят к разрушению фрактальной структуры. Произведены модельные численные расчеты и аналитические оценки характерного времени распада структур. Выясняется, что это время того же порядка, как и определяемое из наблюдений время жизни межзвездных молекулярных облаков.

1. *Введение.* Результаты исследований строения межзвездной среды (МЗС) галактики привели к выводу, что ее структура не только иерархична, но и фрактальна. Основанием для такого заключения послужило подобие изофот, испускаемого молекулами CO излучения гигантских молекулярных облаков (ГМО), фрактальность границ облаков, устанавливаемая по виду зависимости между площадью и периметром облака, и изучение межзвездной экстинкции [1-3,6]. Для облаков нейтрального водорода также был сделан вывод о фрактальности их границ [5].

Проблема образования фрактальных структур в МЗС еще далека от решения. Согласно одной из распространенных точек зрения оно обусловлено действием сверхзвуковой турбулентности в межзвездном газе [4]. В данной работе приводятся некоторые из результатов численных расчетов, относящихся к устойчивости уже существующих фрактальных облаков. Они могут быть полезными при изучении механизмов формирования фрактальной структуры МЗС.

2. *Понятие о динамических фракталах.* При построении искусственных геометрических самоподобных фракталов делаются следующие предположения:

1. Нет наименьшего элемента - размер "клеток"  $\delta \rightarrow 0$ .
2. Совершается предельный переход - число "клеток"  $\rightarrow \infty$ .
3. Предполагается неограниченность фрактала в пространстве.

Самоподобие означает, что каждая область фрактала имеет такое же строение, что и большая в любое число раз часть фрактала. Важнейшее свойство таких фракталов - *скейлинг*, что означает:

- а) масштабную инвариантность,

б) сдвиговую инвариантность.

В естественных фрактальных структурах условия 1-3 не выполняются. В каждой модели должно предполагаться существование наименьшего объекта - элемента фрактала с масштабом  $r_0 > 0$  и конечность характерного размера фрактала  $R$ . Вблизи его границ фрактальность неполная [7]. Таким образом, о фрактальности можно говорить, если  $r_0 \ll R$  и при значениях  $r$ , удовлетворяющих неравенствам  $r_0 \leq r < R$ . В таких случаях лучше говорить о "квазифрактальности".

Важнейшей особенностью фракталов в МЗС является необходимость учитывать гравитационное взаимодействие между элементами фрактала. Оно приводит к движениям элементов, и о самоподобии можно говорить только в статистическом смысле. Такие фракталы будем называть "динамическими".

3. *Структура динамических фракталов в МЗС.* Моделирование облаков в МЗС в предположении их фрактальности производилось в работе [8]. При этом на модельную структуру накладывался ряд условий:

1. Для каждого элемента фрактала имеет место вириальное равновесие, то есть выполняется равенство

$$2W_{i-1} + \Phi_i = 0 \quad i = 1, \dots, N, \quad (1)$$

где  $\Phi_i$  - потенциальная энергия этого элемента,  $W_{i-1}$  - суммарная кинетическая энергия подэлементов данного элемента,  $N$  - количество уровней фрактальности.

2. Масштаб  $r_i$  структуры уровня с номером  $i$  велик по сравнению с масштабом  $r_{i-1}$  соответствующего подуровня. В частности, принималось, что

$$\frac{r_{i-1}}{r_i} = \alpha < 0.2. \quad (2)$$

3. Гравитационное взаимодействие учитывается только в пределах уровня  $i$ , т.е. предполагается, что на его элементы не действует тяготение элементов уровня  $i+1$ .

В динамических фракталах действуют внутренние процессы, обусловленные движением элементов, содержащихся на данном уровне, и внешние процессы, связанные с гравитационными воздействиями со стороны элементов следующих уровней. В модели [8] внешние воздействия из рассмотрения исключаются в связи с малостью  $\alpha$ . Справедливость этого предположения обсуждается ниже.

Так как фрактальные структуры не являются аналитическими, изучать эволюцию динамических фракталов можно лишь путем численных расчетов. Для таких расчетов необходимо задание параметров, определяющих

модель.

Первая группа параметров - внешние, то есть задаваемые на основе наблюдений: масса всей системы  $M$  и наименьшего элемента -  $m_0$ , соответствующие размеры  $R$  и  $r_0$ .

Другая группа параметров определяет структуру самоподобного динамического фрактала:

$N$  - число уровней фрактальности ( $m_0$  - нулевой уровень),

$s$  - число подэлементов любого данного элемента.

Основной параметр модели - фрактальная размерность  $D$  - определяется по соотношению

$$\frac{M}{m_0} = \left( \frac{R}{r_0} \right)^D \quad (3)$$

Параметры  $N$  и  $s$  также связаны зависимостью

$$N \lg s = \lg \frac{M}{m_0} \quad (4)$$

Таким образом, независимым от данных наблюдений является всего один параметр.

В работе [8] при расчетах фрактальной структуры используется значение  $m_0 \approx 10^{-3} M_\odot$ . Так как  $M = M \leq 10^6 M_\odot$ , то

$$N \lg s \leq 9. \quad (5)$$

Если принять число уровней фрактальности не очень малым ( $N \geq 5$ ), то  $\lg s \leq 2$  и  $s < 100$ . Однако ряд авторов дает для  $s$  значения в интервале  $3 \leq s \leq 10$  [9,10]. Поскольку величина  $D \geq 2$  и верно отношение

$$\alpha = \frac{r_{i-1}}{r_i} = s^{-\frac{1}{D}}, \quad (6)$$

то  $\alpha > 0.3$ . Это противоречит условию (2), и при таких значениях  $\alpha$  внешние воздействия на элементы фрактала могут быть слишком значительны, чтобы ими пренебрегать. В частности, они могут нарушить вириальное равновесие структуры и тем самым привести к ее разрушению. Прежде чем перейти к обсуждению этого вопроса, следует выяснить, в какой мере вообще соотношение (1) выполняется при малом значении  $s$ . Для квазистационарного динамического фрактала это условие должно выполняться на всех уровнях в течение достаточно долгого времени [11].

4. *Вычисление потенциальной энергии элементов динамического фрактала.* По определению физического "квазифрактала" для отношения масс  $m_{i-1}$  и  $m_i$  соответствующих элементам на уровнях с номерами  $i-1$  и  $i$ , выполняется условие:

$$\frac{m_{i-1}}{m_i} = \left( \frac{r_{i-1}}{r_i} \right)^D. \quad (7)$$

Для рассматриваемой модели фрактала

$$m_i = s m_{i-1}. \quad (8)$$

Отсюда для массы и радиуса элемента на произвольном уровне  $i$ :

$$m_i = M \cdot s^{i-N}, \quad (9)$$

$$r_i = R \cdot s^{(i-N)/D}. \quad (10)$$

Рассматривая подэлементы как материальные точки, входящую в соотношение (1) потенциальную энергию элемента  $\Phi_i$ , соответствующего  $i$ -тому уровню, можно вычислить, используя известное выражение для потенциальной энергии системы точек, т.е.

$$\Phi_i = -G \sum_{1 \leq l < k \leq s} \frac{m_l m_k}{r_{lk}^{(i)}}, \quad (11)$$

где  $r_{lk}^{(i)}$  - расстояние между  $l$ -ым и  $k$ -ым подэлементами для  $i$ -ого уровня фрактала. Введем набор безразмерных коэффициентов  $\beta_{lk}^{(i)}$ , задающих распределение подэлементов в элементе, которое меняется со временем "случайным" образом:

$$r_{lk}^{(i)} = \beta_{lk}^{(i)} r_i. \quad (12)$$

При обозначении

$$\kappa^{(i)} = \sum_{1 \leq l < k \leq s} 1/\beta_{lk}^{(i)} \quad (13)$$

формула (1) принимает вид:

$$\Phi_i = -\kappa^{(i)} G \frac{m_{i-1}^2}{r_i} = -\frac{\kappa^{(i)}}{s^2} G \frac{m_i^2}{r_i}. \quad (14)$$

Сравнивая (14) с обычным выражением, определяющим потенциальную энергию однородного шара, равную  $\frac{3}{5} G \frac{M^2}{R}$ , находим

$$\varphi = \frac{5\kappa^{(i)}}{3s^2} = -\frac{\Phi_i}{\frac{3}{5} G \frac{m_i^2}{r_i}}. \quad (15)$$

Параметр  $\varphi$  имеет смысл потенциальной энергии элемента, нормированной к потенциальной энергии однородного шара той же массы и радиуса.

Строго говоря, использование теоремы о вариале возможно только при малой дисперсии распределения параметра  $\varphi$ . При  $s \gg 1$  произвольное

распределение подэлементов в элементе не должно сильно отклоняться от равномерного и  $\phi$  можно считать не зависящим от времени.

Для оценки дисперсии параметра  $\phi$  при малых значениях  $s$  производился численный эксперимент. Точки, соответствующие подэлементам, предполагались распределенными в объеме элемента равномерно-случайным образом. Для большого числа реализаций при  $s = 3, 5, 10, 15, 20, 30$  были получены частотные распределения величины  $\phi$ , которые приводятся на рис.1. Из результатов расчетов следует, что дисперсия  $\phi$  уже достаточно мала при  $s > 5$  и с увеличением  $s$  быстро уменьшается. Таким образом, уже для значений  $s > 5$  допустимо использовать величину  $\phi \approx 1$  (и  $\frac{\kappa^{(i)}}{s^2} \approx \frac{3}{5}$ ). Следовательно, теорема о вириале может быть использована с достаточной точностью даже при малом количестве взаимодействующих точек.

Теперь можно получить выражение для полной потенциальной энергии фрактала. Она складывается из потенциальных энергий всех элементов всех уровней (на  $i$ -ом уровне содержится  $s^{N-i}$  элементов), и для нее верна формула:

$$\Phi = -\frac{3}{5} G \frac{M^2}{R} \left( 1 + \frac{1}{x} + \frac{1}{x^2} + \frac{1}{x^3} + \dots + \frac{1}{x^{N-1}} \right), \quad (16)$$

$$x = s^{1-1/D}$$

которую можно сокращенно переписать в виде:

$$\Phi = -\frac{3}{5} G \frac{M^2}{R} x^{1-N} \frac{1-x^N}{1-x}. \quad (17)$$

Также из формул (1) и (14) следует выражение для средней скорости движения элементов любого уровня фрактала:

$$\langle v_i \rangle = \sqrt{\frac{3GM}{5R}} \left( s^{1-1/D} \right)^{\frac{1-N+1}{2}}. \quad (18)$$

Эта формула может быть использована при определении параметров структуры фрактальных облаков из наблюдений.

**5. Моделирование разрушения равновесной фрактальной структуры.** Вириальное равновесие, необходимое для существования динамического фрактала, может нарушиться по ряду причин:

**1. Столкновения подэлементов.**

(а) Контактные - при которых происходит диссипация кинетической энергии на данном уровне.

(б) Гравитационные взаимодействия - приводящие к "испарению" (уходу) подэлементов.

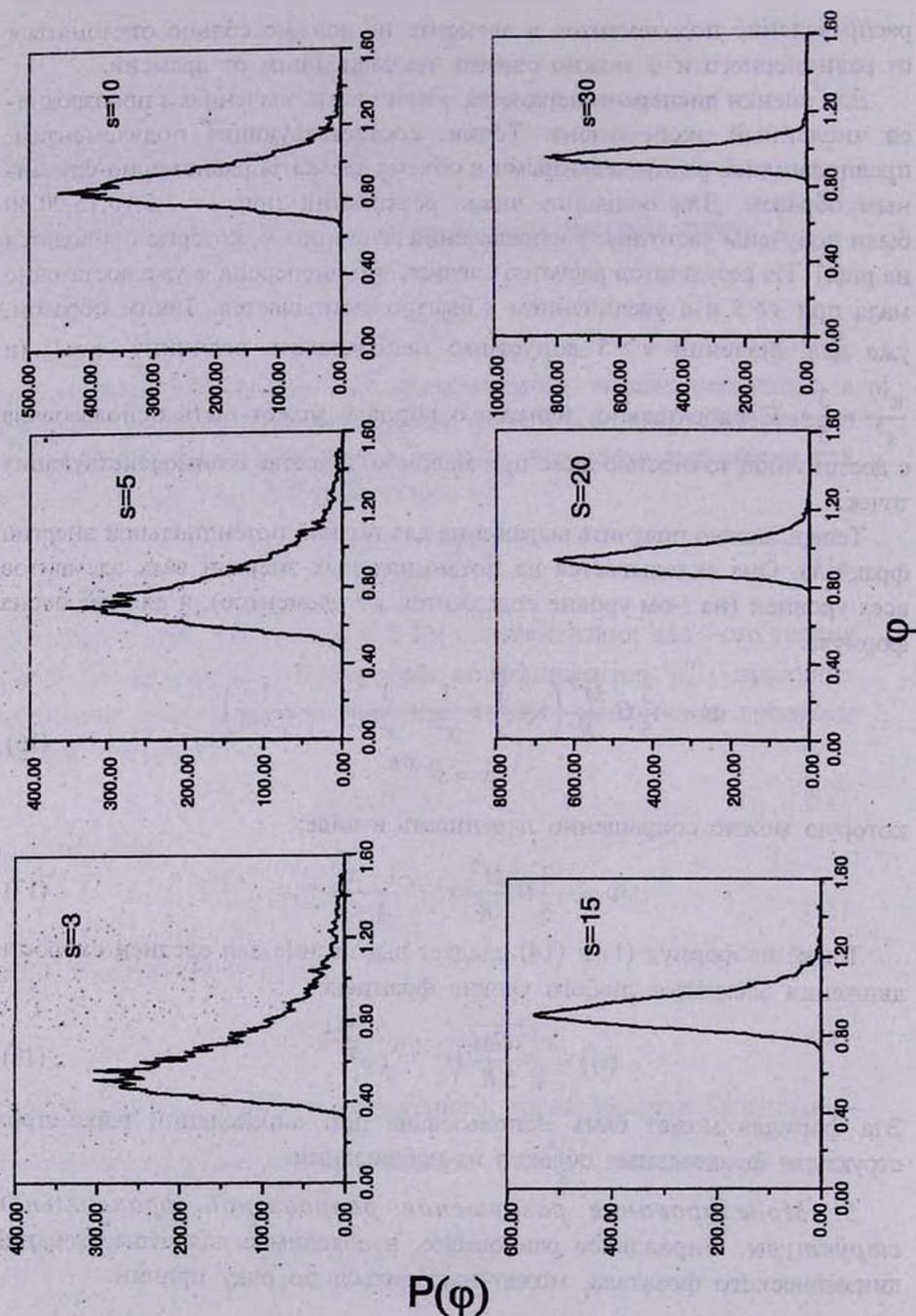


Рис. 1. Частотное распределение  $P(\phi)$  нормированной потенциальной энергии  $\phi$ . Количество подэлементов  $s$  указаны на рисунках.

2. Столкновения элементов.

(а) Контактные

(б) Гравитационные взаимодействия - с другими элементами (внешними), сказывающиеся на состоянии самих подэлементов.

Действие факторов 1a, 1b, 2a рассмотрено качественно в работе [8] в предположении об отсутствии внешних гравитационных воздействий на элемент (соответствующих 2b), поскольку принималось, что  $\alpha < 0.2$ . Но на самом деле (как было показано выше) это предположение не оправдывается при  $s \leq 10$  и  $D \approx 2$ . Для оценки времени разрушения элемента структуры  $t_{disrupt}$  внешними гравитационными воздействиями был выполнен численный эксперимент. При этом для элемента данного уровня не учитывалось воздействие элементов более высоких, чем соседний, уровней. Поэтому достаточно рассматривать эволюцию (в зависимости от параметра  $\alpha = \frac{r_{i-1}}{r_i}$ ) модели двухуровневого самоподобного динамического фрактала ( $i = 1, 2$ ), каждый из элементов которого в начальный момент времени предполагается находящимся в вириальном равновесии. Элемент считается распавшимся, когда он становится гравитационно несвязанным. Параметрами задачи являются величины  $m_1, r_1, s, \alpha$ .

Из расчетов следует, что элемент радиуса  $r_1$  как целое сохраняется до тех пор, пока расстояние его центра до центра соседнего элемента остается больше  $r_1$ . На меньших расстояниях он теряет свою идентичность, так как полная энергия содержащихся в нем подэлементов становится положительной. Таким образом,  $t_{disrupt}$  - характерное время сближения на расстояние "неполного слияния".

В ходе расчета выяснилось, что данный элемент до встречи с другим элементом обычно движется прямолинейно. Поэтому можно получить оценку  $t_{disrupt}$  аналитическим путем. Такая оценка производится при предположении, что возмущающие элементы распределены вокруг рассматриваемого по сфере радиуса  $r_2$  равномерно-случайным образом и при этом неподвижны. Данный элемент должен двигаться как целое в направлении максимальной концентрации возмущающих элементов и считается распавшимся, когда его расстояние до них становится равным  $r_1$ .

При достаточно большом числе элементов существуют флуктуации их распределения. Для аналитической оценки  $t_{disrupt}$  совокупность возмущающих элементов заменим одним притягивающим центром, созданным максимальной флуктуацией. Отсюда следует, что при количестве внешних элементов, равном  $s - 1$ , притягивающий центр имеет массу  $m_1 \sqrt{s-1}$ . Время  $t_{disrupt}$  соответствует времени свободного падения на тело массы  $m_1 \sqrt{s-1}$  с расстояния  $r_2$  до  $r_1$ . В этом приближении

$$t_{disrupt} = \left( \frac{r_1^3}{4Gm_1 \sqrt{\frac{s-1}{2}}} \right)^{1/2} \left( \frac{\text{arctg} \sqrt{\frac{1}{\alpha} - 1}}{2} \alpha^{-3/2} + \frac{\sqrt{\frac{1}{\alpha} - 1}}{2\sqrt{\alpha}} \right). \quad (19)$$

Сравним результаты численного расчета  $t_{disrupt}$  с оценками по формуле (19). При этом примем следующие значения параметров:  $m_1 = 0 M_\odot$ ,  $r_1 = 1 \text{пк}$ ,  $s=10$ . Соответствующие данные приведены в табл.1 (численные оценки усреднены по нескольким реализациям). Они показывают, что различие значений  $t_{disrupt}$ , полученных обоими способами, мало. Поэтому для оценок  $t_{disrupt}$  эта формула оказывается достаточно точной.

Таблица 1

СРАВНЕНИЕ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ( $t_{disrupt}^{(a)}$ ) И ЧИСЛЕННОЙ ( $t_{disrupt}^{(n)}$ ) ОЦЕНОК ВРЕМЕНИ РАСПАДА ЭЛЕМЕНТА (В ГОДАХ).

$\alpha$	$t_{disrupt}^{(n)}$	$t_{disrupt}^{(a)}$
0.1	$4.67 \cdot 10^7$	$4.50 \cdot 10^7$
0.2	$1.83 \cdot 10^7$	$1.56 \cdot 10^7$
0.3	$7.92 \cdot 10^6$	$8.00 \cdot 10^6$
0.4	$4.56 \cdot 10^6$	$4.71 \cdot 10^6$
0.5	$2.44 \cdot 10^6$	$2.94 \cdot 10^6$

Из всех факторов, рассмотренных в работе [8] (1a,1b,2a), при малых  $s$  наименьшие значения  $t_{disrupt}$  дают контактные столкновения подэлементов. Однако сравнение этих значений с величинами  $t_{disrupt}$ , полученными по формуле (19) (см. табл.2), показывает, что последние в 2-3 раза меньше. Поэтому распад элементов фрактала определяется при  $s \leq 10$ , главным образом, гравитационными взаимодействиями с элементами того же уровня.

Таблица 2

ВРЕМЯ РАСПАДА ЭЛЕМЕНТА ( $m = 10^5 M_\odot$ ,  $r = 30 \text{пк}$ ) ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНИХ ВОЗМУЩЕНИЙ (В ГОДАХ).

$s$	3	5	10	15	20
$D=1.5$	$7.57 \cdot 10^6$	$1.16 \cdot 10^7$	$1.99 \cdot 10^7$	$2.73 \cdot 10^7$	$3.38 \cdot 10^7$
$D=2.0$	$5.31 \cdot 10^6$	$7.28 \cdot 10^6$	$1.08 \cdot 10^7$	$1.34 \cdot 10^7$	$1.56 \cdot 10^7$
$D=2.5$	$4.19 \cdot 10^6$	$5.39 \cdot 10^6$	$7.29 \cdot 10^6$	$8.61 \cdot 10^6$	$9.64 \cdot 10^6$

Отметим важный вывод, следующий из данных, приведенных в табл.2: время существования динамического фрактала при  $\alpha \in \{0.1...0.5\}$  составляет  $3 \cdot 10^6 \leq \tau \leq 3 \cdot 10^7$  лет, то есть оно того же порядка, что и время жизни молекулярных облаков умеренных масс ( $M \leq 10^5 M_{\odot}$ ), определяемое из наблюдений.

Результаты расчетов показали, таким образом, что использование в качестве модели облаков МЗС самоподобных фракталов не приводит к внутренним противоречиям. Однако при этом количество элементов в подэлементе  $z$  нужно принимать значительным ( $\geq 10$ ) и, соответственно, число уровней  $N$  - не очень большим (5)-(7). В противном случае модель облака быстро теряет устойчивость.

Астрономический институт Санкт-Петербургского  
государственного университета, Россия

## ON THE EVOLUTION OF FRACTAL STRUCTURE OF THE INTERSTELLAR CLOUDS OF GALAXY

V.G.GORBATSKY, P.A.TARAKANOV

The internal stability in the interstellar clouds of Galaxy having fractal structure is considered. Gravitational interactions between the elements of fractal may disrupt its structure. The conditions of disruption are found. The numerical calculations of disruption time are made as well as the estimations of this time in analytical way. As it is found disruption time for dynamical fractals is of the same order as the life time of molecular clouds determined from observations.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Scalo*, in "Physical Processes in Fragmentation and Star Formation", eds R.Capuzzo-Dolcetta et al., Kluwer Dordrecht, 1990, p.151.
2. *E.Falgarone, T.Phillips, C.K.Walker*, *Astrophys. J.*, 378, 186, 1991.
3. *E.Falgarone, J.-L.Pugel, H.Pérault*, *Astron. Astrophys.*, 257, 715, 1992.
4. *E.Falgarone, T.Phillips*, *Astrophys. J.*, 350, 399, 1990.

5. *M.G.R.Vogelaar, B.P.Wakker*, *Astron. Astrophys.*, **291**, 557. 1994.
6. *R.N.Henricksen*. *Astrophys. J.*, **377**, 500, 1991.
7. *H.Coleman, L.Pietronero*, *Phys. Rep.*, **213**, 313. 1992.
8. *D.Pfenniger, F.Combes*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 94, 1994.
9. *J.Cernicharo*, in "The Physics of Stellar Formation and Early Stellar Evolution", eds. C.J.Lada, N.D.Kylafis, 1991. p.287.
10. *P.Houllahan, J.Scalo*, *Astrophys. J.*, **393**, 172. 1992.
11. *В.Г.Горбацкий, А.Б.Кириенко*, *Астрон.ж.*, **73**, 170, 1996.

УДК: 524.4-54

## TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE STARS - INSTABLE SYSTEMS

L.V.MIRZOYAN<sup>1</sup>, G.N.SALUKVADZE<sup>2</sup>,  
V.V.HAMBARYAN<sup>1</sup>, G.SH.JAVAKHISHVILY<sup>2</sup>

Received 17 December 1997

The Trapezium type multiple stars are centers of star formation in stellar associations. Theoretical and observational studies showed that they are dynamically instable. Owing to special space configurations of components of the Trapezium type multiple stars are disintegrating completely or partly after some rotations around their centers. These stars have the main role in the origin and evolution of stars which consist of OB- and T- associations. According to observations of 15 Trapezium type multiple stars having the brightest star of OB-classes 14 are in expansion. The age of the Trapezium type multiple stars is of the order of  $2 \cdot 10^4$  years. There are weighty arguments to assume that the majority of them are in the state of expansion having positive total energy.

1. *Introduction.* The existence of the Trapezium type multiple stars became known in 1949. Ambartsumian and Markarian [1] considering the structure of nuclei of OB-association around P Cygni established that almost all of them are dynamically instable. Owing to their specific structure they must be disintegrated after some rotations around their centers, for about some million years. Other nuclei of OB-stellar associations usually are also dynamically instable and disintegrated systems [2].

This unusual regularity of nuclei of OB-associations is one of the reasons of their disintegrating. It can be noted that the Trapezium type multiple stars are disintegrated earlier than OB-associations itself -  $10^7$  years [3].

The study of the Trapezium type multiple stars have very significant meaning for formation and development of stars. Unfortunately it is hard succeed to study T Tau type multiple stars of Trapezium type in T-associations.

In this article we consider the observational data concerning the Trapezium type multiple stars in detail to show their principle importance for stellar evolution.

2. *Theoretical consideration of the problem.* All multiple stars can be divided into two groups according their motions. The systems having at least three components with mutual space distances, comparatively not numerous, are the *Trapezium type*. Prototype of these systems is the Orion Trapezium system. All other multiple systems are the *ordinary* systems.

The Trapezium type multiple stars are practically clusters, but the number

of components is smaller. In these two types of multiple stars: Trapezium and ordinary types, the motions are quite different. In ordinary systems the motions of components are Keplerian or quasi-Keplerian, i.e. almost periodic and they can exist for a very long time. Whereas in Trapezium type multiple stars motions of components are not periodic and after some rotations around the center of gravity they must be disintegrated completely or partly throwing out one or more members and transforming to ordinary systems [2].

For Trapezium type multiple stars one can use Ambartsumian's [4] (see, Chandrasekhar [5]) formula for disintegration of clusters. If used with  $N$  (number of components) equal to some units,  $R$  (radius of system) of the order of 10 000 AU and mean mass of stars of the order of solar mass, the time of disintegration comes out  $2 \cdot 10^6$  years [4]. It is valid for the Trapezium type multiple stars with negative total energy.

It means that Trapezium type multiple stars are very instable and disintegrated even in the case when they have negative energy. In other cases they are disintegrated for much shorter time. The time of disintegration increases slowly with increase of number of components.

The observations show that the multiple stars exist in both associations and in general galactic star field. This is natural consequence of the shorter duration of the existence of Trapeziums. The Trapezium type multiple stars containing OB-stars are disintegrating before the disintegration of stellar associations and the ordinary type multiple stars have time to enter the general galactic star field.

3. *Direct observations of real Trapezium type systems.* The first paper devoted to the motions of stars in the Orion Trapezium was carried out by Parenago [6] who using observations of six components of the system showed that this system is really disintegrating system. He used all measurements of these components for 120 (1820-1940) years. In spite of some astronomers dispute Parenago's result, however all measurements used by him can not be rejected (see, for instance, [7]).

The list of the first Trapeziums consisting as brightest components of OB-stars has been published by Ambartsumian [2] in 1949.

In Aitken's [8] Catalogue of Double Stars there are many multiple stars including the Trapezium type multiple stars. Not all of them are real Trapeziums. Probability to be observed as Trapezium is  $\sim 0.1$  [9] because of projection on the sky (Pseudotrapeziums).

In Table 1 the relative number of Trapeziums is presented according to Index-Catalogue of Visual Double Stars [10]. It consists of 412 Trapezium type multiple stars [11]. Table 1 shows that the Trapezium type multiple stars are observed among young stars (O-B2 and B2-B9) more frequently.

For G, K and M spectral classes the data repeat the data for A and F

classes. Only for spectral class M the data are not sufficient for statistics.

Table 1

THE RELATIVE NUMBER OF REAL TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE STARS IN INDEX-CATALOGUE OF VISUAL DOUBLE STARS [10]

Spectrum of brightest component	Total number of multiple stars	Probable number of real Trapeziums	Relative number of Trapeziums (%)
O-B2	59	34	58
B3-B9	190	31	16
A	394	25	6
F	309	13	4

Note: In column of probable Trapeziums about 10 % [9] are excluded as Pseudotrapeziums.

A strong tendency to contain O-type stars has been found by Sharpless [12] in Trapezium type multiple stars connected with emission nebulae. The result obtained here is new strong evidence in favour of the idea on the extreme dynamical instability of the Trapezium type multiple stars.

One of the authors (G.N.S.) gathered all astrometric material in order to measure the motions of components of Trapezium type multiple stars connected with OB-stars.

It turned out that only 15 Trapeziums connected with OB-stars have more than 5 measurements during last more than 100 years [11]. All astrometric data are obtained in Nice (France) and Naval (USA) Observatories. He used also some photographic observations obtained in Abastumani (Georgia) astrophysical observatory.

Based on these observations, the graphs of the dependence of mutual distances of components - time (epoch) of observation have been drawn. The astrometric material indicates an expansion of 14 Trapezium type multiple systems out of 15 studied.

Fig. 1 and 2 show the graphs for ADS 719 and ADS 2843.

The observational data are scanty for Trapeziums consisting of red dwarf stars (T Tau and flare stars). However, it can be used for estimations of their total energy.

For instance [14] the Trapezium type multiple systems are observed in "pure" T-associations.

The Trapezium type multiple stars found by Hambarian [15] in the Orion stellar association consist either of T Tau and flare stars exclusively or they medley. In agreement with the disintegration of the Trapeziums sizes (means), of the systems consisting of the T Tau stars seems to be smaller than those

of the systems consisting of flare stars only [16].

Besides Hojaev [17] measured two systems of Trapezium type consisting of red dwarf stars (T Tau and flare) in Taurus Dark Clouds and found that they have apparently positive total energy.

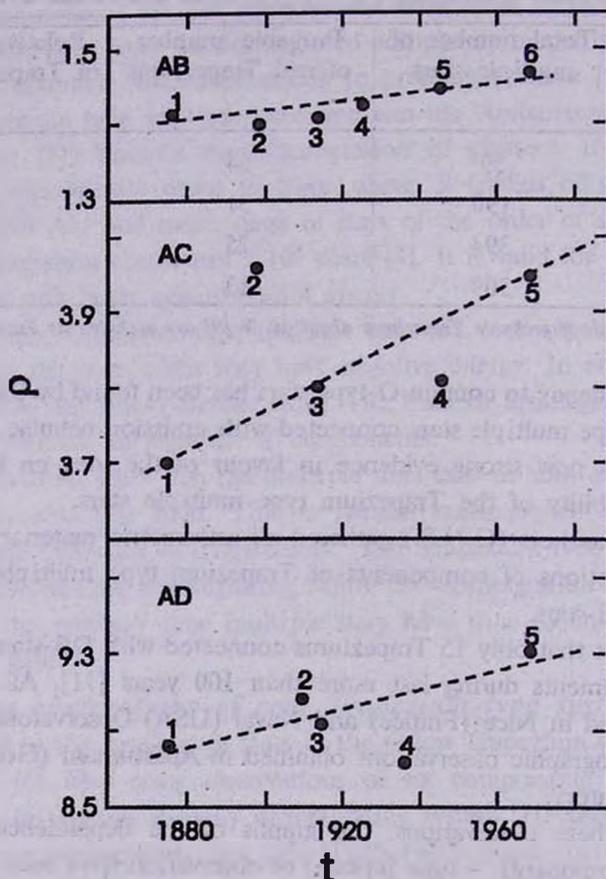


Fig. 1. Observed dependence ( $\rho$ ,  $t$ ) showing the expansion of the Trapezium type multiple system ADS 719, where  $\rho$  (in arcsec) is the angular distance from the main star and  $t$  is the time (epoch). After the paper [13].

It can be added that some Trapeziums are observed which consist of other very young objects: IR sources, Herbig-Haro objects and cometary nebulae and so on (see, for instance, [18]).

4. *Trapezium type multiple stars indicating on expansion.* In agreement with the disintegration of Trapeziums it is interesting to consider of the sign of total energy. However, this kind of study demands data (distances, masses and velocities) of all components in the given multiple system, which are unknown in overwhelming majority of cases.

For this reason we used 412 Trapezium type multiple stars of which 0.1

were Pseudotrapezium. They consist of 1303 stars [10].

It is natural to think that the components of relatively lower mass may be observed, in average, in farther distances from the center of gravity than others, independent from the sign of total energy.

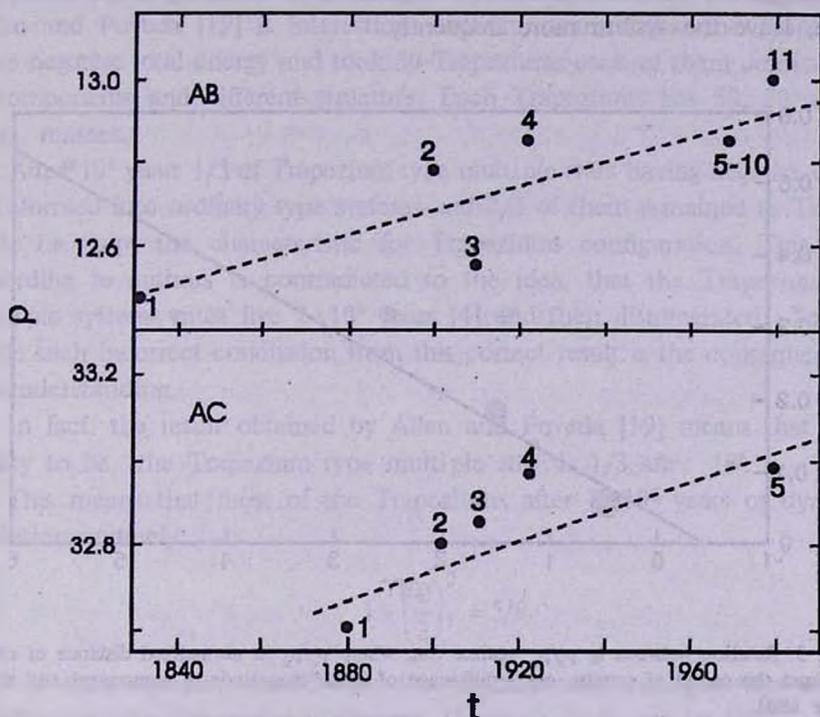


Fig. 2. Observed dependence ( $\rho$ ,  $t$ ) showing the expansion of the Trapezium type multiple system ADS 2843, where  $\rho$  (in arcsec) is the angular distance from the main star and  $t$  is the time (epoch). After the paper [13].

Therefore, from this point of view the relation between masses of components and their distances from the center of gravity in a given system can be considered as some additional argument to the mentioned problem.

For this purpose we have constructed relation between differences of stellar magnitudes of components and main star against normalized distances of components from the gravity center. Normalization is achieved by dividing distances of components by the distance of main star from the center of gravity or dividing by the median of all mutual distances of components. Thus constructed relation is presented in Fig. 3.

Of course the observational selection effects which are present in Trapeziums' list [8] (fainter is component smaller is searching radius around main star) can significantly change observed picture and taking into account this fact may only improve observed relationship.

It should be noted that considered dependence is observed for different

subsets of Trapeziums (spectral class, brightness of main star) without significant variations.

Thus, it may be concluded that the fainter the farther is the component from the gravity center. Therefore, components of relatively lower mass, in average, leave the system more frequently.

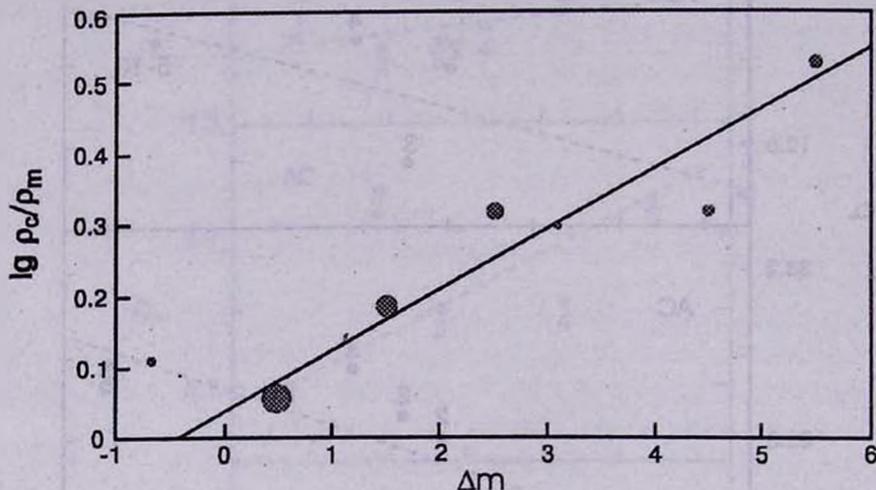


Fig. 3. Relation between  $\lg \rho_c / \rho_m$  against  $\Delta m$ , where  $\rho_c / \rho_m$  is normalized distance of component from the center of gravity,  $\Delta m$  - difference of stellar magnitude of component and main star (see text).

Ambartsumian [2] paid attention that the Trapezium type multiple stars evolve and as consequence their sizes increase. He considers the region near to cluster NGC 6871 where there are at least five Trapezium type systems.

These Trapezium type multiple stars have 4-6 members and as the brightest B2-B5 stars. Their maximal sizes are 61 000 - 117 000 AU, if the association is found on the distance of 1500 pc. It means that they are formed from more compact Trapeziums. On the other hand by the forms they are similar to usual compact Trapeziums. All five systems are about ten times larger, than systems consisting Ambartsumian's [2] list.

In the case when expansion of these Trapeziums are the consequence of their disintegrations as result of encounters of stars with time the forms of Trapeziums must be changed considerably. However, unchanged forms of these Trapeziums may be explained only if one assumes that the Trapeziums have positive total energy and their components have enough kinetic energy in order to move off from the places of origin almost directly.

This is weighty evidance in favour of extreme instability of the Trapezium type multiple stars, which are living not more than some million years.

5. *Dynamical evolution of the Trapezium type systems.* It is significant to follow the dynamical evolutions of real Trapeziums. From this point of view it is important to see results on the research of the dynamical evolution of Trapeziums, with computers. In this sense the investigation of Allen and Poveda [19] is interesting. Authors assumed that the Trapeziums have negative total energy and took 30 Trapeziums each of them consisting of 6 components and different structure. Each Trapeziums has 50, 20 and 15 solar masses.

After  $10^6$  years  $1/3$  of Trapezium type multiple stars having negative energy transformed into ordinary type systems and  $2/3$  of them remained as Trapeziums, i.e. kept the characteristic for Trapeziums configuration. This result according to authors is contradicted to the idea, that the Trapezium type multiple systems must live  $2 \cdot 10^6$  years [4] and then disintegrated. To conclude such incorrect conclusion from this correct result is the consequence of misunderstanding.

In fact, the result obtained by Allen and Poveda [19] means that probability to be the Trapezium type multiple star is  $1/3$  after  $10^6$ .

This means that most of the Trapeziums after  $2 \cdot 10^6$  years of dynamical evolution, namely

$$1 - \left(\frac{2}{3}\right)^2 = 5/9$$

part of their sample, should lose the characteristic configuration and be transformed into the ordinary systems. However, it is not so [20].

It means that the mean age of Trapezium type multiple stars, studied by Allen and Poveda [19] is of the order of  $2 \cdot 10^6$  years. This result is in remarkable agreement with the predicted age of such Trapeziums.

6. *Stellar systems with positive total energy.* In 1955 just after the division of multiple stars into two groups: Trapezium and ordinary types Ambartsumian [21] for the first time considered the systems having the positive total energy. Such systems are observed among nuclei of stellar associations, especially among Trapezium type multiple stars.

The foundation of the existence of stellar systems having positive total energy follows from observations. The abundance of multiple stars of Trapezium type in stellar associations indicate that majority of them must have positive total energy.

Instable of O-clusters could not evolve into the clusters of types B or A, do not containing OB-stars and are very rich (by Markarian classifications [22,23]).

If we assume that O-clusters are found in stable state the number of stars can not increase with time. The enrichment of star clusters owing to stars of

general galactic star field is impossible. It means that O-clusters must integrate in a very short time.

This fact gives weighty foundation to assume that the majority of O-clusters have the positive total energy and must disintegrate in general galactic star field for some million years.

The Trapeziums considered by Allen and Poveda [19] have negative total energies. However, the discussion of the problem showed that there are reasons to assume that majority of the Trapeziums have positive total energies [21].

Up to now we deal with Trapeziums consisting of OB-stars. Observations indicate that there are numerous Trapeziums in "pure" T-associations, where there are no OB-stars. Owing to brightness OB-stars are found in more favourable conditions than red dwarf stars.

Unfortunately, the determinations of total energy for Trapezium type multiple stars, especially red dwarf stars are very incorrect on the basis of observations.

Nevertheless, it seems that among the Trapezium type multiple stars consisting of the T Tau type and flare stars detected by Hambarian [15,16] in the Orion and Hojaev [17] in Taurus Dark Clouds there are systems with positive total energy.

The estimations obtained for Trapeziums with negative total energies are valid if their energies are really so. But for Trapeziums having positive total energies the time of their disintegration must be considerably shorter [21].

Trapezium type multiple stars are observed in very young stellar systems - stellar associations. All associations (OB- and "pure" T-) show abundance of Trapeziums. Multiple stars observed in general galactic star field are usually of the ordinary type. This regularity is natural consequence of the fact that stars are formed in stellar associations.

However, the Trapeziums are disintegrating systems for a short time compared with multiple stars of ordinary type. Therefore Trapeziums are disintegrating before the disintegration of "maternal" associations and could not reach general galactic star field, whereas the ordinary type multiple stars had the time before disintegration of "maternal" associations to reach galactic field.

This regularity is direct indication that the stars are formed in groups and components of any physical systems, beginning with double stars, have common origin.

**7. Conclusion.** The new type of stellar systems - the Trapezium type multiple stars are discussed on the light of astronomical observations.

The idea of Trapezium originated in the Byurakan Observatory and one of authors (G.N.S.) from the Abastumani Observatory took active participation

in the investigations of Trapeziums. Special interest presents his unique study of the expansions of 14 Trapeziums among 15 ones.

The significant results concerning the origin and evolution of Trapeziums are the inner peculiarity of star formation process. Their role in group formation of stars is very significant.

It seems that majority of the Trapeziums have positive total energy. Especially the data obtained in the Orion and Taurus Dark Clouds showed that Trapeziums have positive total energy. Discovery of stellar associations and their study were arguments to pick out the Trapezium type multiple stars [13,24] and confirmed the group character of starformation. They stimulated the investigations of the Trapezium type systems.

<sup>1</sup>Byurakan Astrophysical Observatory, National Academy of Sciences, Armenia

<sup>2</sup>Abastumani Astrophysical Observatory, Academy of Sciences, Georgia

## КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ - НЕСТАЦИОНАРНЫЕ СИСТЕМЫ

Л.В.МИРЗОЯН<sup>1</sup>, Г.Н.САЛУКВАДЗЕ<sup>2</sup>, В.В.АМБАРЯН<sup>1</sup>,  
Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ<sup>2</sup>

Кратные звезды типа Трапеции являются центрами звездообразования в звездных ассоциациях. Теоретическое и наблюдательное рассмотрение вопроса показывает, что они динамически неустойчивы. Из-за особой пространственной конфигурации компонентов, кратные звезды типа Трапеции распадаются полностью или частично после нескольких оборотов вокруг центра масс. Эти системы играют главную роль в образовании и эволюции звезд, входящих в ОВ- и Т- ассоциаций. Согласно наблюдениям 15 кратных звезд типа Трапеции, имеющих как главную компоненту ОВ звезды, находятся в состоянии расширения. Возраст кратных звезд типа Трапеции по порядку величины  $2 \cdot 10^6$  лет. Есть веские основания предполагать, что большинство из них находятся в состоянии расширения, имеющих положительные полные энергии.

## REFERENCES

1. *V.A.Ambartsumian, B.E.Markarian*, Comm. Byurakan Obs., 2, 3, 1949.
2. *V.A.Ambartsumian*, Comm. Byurakan Obs., 15, 3, 1954.
3. *V.A.Ambartsumian*, Astron. Zh., 26, 3, 1949.
4. *V.A.Ambartsumian*, Ann. Leningrad State University, No.22, 19, 1938.
5. *S.Chandrasekhar*, Principles of Stellar Dynamics, University of Chicago Press, Chicago, 1942.
6. *P.P.Parenago*, Trudy Astronom. Inst. Sternberg, 25, 1954.
7. *G.N.Salukvadze*, Investigation of Multiple Systems of Trapezium Type, Byurakan Obs., 1983.
8. *R.G.Aitken*, New General Catalogue of Double Stars, Carnegie Institution, Washington, 1932.
9. *V.A.Ambartsumian*, Comptes Rendas, Acad.Sci. Arm.SSR, 13, 97, 1951.
10. *G.N.Salukvadze*, Bull. Abastumani Obs., 49, 39, 1978.
11. *H.M.Jeffers, W.H.den Boss, F.M.Greebly*, Index Catalogue of Visual Double Stars, Publ. Lick Obs., 21, 1963.
12. *S.Sharpless*, Astrophys. J., 119, 334, 1954.
13. *L.V.Mirzoyan, G.N.Salukvadze*, Astrofizika, 21, 399, 1984.
14. *G.N.Salukvadze*, Astrofizika, 15, 311, 1979; 16, 687, 1980.
15. *V.V.Hambarian*, Astrofizika, 28, 149, 1988.
16. *V.V.Hambarian, A.L.Mirzoyan*, Astrofizika, 35, 27, 1991.
17. *A.S.Hojaev*, Astrofizika, 22, 425, 1985.
18. *C.G.Winn-Williams*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 20, 587, 1982.
19. *C.Allen, A.Poveda*, The Stability of the Solar System and Small Stellar Systems, ed. Y. Kozai, Reidel, Dordrecht-Boston, 1974, p. 239.
20. *L.V.Mirzoyan, M.A.Mnatsakanian*, Astrofizika, 11, 551, 1975.
21. *V.A.Ambartsumian*, Observatory, 75, 72, 1975.
22. *B.E.Markarian*, Comm. Byurakan Obs., 5, 3, 1950.
23. *B.E.Markarian*, Comm. Byurakan Obs., 11, 3, 1951.
24. *V.A.Ambartsumian*, Stellar Evolution and Astrophysics, Acad. Sci. Arm. SSR, Yerevan, 1947.

УДК: 524.47

## О СТАТИСТИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ДВИЖЕНИЯ ШАРОВЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ В ГАЛАКТИКЕ

Р.М.ДЗИГВАШВИЛИ, Г.А.МАЛАСИДЗЕ, Т.Г.МДЗИНАРИШВИЛИ

Поступила 30 мая 1997

Принята к печати 3 ноября 1997

Исследование закономерностей движения шаровых звездных скоплений способно ответить на многие интересные вопросы их эволюции и общей структуры Галактики. Решение задачи об орбитах этих объектов требует знания начальных условий движения и задание выражения гравитационного потенциала регулярного поля Галактики. В общем, здесь ситуация осложняется тем, что, несмотря на некоторый прогресс в определении собственных движений шаровых скоплений звезд, из наблюдений могут быть оценены лишь только их лучевые скорости. Поэтому приходится применять статистические методы анализа возможных форм галактических орбит этих образований. В настоящей работе на базе нового, сравнительно богатого наблюдательного материала мы выполнили статистические исследования возможных форм орбит для около ста шаровых звездных скоплений и изучили вопрос влияния видоизменения гравитационного потенциала Галактики на результаты исследований.

1. *Введение.* Среди разновидностей галактических объектов весьма существенными звездными образованиями являются шаровые скопления звезд, всестороннее изучение которых способно ответить на многие интересные вопросы общей структуры и эволюции Галактики. Некоторые идеи и методы статистического анализа движения этих объектов, выполненные на базе классических работ Эдмондсона [1], Хорнера [2], Ломанна [3], Кинмана [4] и Перека [5], с учетом современных наблюдательных данных, рассматривались ранее в одной из наших работ [6]. Следует подчеркнуть, что во всех перечисленных здесь работах применялась ньютонова модель точечной массы для гравитационного поля Галактики.

В настоящей работе мы уделяем основное внимание изучению конкретного влияния видоизменения выражения гравитационного потенциала Галактики на результаты исследования доминирующих форм орбит шаровых звездных скоплений.

2. *Характеристика выражения гравитационного потенциала и наблюдательных данных.* Пользуясь материалом каталогов Уэбинка [7] и Праира, Меилана [8] и следующей формой гравитационного потенциала нашей Галактики

$$\Phi(R) = \Phi_0 \left( 1 + \frac{R}{R_0} \right)^{-1} \quad (1)$$

обсудим вопрос о возможной прямолинейности или почти круговой форме орбит шаровых скоплений. Здесь  $R$  - расстояние от центра Галактики до скопления,  $R_0$  - масштабный параметр, имеющий размерность длины, а  $\Phi = \Phi(0)$  - значение потенциала в центре, т.е. при  $R=0$ . Такая форма гравитационного потенциала впервые была предложена в работах [9,10] для исследования плоских орбит в поле с центральной или осевой симметрией.

Использовались данные более ста шаровых звездных скоплений, объединяющие расстояния этих скоплений от центра Галактики и от Солнца, их лучевые скорости, исправленные за эффект вращения и движения Солнца к апексу. Для расстояния Солнца от центра Галактики и соответствующей круговой скорости вращения были приняты значения:  $S = 8.5$  кпк,  $U_s = 220$  км с<sup>-1</sup>. По методике, разработанной в работе [10], эти данные приводят к следующим значениям параметров потенциала:

$$R_0 = 3.6 \text{ кпк}; \quad \Phi_0 = 230476 \text{ км}^2 \text{ с}^{-2}. \quad (2)$$

Лучевые скорости всех скоплений будут нормированы по соответствующим скоростям освобождения  $V_p$ , т.е. будем пользоваться отношением:

$$U_0 = \frac{U}{V_p}, \quad (3)$$

для которого, очевидно, должно быть  $U_0 < 1$ .

Для всех рассматриваемых скоплений были определены значения угла  $\vartheta$  между направлениями на центр Галактики и на Солнце с вершиной в самом скоплении.

Мы ставим перед собой задачу определения возможных форм галактических орбит шаровых звездных скоплений. При этом следует учесть, что из наблюдений могут быть получены, в основном, лучевые скорости, т.е. только одна компонента пространственной скорости скопления, за исключением небольшого числа скоплений с измеренными собственными движениями [11].

Следует проверить возможности реализации следующих двух гипотез:

- 1) орбиты шаровых скоплений могут быть только прямыми линиями.
- 2) орбиты шаровых скоплений могут быть только окружностями.

Для этого мы будем пользоваться различными критериями, с помощью которых можно придти к определенным выводам о доминирующих формах шаровых скоплений звезд в Галактике.

По первому критерию, не зависящему от выбора модели гравитационного поля Галактики, следует, что если реализуема гипотеза "все орбиты шаровых звездных скоплений прямолинейны", то все эти объекты при своих движениях могут проходить через центр Галактики. Средняя лучевая скорость объектов с малыми значениями угла  $\vartheta$  (вблизи  $\vartheta = 90^\circ$ ) будет значительно больше, чем средняя лучевая скорость тех

скоплений, угол  $\vartheta$  которых близок к  $90^\circ$ .

Если же возможна реализация второй гипотезы "орбиты всех шаровых скоплений почти круговые", тогда картина будет противоположная, т.е. средняя лучевая скорость объектов со значениями угла  $\vartheta$  вблизи  $90^\circ$  должна быть намного больше, чем та же величина для объектов с малыми значениям угла  $\vartheta$ .

Разделим рассматриваемую совокупность шаровых звездных скоплений на две группы таким образом, чтобы в первую из них попали только скопления из интервала  $60^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$ , а во вторую группу вошли скопления из интервала  $0^\circ \leq \vartheta \leq 30^\circ$ . Объекты, для которых  $30^\circ < \vartheta < 60^\circ$ , были исключены из рассмотрения, с целью лучшего выявления всех интересующих нас эффектов. Общее число объектов, создающих как первую, так и вторую группу, составило 58 ( $N = 58$ ,  $R > 0$ ,  $N_1 = 32$ ,  $N_2 = 26$ ). Средняя лучевая скорость для первой группы скоплений оказалась  $\bar{U}_1 = 105$  км с<sup>-1</sup>, а для второй группы скоплений  $\bar{U}_2 = 99$  км с<sup>-1</sup> (здесь имеется в виду среднее значение модулей лучевых скоростей членов каждой группы).

Поскольку разница между этими значениями невелика, можно сказать, что они не являются характеристиками различных генеральных совокупностей. По этому признаку следует, что орбиты шаровых скоплений могут иметь различные сплюснутости, т.е. могут встречаться как почти круговые, так и сильно сплюснутые орбиты. Следовательно, наблюдения не показывают доминирования какой-нибудь одной формы орбиты.

Рассмотрим теперь по отдельности скопления, расположенные внутри области  $R < 6$  кпк, и скопления, имеющиеся за пределами этой области Галактики ( $R \geq 6$  кпк). По тому же критерию следует, что для первой из этих групп объектов ( $R < 6$  кпк), удовлетворяющих условию  $60^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$ , среднее значение модулей лучевых скоростей  $\bar{U}_1 = 105$  км с<sup>-1</sup> ( $N_1 = 25$ ). Что же касается объектов второй группы ( $R > 6$  кпк) из интервала  $53^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$ , имеем  $\bar{U}_1 = 93$  км с<sup>-1</sup> ( $N_1 = 11$ ), а для объектов из интервала  $[0^\circ, 30^\circ]$  ( $N_2 = 21$ ) следует  $\bar{U}_2 = 106$  км с<sup>-1</sup>. Среднее значение модулей лучевых скоростей скоплений, удовлетворяющих условиям  $R < 6$  и  $[0^\circ, 36^\circ]$ , общее количество которых составило  $N_2 = 10$ , оказалось  $\bar{U}_2 = 61$  км с<sup>-1</sup>.

Анализ этих результатов убеждает нас в том, что для объектов из области  $R < 6$  кпк разница средних лучевых скоростей  $\bar{U}_1 - \bar{U}_2 = 105 - 61 = 44$  существенная, что свидетельствует о доминировании почти круговых орбит. В случае  $R \geq 6$  кпк такая разница существенна (число объектов мало), но все же можно сделать вывод, что большинство таких скоплений движется по сильно вытянутым орбитам.

3. *Моделирование теоретических и эмпирических функций распределения.* Лучевые скорости нормировались по скоростям освобождения соответствующих мест нахождения шаровых скоплений

звезд в Галактике. Поэтому нормированная лучевая скорость скопления  $U_0$ , имеющего почти прямолинейную орбиту, не может превосходить  $\cos\vartheta$ , т.е.  $U_0 = \cos\vartheta$  является верхним пределом величины  $U_0$  для прямолинейных орбит. В случае же почти круговых орбит нормированная лучевая скорость  $U_0$  не будет больше, чем  $\frac{1}{\sqrt{2}} \sin\vartheta$ , т.е.  $U_0 \leq 0.71 \sin\vartheta$ .

На рис.1 изображены зависимости величины  $U_0$  от угла  $\vartheta$  для всех

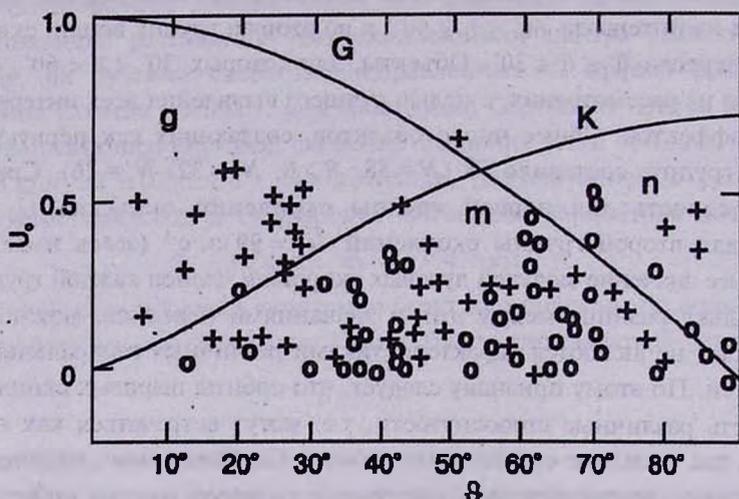


Рис.1. Распределение шаровых скоплений звезд по  $\vartheta$  и  $U_0$  (кружки -  $R < 6$  кпк и крестики -  $R \geq 6$  кпк). G-кривая зависимости  $U_0 = \cos\vartheta$ , а K-кривая зависимости  $U_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin\vartheta$ . рассматриваемых шаровых звездных скоплений, где также были нанесены графики функций  $U_0 = \cos\vartheta$  (кривая G) и  $U_0 = 0.71 \sin\vartheta$  (кривая K). При этом область, ограниченная кривыми G и K, обозначена буквой g, область же, ограниченная как этими кривыми, так и осью абсцисс, обозначена буквой m, а область между теми же кривыми и осью ординат - соответственно буквой n. Объекты, оказавшиеся в области g, движутся по прямым линиям, а объекты из области n могут описать почти круговые орбиты, тогда как остальные скопления, занимающие места в области m, могут иметь орбиты с произвольной сплюснутостью. По этим рисункам можно отметить, что при  $R \geq 0$  в области g оказались только 20 скоплений, которые могут иметь сильно вытянутые орбиты, а в области m оказалось 69 объектов. Следует сказать, что часть объектов из области m может иметь почти прямолинейные орбиты, а другая часть таких объектов будет двигаться по круговым орбитам. При  $R < 6$  все 43 скопления оказались в области m, а в g ни одно из них не встречается, т.е. эти объекты могут иметь только почти круговые орбиты. Что же касается скоплений с  $R \geq 6$  кпк, по-видимому, они в основном движутся по сильно вытянутым орбитам. Следовательно, и по этому второму

критерию систему шаровых звездных скоплений можно разделить на две группы. В первую из них войдут объекты со значениями  $R < 6$  кпк, т.е. скопления, занимающие места в центральной части Галактики и описывающие почти круговые орбиты. Во вторую группу будут входить только те скопления, для которых  $R \geq 6$  кпк. В основном они могут иметь сильно вытянутые орбиты.

В общем случае сферически-симметричной модели для интеграла энергии имеем выражение:

$$V_R^2 + V_n^2 - 2\Phi(R) = I_1, \quad (4)$$

где  $V_R$  - радиальная скорость,  $V_n$  - трансверсальная скорость объекта,  $\Phi(R)$  - гравитационный потенциал сферической модели Галактики,  $I_1$  - удвоенная полная энергия движущегося объекта.

Очевидно, что при максимальном удалении движущегося объекта от центра Галактики, т.е. в апогалактии ( $R_{\max} = a$ ) радиальная скорость  $V_R = 0$ . В случае прямолинейного движения  $\vec{V}_n = 0$ ,  $\vec{V} = \vec{V}_R$ ,  $I_1 = -2\Phi(a)$ . Из выражения (4) соответственно находим, что

$$V^2 = 2\Phi(R) \left[ 1 - \frac{\Phi(a)}{\Phi(R)} \right]. \quad (5)$$

Введем здесь понятие фазы  $p = \Phi(a)/\Phi(R)$  по аналогии Эдмондсона [1] и фон Хорнера [2]. Тогда будем иметь

$$V^2 = 2\Phi(a) \frac{1-p}{p}. \quad (6)$$

Для всех скоплений при  $R = a$ ,  $p = 1$ , в отличие от этого при  $R = 0$ , т.е. в центре Галактики, фаза  $p = \Phi(a)/\Phi(0)$  для каждого скопления будет иметь свое значение, которое в нашем случае может колебаться от 0.1 до 0.3. В среднем можно считать, что  $0.1 < p < 1$ .

Значение фазы  $p$  каждый раз указывает примерно в какой части своей орбиты может находиться скопление в данный момент.

Интересно теперь построить плотность функции распределения фазы  $p$ , для чего можно написать, что

$$f(p) dp = 2 \frac{dt}{T}, \quad (7)$$

где  $T$  - период полного колебания объекта по  $R$ , для которого в среднем можно принять оценку:

$$T = \frac{2\pi \bar{R}}{V}. \quad (8)$$

Если будем считать, что  $\bar{R} = 0.5a$  и

$$\bar{V} = \sqrt{2\Phi(a)} \sqrt{\frac{1-\bar{p}}{\bar{p}}} = \sqrt{2\Phi(a)}.$$

(принимая во внимание, что  $p = 0.5$ ), найдем, что

$$T = \frac{\pi a}{\sqrt{2\Phi(a)}}. \quad (9)$$

Для бесконечно малого интервала времени можно найти выражение:

$$dt = \frac{\sqrt{p} dR}{\sqrt{2\Phi(a)(1-p)}}. \quad (10)$$

Теперь, выражая  $dR$  через  $dp$ , по выражению самой фазы  $p$ :

$$dR = -\frac{\Phi(a)}{\Phi'(R)} \frac{dp}{p^2} \quad (11)$$

можно написать вместо (10)

$$dt = -\frac{\sqrt{\Phi(a)}}{\sqrt{2} \Phi'(R) \sqrt{p(1-p)}} \frac{dp}{p}. \quad (12)$$

С учетом выражений (9) и (12) для плотности функции распределения фазы  $p$  имеем:

$$f(p) dp = \frac{2\Phi(R)}{\pi a \Phi'(R)} \frac{dp}{\sqrt{p(1-p)}}. \quad (13)$$

Для принятой нами здесь модели (1) эта функция распределения принимает следующий вид:

$$f(p) dp = \frac{2}{\pi} \frac{R - R_0}{a} \frac{dp}{\sqrt{p(1-p)}}. \quad (14)$$

Следовательно, в плотность функции распределения фазы  $p$  входит явно и переменная  $R$ , что создает определенную трудность для практического применения выражения (14) для всей совокупности шаровых звездных скоплений. Для преодоления усложнения мы решили произвести усреднение величины  $R + R_0/a$  в пределах  $(R_0/a, a + R_0/a)$ , в результате чего было получено значение 0.78 и поэтому вместо (14) будем пользоваться выражением:

$$f(p) dp = \frac{1.56}{\pi} \frac{dp}{\sqrt{p(1-p)}}. \quad (15)$$

Следует отметить, что это выражение определяет вероятность того, что значение фазы  $p$  может оказаться в интервале  $(p, p + dp)$ , при

реализации гипотезы "орбиты всех шаровых скоплений только прямые линии". В таком случае для полной скорости скопления будем иметь

$$V = \frac{U}{\cos\vartheta}. \quad (16)$$

Поэтому по формуле (5) можно написать, что

$$\frac{U^2}{\cos^2\vartheta} = 2(1-p)\Phi(R). \quad (17)$$

Согласно условию нормировки лучевых скоростей (3) имеем

$$U = U_0 \sqrt{2\Phi(R)}. \quad (18)$$

Следовательно, для фазы  $p$  находим

$$p = 1 - \frac{U_0^2}{\cos^2\vartheta}, \quad (19)$$

с помощью чего были построены гистограммы распределения этой фазы шаровых скоплений на рис.2 и 3 для трех случаев  $R > 0$ ,  $R < 6$ ,  $R > 6$ . Для сравнения на этих же рисунках представлены теоретические кривые плотности распределения фазы  $p$  по закону (15). Следует учесть, что в указанных здесь случаях имеют место следующие соотношения:

$$Nf(p)\sqrt{p(1-p)} = \begin{cases} 5 & \text{при } R \geq 0, N = 98, \\ 2.45 & \text{при } R < 6, N = 48, \\ 2.55 & \text{при } R \geq 6, N = 50. \end{cases} \quad (20)$$

По этим же рисункам можно сказать, что совпадение эмпирических и теоретических распределений в общем не совсем удовлетворительно, что более заметно в случаях  $R < 6$  кпк, чем при  $R > 0$  или  $R \geq 6$  кпк. Этот факт еще раз указывает на то, что шаровые скопления, расположенные в периферии Галактики, могут двигаться по более вытянутым орбитам, чем те скопления, которые встречаются в центральной части.

При обсуждении рис.1 было отмечено, что объекты, находящиеся в области  $m$ , на этих рисунках могут иметь как сильно вытянутые, так и почти круговые орбиты.

Интересно теперь выяснить, каковы могут быть соотношения этих двух видов орбит в этой области, для чего удобно ввести новый параметр

$$y = \frac{U_0}{\cos\vartheta}. \quad (21)$$

Тогда для фазы  $p$ , согласно формуле (19), имеем:

$$p = 1 - y^2. \quad (22)$$

Следовательно, плотность функции распределения этого параметра

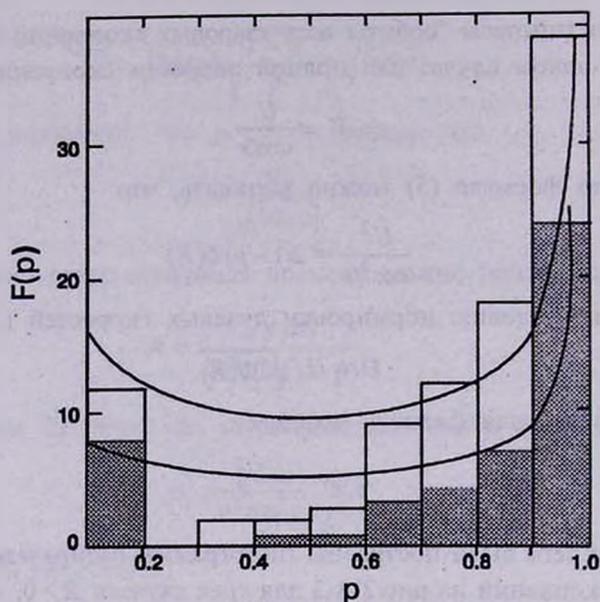


Рис.2. Гистограммы и графики теоретических функций плотности распределения шаровых звездных скоплениях по фазе  $p$  (нижняя кривая с заштрихованной гистограммой соответствует скоплениям с  $R < 6$  кпк, а верхняя кривая с незаштрихованной гистограммой соответствует случаю  $R \geq 0$  кпк.

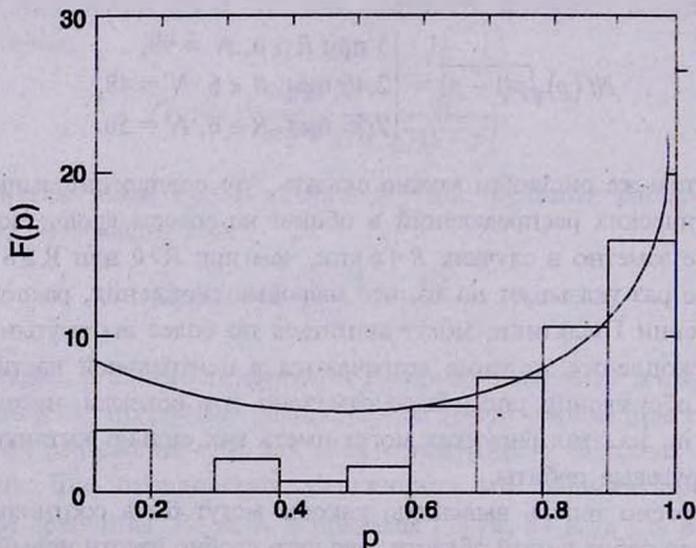


Рис.3. Гистограмма и график теоретической функции плотности распределения шаровых скоплениях по фазе  $p$  при  $R \geq 6$  кпк.

по выражению (15) должна иметь вид:

$$f(y) dy = \frac{dy}{\sqrt{1-y^2}}, \quad (23)$$

в результате интегрирования которого находим функцию:

$$f(y) dy = \frac{dy}{\sqrt{1-y^2}}, \quad (24)$$

определяющую вероятность того, что  $y$  может принимать свои значения из некоторого интервала  $[0, y]$ .

Вероятность того, что величина  $U_0$  свои значения будет принимать из интервала  $0 \leq U_0 \leq 0.71 \sin \vartheta$  (т.е. чтобы объект с заданным углом  $\vartheta$  занял место в области  $m$ ), равна  $F(0.71 \operatorname{tg} \vartheta)$ , а вероятность попадания объекта в области  $g$  соответственно равна  $1 - F(0.71 \operatorname{tg} \vartheta)$ . Следует отметить, что величина

$$q(\vartheta) = \frac{F(0.71 \operatorname{tg} \vartheta)}{1 - F(0.71 \operatorname{tg} \vartheta)} \quad (25)$$

выражает соотношение чисел объектов, содержащихся в областях  $m$  и  $g$  при заданном  $\vartheta$ . Ожидаемое число скоплений с сильно вытянутыми орбитами из области  $m$  будет равно соответственно произведению  $q \times g$ . Тогда все остальные скопления, находящиеся в области  $m$ , будут обладать почти круговыми орбитами. Расчеты были выполнены только для объектов со значениями угла  $\vartheta$  в пределах от  $0^\circ$  до  $45^\circ$ . Этот интервал был разбит соответственно на подинтервалы:  $[0^\circ, 15^\circ]$ ,  $[15^\circ, 30^\circ]$  и  $[30^\circ, 45^\circ]$ , с центрами  $10^\circ.0$ ;  $22^\circ.5$ ;  $37^\circ.5$ . Результаты вычислений представлены в табл. 1 и 2.

Анализ этих данных позволяет сделать вывод, что при  $R \geq 0$  скопления,

Таблица 1

$R \geq 0$  кпк

Интервал $\vartheta$	Центр	$q$	$g$	$m$	$qg$	$m - qg$
$0^\circ \leq \vartheta < 15^\circ$	$10^\circ.0$	0.14	6	2	0.84	1.16
$15^\circ \leq \vartheta < 30^\circ$	22.5	0.40	11	8	4.4	3.6
$30^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$	37.5	1.02	2	20	2.04	17.96

Таблица 2

$R \geq 6$  кпк

Интервал $\vartheta$	Центр	$q$	$g$	$m$	$qg$	$m - qg$
$0^\circ \leq \vartheta < 15^\circ$	$10^\circ.0$	0.14	4	0	0.56	-0.56
$15^\circ \leq \vartheta < 30^\circ$	22.5	0.40	11	5	4.4	0.6
$30^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$	37.5	1.02	2	6	2.04	3.96

образующие область  $m$  на рис.1, могут иметь орбиты с произвольной сплюснутостью, тогда как при  $R \geq 6$  кпк объекты, оказавшиеся в той же области, в большинстве случаев могут двигаться по сильно вытянутым орбитам. Что же касается скоплений, находящихся в центральной части ( $R < 6$  кпк) Галактики, то, как видно из рис.1, они совсем не встречаются в области  $g$  и поэтому могут двигаться только по почти круговым орбитам.

Здесь необходимо отметить, что по имеющимся данным [8] химического состава шаровые звездные скопления со значениями  $R < 6$  кпк богаче тяжелыми элементами, чем скопления, для которых  $R \geq 6$  кпк.

Следовательно, можно сказать, что скопления первой из этих групп могли быть образованы на более поздней стадии эволюции нашей Галактики, чем скопления второй группы. Поэтому шаровые скопления, занимающие в настоящее время места внутри области  $R < 6$  кпк, являются молодыми образованиями по сравнению с теми скоплениями, которые оказались за пределами этой области.

4. *Основные выводы.* Результаты наших исследований можно резюмировать следующим образом:

1) Результаты статистического изучения вопроса о сплюснутости орбит шаровых звездных скоплений почти не обнаруживают зависимости от формы гравитационного потенциала.

2) По разным критериям и различным формам сферически-симметричного потенциала установлено, что по степени сплюснутости орбит шаровые звездные скопления объединяются в двух различных группах. В частности, скопления, находящиеся вблизи центра Галактики ( $R < 6$  кпк), в основном движутся по почти круговым орбитам, тогда как более удаленные от центра ( $R \geq 6$  кпк) скопления могут иметь сильно вытянутые орбиты.

3) Оценки средних значений индекса металличности для каждой из этих групп скоплений еще раз убеждают нас в том, что объекты, находящиеся за пределами сферы радиуса  $R=6$  кпк, могли бы образовываться на более ранней стадии развития Галактики, нежели скопления, расположенные внутри этой сферы.

4) Почти сорок лет назад Вайцекер [12] заметил, что процесс гидродинамического развития шаровых звездных скоплений не соответствует процессу развития крупномасштабных систем (галактик). Он впервые высказал свою точку зрения по поводу возможного преждевременного прекращения процесса гидродинамического развития шаровых звездных скоплений в результате потери ими некоторого количества газо-пылевого вещества в столкновениях с более плотными облаками подобной же материи при пересечении плоскости симметрии Галактики. Результаты наших исследований созвучны с такой гипотезой Вайцекера.

5) Более богатые тяжелыми элементами шаровые скопления первой группы ( $R < 6$  кпк) должны быть и более молодыми образованиями. Не исключена возможность, что процесс образования в центральной части Галактики продолжается и в настоящую эпоху. При этом факт почти полного отсутствия рассеянных звездных скоплений в этой области говорит о том, что происходящие там процессы препятствуют формированию и развитию звездных систем со сравнительно малыми массами и размерами.

Абастуманская астрофизическая обсерватория АН Грузии,  
Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили,  
Грузия

## ON STATISTICAL ANALYSIS OF MOTION OF GLOBULAR STELLAR CLUSTERS IN THE GALAXY

R.M.DZIGVASHVILI, G.A.MALASIDZE, T.G.MDZINARISHVILI

A study of regularities of motion of stellar globular clusters can answer a number of questions of interest concerning their evolution and general structure of the Galaxy. Solution of the problem on the orbits of these objects involves knowledge of initial conditions of motion and setting of the gravitational potential expression of the galaxy regular field. On the whole, here the situation is complicated due to the fact that regardless of a certain progress in estimation of proper motions of stellar globular clusters only their radial velocities can be evaluated from observations. Consequently statistical methods of possible forms of the galactic orbits for these formations are to be used. In the present paper, based on new, comparatively abundant observational data an statistical investigation of possible forms of orbits for about a hundred globular clusters has been fulfilled and the problem of galaxy gravitational potential modification effect on investigation results is studied.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *F.E.Edmondson*, *Astron. J.*, 45, 1, 1935.
2. *S. von Hoerner*, *Z. Astrophys.*, 35, 255, 1955.
3. *W.Lohmann*, *Z. Astrophys.*, 30, 234, 1952.
4. *T.D.Kinman*, *Mon. Notis. Roy. Astron. Soc.*, 119, 157, 1959.
5. *L.Perek*, "Zpravy astron. Ustavu Masarykovy univ. Brne", 1, 12, 1, 1954.
6. *Г.А.Маласидзе, Р.М.Дзигвашвили*, *Астрофизика*, 37, 632, 1994.
7. *R.F.Webbink*, *Dynamics of Star Clusters*, Eds T. Goodman, R. Hut, IAU, 1985.
8. *C.Pryor, G.Meylan*, *ESO Scientific prepr.*, 932, 27, 1993.
9. *Г.Г.Кузьмин, Г.А.Маласидзе*, *Публ. Тартуск. астрофиз. обсерв.*, 38, 181, 1969.
10. *Г.А.Маласидзе*, *Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, 40, 123, 1971.
11. *B.Dauphole, M.Geffert, J.Colin, C.Ducourant, M.Odenkirchen, H.-J. Tucholke*, *Astron. Astrophys.*, 30, 10, 1994.
12. *C.F. von Weizeker*, *Z. Astrophys.*, 35, 252, 1955.

УДК: 52-355:51

## ЗАКОН ПОДОБИЯ ПРИ СПЕКТРАЛЬНОМ ОЦЕНИВАНИИ ВРЕМЕННОГО РЯДА. IV.

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 5 октября 1996

Продолжение статей [1-3]. Найдено явное представление матрицы Фишера спектральной плотности, что позволило вычислить нижнюю границу дисперсии произвольной несмещенной оценки плотности. Для сравнения с точными результатами приводятся основные формулы, описывающие сглаженные оценки плотности. Путем численного моделирования на примере процесса AR-1 показано, что относительная точность оценивания плотности  $q$  является некоторой универсальной функцией параметра  $w = (F-1)/N$ , где  $F$  - количество подлежащих оценке параметров, а  $N$  - длина временного ряда. Соотношение  $q = \theta(w)$ , - закон подобия. - выясняет причину, по которой ряд предложенных ранее оценок плотности (и, в частности, периодограмма Шустера) оказались статистически несостоятельными. Именно эти оценки предполагают чрезмерно детальную модель спектральной плотности. Необходимость согласования сложности модели с данными наблюдений следует из ограниченности информации о спектре случайного процесса, заключенной в выборке отсчетов ряда фиксированного объема.

8. *Периодограмма Шустера и сглаженные оценки плотности.* Начиная с этого раздела, мы обратимся непосредственно к спектральному оцениванию. Для сравнения с дальнейшими точными результатами нам понадобятся некоторые оценки, широко использующиеся на практике. Помимо собственно периодограммы Шустера, мы рассмотрим в качестве типических два связанных с ней выражения: оценку Бартлетта [4,5], модифицированную Гренандером и Розенблаттом [6], и оценку Парзена [7]. Достаточно полное описание соответствующих методов можно найти в монографии Андерсона [8].

Периодограмма Шустера была определена соотношением (1.1). Производя в нем фактическое возведение во вторую степень и учитывая (6.14) и (6.15), получаем:

$$p_N(f) = \sum_{n=-(N-1)}^{N-1} \exp(-i \cdot 2\pi n f) \bar{c}_n = \sum_{n=-(N-1)}^{N-1} \exp(-i \cdot 2\pi n f) (1 - |n|/N) c_n, \quad (8.1)$$

где, в продолжение (3.3), введена безразмерная периодограмма

$$p_N(f) \equiv P_N(v)/\delta t, \quad -1/2 \leq f \leq 1/2, \quad (8.2)$$

а  $\bar{c}$  и  $c$  - соответственно смещенные и несмещенные оценки коэффициентов ковариации  $r$ . Поскольку статистические свойства последних известны (см. §6), соотношение (8.1) позволяет выяснить

аналогичные свойства  $p_N(f)$ , которые упоминались во *Введении*.

Согласно (2.12) и (3.3), спектральная плотность  $s(f)$  исходного непрерывного процесса равна

$$s(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-i \cdot 2\pi n f) r_n. \quad (8.3)$$

Сравнение (8.1) и (8.3) показывает, что в периодограмме Шустера точные значения ковариационных коэффициентов  $\{r_n\}$  заменяются их смещенными выборочными оценками  $\{\bar{c}_n\}$ . Если вместо (8.1) выполнить дискретное преобразование Фурье несмещенных коэффициентов  $\{c_n\}$ , то есть опустить множитель  $w_n = (1 - |n|/N)$ , то получится еще более неустойчивая оценка спектральной плотности, чем периодограмма Шустера. Причина этого ясна. Как было выяснено в §7, по выборке конечного объема с наибольшими ошибками определяются старшие коэффициенты ковариации, а именно их влияние и "обрезается" в (8.1) множителем  $w_n$ . Однако этого оказывается недостаточным для получения состоятельной оценки плотности, и потому разными авторами были предложены другие формы весовых множителей  $\{w_n\}$ , которые еще в большей степени уменьшают влияние "хвоста" оценок коэффициентов ковариации. В общем виде т.н. *сглаженная* оценка спектральной плотности задается выражением

$$s_N(f) = \sum_{n=-(N-1)}^{N-1} \exp(-i \cdot 2\pi n f) w_n c_n. \quad (8.4)$$

*Корреляционное окно*  $\{w_n\}$  предполагается здесь симметричным и неотрицательным,  $w_{-n} = w_n \geq 0$ , а  $w_0 = 1$ . С целью упрощения записи мы далее будем указывать значения  $w_n$  только при  $n \geq 0$ .

Итак, для периодограммы Шустера

$$w_n = 1 - n/N, \quad n = 0, 1, \dots, N-1. \quad (8.5)$$

Для упоминавшегося выше модифицированного окна Бартлетта вводится дополнительный обрезующий фактор:

$$w_n = \begin{cases} (1 - n/N)(1 - n/K), & n \leq k, \\ 0, & n > k, \end{cases} \quad (8.6)$$

где  $K$  - некоторое целое число, заключенное между 0 и  $N-1$ . Наконец, окно Парзена предполагает более пологое убывание дополнительного обрезующего множителя:

$$w_n = \begin{cases} (1 - n/N) \left[ (1 - n/K)^2 \right], & n \leq k, \\ 0, & n > k. \end{cases} \quad (8.7)$$

Три оценки плотности, о которых идет речь, иллюстрируются рис. 1.2 (часть I) для процесса AR-1.

В литературе можно найти еще целый ряд аналогичных оценок. В типичных условиях все они приводят к близким результатам, и тем не менее произвол исследователя при выборе корреляционного окна представляется нежелательным.

Шаг по частоте при вычислении оценки (8.4) принимают равным спектральному разрешению. Для периодограммы Шустера последнее составляет, согласно Рэлею, величину порядка обратной продолжительности временного ряда  $T$ ; в безразмерных единицах  $\delta f \approx 1/N$ . По смыслу сглаженные оценки Бартлетта и Парзена отвечают делению всего ряда на отрезки длиной порядка  $k \cdot \delta t$ , вычислению для каждого из отрезков периодограммы Шустера (возможно, с некоторыми вариациями) и последующему усреднению совокупности полученных периодограмм. Очевидно, разрешение в смысле Рэля при этом будет  $\delta f \approx 1/K$ . Этот же результат следует из эквивалентной интерпретации Даниэля [9] процедуры сглаживания спектра, предполагающей усреднение соседних значений периодограммы Шустера со *спектральным окном*  $w(f)$ , однозначно связанным с выбранным корреляционным окном.

9. *Модель спектральной плотности в виде кусочно-линейной функции.* С точки зрения общей теории обратных задач трудности, связанные с нахождением состоятельной оценки спектральной плотности, во многом были обусловлены недостаточным вниманием, которое уделялось фундаментальному понятию *модели* изучаемого явления. Именно, еще до попытки найти обратное решение следует не только задать механизм формирования наблюдательных данных, но и *заранее фиксировать* совокупность параметров, подлежащих оцениванию. Между тем, при нахождении периодограммы Шустера модель искомой плотности видоизменяется наряду с ростом объема выборки  $N$ , причем оцениваемое количество отсчетов спектральной плотности полагается пропорциональным  $N$ .

Мы ограничимся здесь рассмотрением модели, согласно которой спектральная плотность  $s(f)$ , будучи симметричной функцией частоты, априорно задана на отрезке  $0 \leq f \leq 1/2$  в виде кусочно-линейной функции с шагом  $\delta f = 1/2M$ , где  $M$  - положительное целое число (рис.9.1). При этом оцениваются  $M+1 = F$  значений спектральной плотности в узлах:

$$s_j = s(f_j), \quad f_j = j \cdot \delta f, \quad j = 0, 1, \dots, M. \quad (9.1)$$

Единственным свободным параметром здесь остается  $F$ . Как мы далее увидим, состоятельные оценки плотности можно найти лишь при не слишком больших значениях  $F$  - для более полного восстановления совокупности  $\{s_j\}$  выборка  $u$  просто не содержит нужной информации.

Сходные результаты получаются и для других моделей, скажем, чисто дискретной  $s(f)$  или спектральной плотности, заданной в виде кусочно-

полиномиальной функции. Отличаясь деталями, эти модели равным образом приводят к описываемому ниже закону подобия. Вид  $s(f)$  в

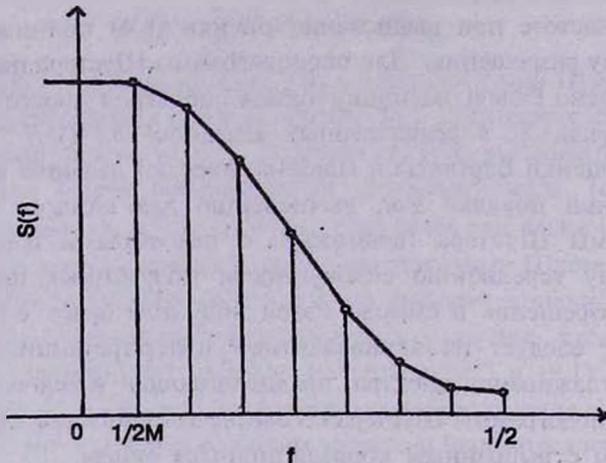


Рис. 9.1. Спектральная плотность в виде кусочно-линейной функции.

конкретной задаче должен выбираться исследователем на основании всей совокупности сведений об изучаемом процессе; если явных указаний нужного характера нет, то следует изучить несколько моделей. Как всегда, предпочтение отдается наиболее простой модели, которая позволяет с естественной точностью описать имеющиеся данные.

При сравнении принятой модели с описанными в §8 сглаженными оценками плотности следует иметь в виду возможное различие спектрального разрешения  $\delta f$ . В кусочно-линейной модели  $\delta f = 1/[2(F-1)]$ , в то время как для окон Бартлетта (8.6) и Парзена (8.7) разрешение  $\delta f = 1/K$ . Равенство разрешений достигается при  $F \approx K/2 + 1$ .

В случае, когда спектральная плотность имеет вид кусочно-линейной функции, интегралы в (4.1) находятся без труда, и мы получаем для ковариационных коэффициентов:

$$r_n = \frac{v_n}{2(F-1)} \left[ s_0 + (-1)^n s_{F-1} + 2 \sum_{k=1}^{F-2} \cos\left(\frac{\pi}{F-1} n k\right) s_k \right], \quad (9.2)$$

$$n = 0, 1, \dots, N-1,$$

где

$$v_n \equiv \sin^2 \left[ \frac{\pi n}{2(F-1)} \right], \quad n = 0, 1, \dots, N-1. \quad (9.3)$$

Напомним, что функция  $\text{sinc}(\cdot)$  была определена соотношением (2.8). В области приближенного интегрирования выражений, содержащих под знаком интеграла тригонометрические функции [10], выражение (9.2)

известно как *формула Филона*. Здесь, однако, его смысл принципиально иной: оно дает *точное* представление коэффициентов  $\{r_n\}$  при заданной априорной информации. В матричной форме (9.2) имеет вид:

$$r = H \cdot s, \quad (9.4)$$

где  $r$  есть  $N$ -мерный вектор-столбец,  $s$  - аналогичный  $F$ -мерный вектор, а  $H$  -  $(N \times F)$ -матрица. Как обычно, при вычислениях удобно сместить нумерацию от интервала  $0, 1, \dots, N-1$  к интервалу  $1, 2, \dots, N$ . Тогда элементы матрицы  $H$  задаются формулами:

$$v_n = \sin c^2 \left[ \frac{n-1}{2(F-1)} \right], \quad n = 1, 2, \dots, N, \quad (9.5)$$

$$H_{mn} = \frac{v(n)}{2(F-1)} \cdot \begin{cases} 1, & m = 1, \\ 2 \cos \left[ \pi(n-1)(m-1)/(F-1) \right], & m = 2, \dots, F-1, \\ (-1)^{n-1}, & m = F. \end{cases} \quad (9.6)$$

Матрица Фишера коэффициентов ковариации  $\{r_n\}$  размерами  $N \times N$  была найдена в §7; мы далее будем обозначать ее посредством  $I_r$ . Пусть также  $I_s$  - соответствующая  $(F \times F)$ -матрица Фишера спектральной плотности. Для нахождения  $I_r$  воспользуемся известным законом преобразования матрицы Фишера при линейном преобразовании параметров [11]. В данном случае из (9.4) следует:

$$I_s = H' \cdot I_r \cdot H. \quad (9.7)$$

Поскольку формулы (7.6) дают точное представление  $I_r$  при любых значениях  $N$ , а матрица  $H$  должна задаваться самим исследователем в соответствии с выбранной им моделью плотности, представление матрицы Фишера спектральной плотности в виде (9.7) также является точным. Оно позволяет, в частности, указать нижнюю границу дисперсии всякой несмещенной оценки спектральной плотности  $s^*$ . Согласно *неравенству информации* [11,12], эта граница определяется диагональными элементами обратной матрицы Фишера:

$$\text{Var}(s^*) \geq \text{diag}(I_s^{-1}). \quad (9.8)$$

В качестве иллюстрации мы провели соответствующие вычисления для процесса AR-1 (см. §3) при разных значениях коэффициента корреляции  $\rho$  и длины временного ряда  $N$  вплоть до  $N=1024$ . На рис. 9.2 представлен профиль матрицы  $I_r$  для тех же условий, которые указаны на рис.7.1 (в данном случае смещение графика составило  $-5 \cdot 10^{-4}$ ). Важно отметить, что при возрастании  $N$  матрица Фишера  $I_r$ , подобно  $I_s$ , все более приближается к чисто диагональной матрице, то есть оценки плотности для разных точек спектра становятся все менее коррелированными. Рис.9.3 показывает для случая белого шума ( $\rho=0$ ) оригинальную

спектральную плотность  $s(f)$  и стандартное отклонение наилучшей несмещенной оценки  $s^*(f)$ , вычисленное согласно (9.8). Наконец, на рис.9.4 показана зависимость относительной точности оценки спектральной плотности, определенной соотношением

$$q(f) \equiv \sigma_{\min} [s^*(f)] / s(f), \quad (9.9)$$

от значений параметра

$$w \equiv \frac{F-1}{N}, \quad (9.10)$$

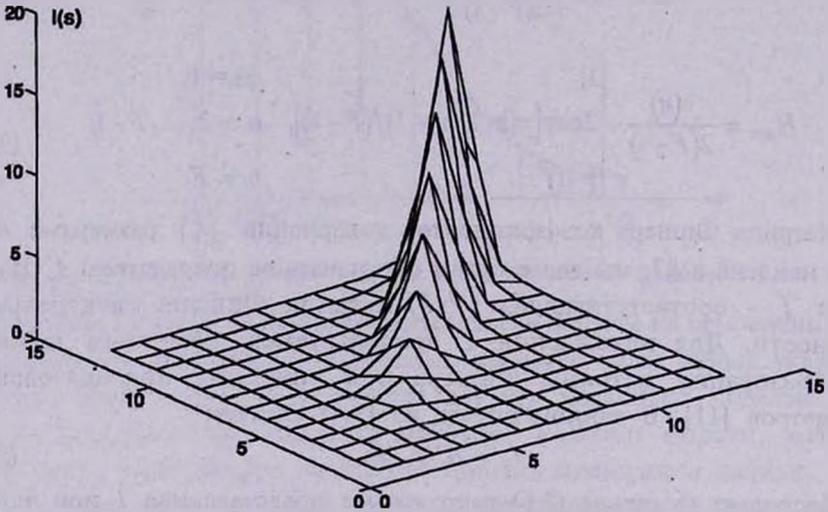


Рис. 9.2. Профиль матрицы Фишера  $I$ , спектральной плотности процесса AR-1 при  $\rho = 0.7$ ,  $N = 24$ .

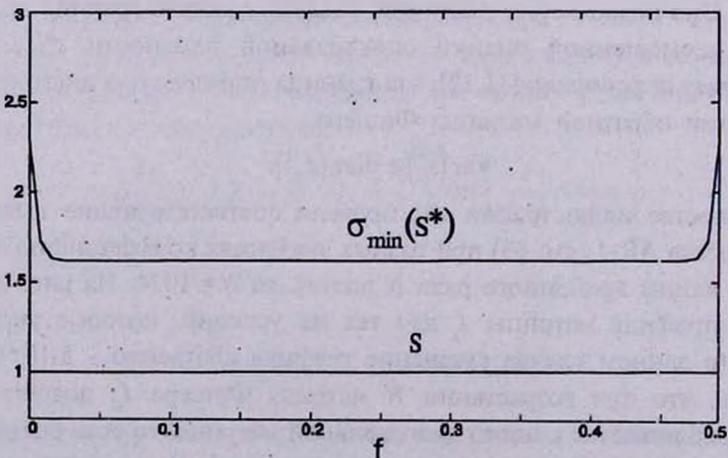


Рис. 9.3. Спектральная плотность белого шума  $s$  и стандартное отклонение наилучшей ее несмещенной оценки  $\sigma_{\min}(s^*)$  при длине временного ряда  $N = 128$ .

то есть относительного количества частот, для которых оценивается спектр. Стандартное отклонение  $\sigma_{\text{min}}(s^*)$  вычислялось согласно (9.8) для середины спектрального участка Найквиста. Изменение  $q(f)$  с частотой внутри указанного участка было пренебрежимо малым; лишь в узкой области вблизи границ  $f = 0, \pm 1/2$  точность оценивания падала (см. рис.9.3; границы интервала Найквиста во всех отношениях представляют собой особые точки).

Результаты вычислений достаточно уверенно свидетельствуют о том, что относительная точность оценки спектральной плотности зависит не от каждого из параметров  $F$  и  $N$  в отдельности, но только от их комбинации (9.10), то есть

$$q = \vartheta(w). \quad (9.11)$$

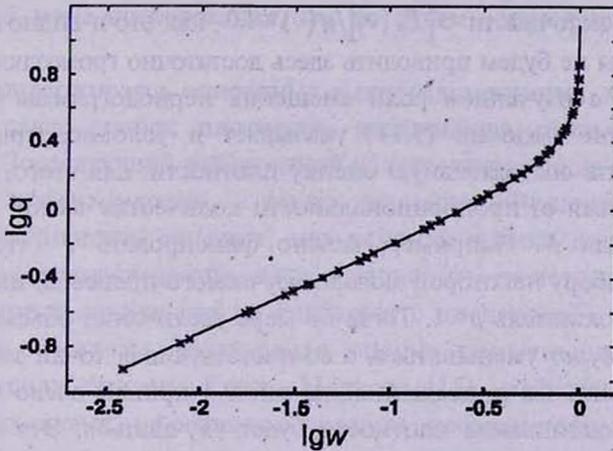


Рис. 9.4. Зависимость относительной точности оценивания спектральной плотности  $q$  от параметра  $w$  согласно расчетам (звездочки). Аппроксимация формулой (9.12) показана сплошной линией.

Малость разброса точек около гладкой кривой на рис.9.4 тем более поразительна, что при расчетах диапазоны самих значений  $F$  и  $N$  охватывали почти три порядка величины. При малых значениях  $w$  зависимость  $\lg q$  от  $\lg w$  становится линейной с наклоном  $1/2$ . Явный вид функции  $\vartheta(w)$  должен следовать из аналитического рассмотрения; что касается результатов наших вычислений, то при  $N > 10$  с хорошей точностью можно принять

$$\vartheta(w) \approx \frac{Cw^{1/2}}{(1-w)^\gamma}, \quad C=1.88, \quad \gamma=0.30, \quad 0 < w < 1. \quad (9.12)$$

Как показывают дальнейшие расчеты, сходная форма  $\vartheta(w)$  справедлива и для других видов спектральной плотности; изменения функции  $\vartheta(w)$  можно при этом описать небольшими изменениями параметров  $C$  и  $\gamma$ .

Из закона подобия (9.11) следует, что при фиксированном значении параметра  $w$  точность всякой несмещенной оценки плотности не может быть ниже некоторого *не зависящего от длины ряда  $N$*  значения  $\theta(w)$ . Это означает, что соответствующая оценка спектральной плотности будет статистически несостоятельной. Так, для периодограммы Шустера стандартный шаг по частоте равен  $\delta\nu = 1/T$ , соответствующее количество точек на интервале Найквиста равно  $N/2$ , а параметр  $w = 1/2$ . Если бы периодограмма Шустера  $P_N(\nu)$  была строго несмещенной оценкой, то для нее из (9.12) следовала нижняя граница относительной точности в виде:  $\sigma[P_N(\nu)]/g(\nu) \approx 1.6$ . Однако  $P_N(\nu)$  - смещенная оценка, и хотя само по себе смещение невелико, а при  $N \rightarrow \infty$  вдобавок неограниченно уменьшается, в неравенстве информации важна *скорость изменения смещения*; это обстоятельство приводит для периодограммы Шустера к относительной неточности  $\sigma[P_N(\nu)]/g(\nu) \approx 1.0$ , как это и видно из формул (1.2) и (1.3). Мы не будем приводить здесь достаточно громоздкие выкладки, связанные с изучением роли смещения периодограммы Шустера.

Соотношение подобия (9.11) указывает и условие, при котором удается получить состоятельную оценку плотности: для этого, очевидно, следует отказаться от пропорциональности количества частот  $F$  и длины временного ряда  $N$ . Например, можно фиксировать  $F$  (что отвечает априорному выбору некоторой модели изучаемого процесса) или принять  $F \propto N^p$ , где показатель  $p < 1$ . Тогда по мере увеличения объема выборки  $N$  значение  $w$  будет уменьшаться, а соответствующая точка зависимости  $[q - w]$  - скользить по приведенной на рис.9.4 кривой влево и вниз, то есть точность оценивания плотности будет улучшаться. Это и означает состоятельность рассматриваемой оценки. Смысл приведенного выше вывода вполне ясен: выборка объема  $N$  не содержит информации, необходимой для восстановления спектра с шагом по частоте порядка  $\delta f \approx N^{-1}$ . Неоправданная детализация спектра приводит к известному "гистограммному" эффекту.

Строго говоря, приведенные выше результаты относятся только к несмещенным оценкам плотности. При наличии смещения нижняя граница дисперсии в информационном неравенстве может измениться, как это имеет место для периодограммы Шустера. Тем не менее, причина несостоятельности оценки не зависит от ее смещенности, она по-прежнему связана с недостатком требуемой информации (прямые расчеты сходных величин в рамках теории информации Шеннона даны в [13,14]).

Второе замечание касается того обстоятельства, что рассматриваемые выше оценки плотности являются *векторными*, то есть оцениванию подлежит вся совокупность значений плотности в интервале Найквиста. Если нас интересует плотность  $s$ , на какой-либо одной частоте  $f_i$  а

остальные значения  $s$  заданы, то переход от матрицы  $I_1$  к матрице  $I_2$  по-прежнему будет определяться формулой (9.7), но информация Фишера, касающаяся  $s_j$ , будет определяться *скалярной* величиной - элементом  $I_1(j, j)$ . При этом нижняя граница дисперсии произвольной несмещенной оценки  $s_j^*$  определяется не обратной матрицей  $I_1^{-1}$ , а обратной величиной соответствующего диагонального элемента  $I_1$ :

$$\text{Var}(s_j^*) \geq \frac{1}{I_1(j, j)}. \quad (9.13)$$

Естественно ожидать, что граница (9.13) проходит *ниже* границы (9.8) для многомерного параметрического оценивания, то есть частное значение плотности оценивается точнее. Это подтверждается соответствующими численными результатами, которые выводились при моделировании процесса AR-1. Поскольку данный вопрос находится несколько в стороне от основной темы исследования, мы не будем останавливаться на нем подробнее.

Итак, придерживаясь описанных выше рекомендаций, можно указать на целый класс оценок плотности, являющихся *состоятельными* по Р.Фишеру. Последующий выбор одной из них опирается на другое важное понятие - *эффективности*, - также введенное Фишером. В данном случае эффективность означает, что искомая оценка должна обладать наименьшим среднеквадратическим отклонением от истинного значения (для смещенных оценок это не совпадает с дисперсией). В этой связи привлекает внимание стандартная оценка наименьших квадратов, которая, в силу теоремы Гаусса-Маркова [15], эффективна в классе несмещенных оценок, не связанных условием неотрицательности решения.

Настоящая работа выполнена при содействии Российского Фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17296а).

Крымская лаборатория

Гос. астрономического института им. П.К.Штернберга, Россия

## SIMILARITY LAW IN A TIME SERIES SPECTRAL ESTIMATION. IV

V.Yu.TEREBIZH

Continuation of [1-3]. The strict representation of Fisher matrix for the spectral density of Gaussian process is founded. This allows us to calculate a

lower bound for variance of any unbiased estimate of the density. Main formulae for the smoothed spectral estimates are given, in order to compare them with strict results. The numerical simulations of the AR-1 process show that relative accuracy of spectral estimation  $q$  is a universal function of the parameter  $w = (F-1)/N$ , where  $F$  is the number of estimated parameters and  $N$  is the length of the time series. The *similarity law*  $q = \theta(w)$  reveals the cause of inconsistency of the number of spectral estimates that were proposed earlier. Namely, those estimates assume too complicated model of spectral density. Necessity to conform the complicity of the model with the data follows from the fact that information about original spectral density that is contained in a time series of finite length is limited.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ю.Теребиж, *Астрофизика*, **40**, 139, 1997 (часть I данной серии).
2. В.Ю.Теребиж, *Астрофизика*, **40**, 273, 1997 (часть II данной серии).
3. В.Ю.Теребиж, *Астрофизика*, **40**, 413, 1997 (часть III данной серии).
4. M.S.Bartlett, *J. Roy. Statist. Soc. Suppl.*, **8**, 27, 85, 1946.
5. M.S.Bartlett, *Biometrika*, **37**, 1, 1950.
6. U.Grenander, M.Rosenblatt, *Statistical Analysis of Stationary Time Series*, Wiley, New York, 1957.
7. E.Parzen, *Ann. Math. Statist.*, **28**, 329, 1957.
8. T.W.Anderson, *The Statistical Analysis of Time Series*, Wiley, New York, 1971; Т.Андерсон, *Статистический анализ временных рядов*, Мир, М., 1976.
9. P.J.Daniell, *J. Roy. Statist. Soc. Suppl.*, **8**, 27, 1946.
10. В.И.Крылов, Л.Т.Шульгина, *Справочная книга по численному интегрированию*, Наука, М., 1966.
11. А.А.Боровков, *Математическая статистика*, Наука, М., 1984.
12. M.G.Kendall, A.Stuart, *The Advanced Theory of Statistics*, Vols. 2, 3, Griffin, London, 1969; М.Кендалл, А.Стьюарт, *Статистические выводы и связи*, Наука, М., 1973; *Многомерный статистический анализ и временные ряды*, Наука, М., 1976.
13. В.Ю.Теребиж, *Успехи физ. наук*, **165**, 143, 1995.
14. V.Yu.Terebizh, *Int. Journ. of Imaging Systems and Technology*, **6**, 358, 1995.
15. С.М.Ермаков, А.А.Жиглевский, *Математическая теория оптимального эксперимента*, Наука, М., 1987.

УДК: 52-64

## ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В СФЕРИЧЕСКИХ ГЕОМЕТРИЯХ БЕЗ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

А.Г. НААПЕТЯН

Поступила 16 января 1997

Принята к печати 10 июля 1997

Рассмотрена задача переноса электромагнитного излучения в сферически-симметричном облаке, не конкретизируя механизмы локальной генерации и поглощения излучения. Получены удобные простые формулы для спектральной плотности энергии излучения внутри облака, а также для спектральной светимости сферического облака в случае однородного сферического облака.

1. *Введение.* Для объяснения спектров непрерывного электромагнитного излучения ядер активных галактик (ЯАГ) в широком диапазоне спектра, начиная от радиочастот до жестких  $\gamma$ -лучей часто применяются теоретические модели, содержащие сферически-симметричное плазменное облако вокруг сверхмассивного центрального объекта.

К примеру, таковыми являются модели сферической аккреции плазмы на центральный объект (см., например, обзорные работы [1,2], а также литературу, приведенную в них). При трактовке непрерывного радиосубмиллиметрового излучения ЯАГ почти все модели единодушны в синхротронном его происхождении. В рентгеновской области энергии одним из возможных механизмов образования спектра излучения является обратное комптоновское излучение (ОКР) радиосубмиллиметрового излучения на релятивистских электронах. Модели, содержащие эти два механизма образования спектра непрерывного электромагнитного излучения, в литературе известны как синхрокомптоновские (СК) модели (см., например, [3-5]).

При вычислении локальных коэффициентов излучения и поглощения рентгеновского излучения, возникающего в ОКР, необходимо знать локальную спектральную плотность радиосубмиллиметрового излучения, что, в свою очередь, является решением соответствующего уравнения переноса внутри источника. Дифференциальный спектр рентгеновского излучения образуется в результате локальной генерации, поглощения и переноса излучения, что также требует решения уравнения переноса. В связи с этим представляет интерес рассмотрение переноса излучения в однородном сферическом облаке с наперед заданными коэффициентами

излучения и поглощения.

2. *Уравнение переноса и модельные предположения.* Рассмотрим изотропное сферическое облако радиуса  $R$  со спектральной мощностью излучения единицы объема на расстоянии  $r$  от центра облака  $J_\omega(r)$  и коэффициентом поглощения (в единицу времени)  $\Gamma_\omega(r)$ , где  $\omega = 2\pi\nu$  есть циклическая частота поля излучения.

Спектральная плотность энергии электромагнитного излучения  $W_\omega(r)$  связана с плотностью энергии фотонов, движущихся под углом  $\theta$  к

$$\text{радиусу } W_\omega^*(r) \text{ по } W_\omega(r) = 2\pi \int_0^\pi W_\omega^*(r, \theta) \sin\theta d\theta.$$

Уравнение для  $W_\omega^*(r, \theta)$  есть [6]

$$\cos\theta \cdot \frac{\partial W_\omega^*}{\partial r} - \frac{\sin\theta}{r} \cdot \frac{\partial W_\omega^*}{\partial \theta} = \frac{1}{4\pi c} \cdot J_\omega + \frac{1}{c} \Gamma_\omega \cdot W_\omega^*, \quad (1)$$

где  $c = 3 \cdot 10^{10}$  см/с - скорость света. Решение уравнения (1), удовлетворяющее условию  $\lim_{r \rightarrow +\infty} W_\omega^*(r, \theta) = 0$ , есть [6]

$$W_\omega^*(r, \theta) = \frac{1}{4\pi c} \int_0^\pi J_\omega \left( \frac{r \sin\theta}{\sin\varphi} \right) \frac{r \sin\theta}{\sin^2\varphi} d\varphi \cdot \exp \left( \frac{1}{c} \int_0^\varphi \Gamma_\omega \left( \frac{r \sin\theta}{\sin\psi} \right) \frac{r \sin\theta}{\sin^2\psi} d\psi \right). \quad (2)$$

В однородном сферическом источнике коэффициенты  $J_\omega(r)$  и  $\Gamma_\omega(r)$  не зависят от пространственных координат, что позволяет точно вычислить интеграл (2). Так, в области  $r \leq R$  (внутреннее решение) получается

$$W_\omega^*(r, \vartheta) = \frac{J_\omega}{4\pi |\Gamma_\omega|} \cdot \left[ 1 - \exp \left( -\tau_\omega \cdot \left( \sqrt{1 - \left( \frac{r}{R} \sin\theta \right)^2} + \frac{r}{R} \cos\theta \right) \right) \right]; \quad 0 \leq \theta \leq \pi. \quad (3)$$

А в области пространства  $r \geq R$  (внешнее решение) имеем

$$W_\omega^*(r, \vartheta) = \begin{cases} 0; & \theta_0 \leq \theta \leq \pi; \\ \frac{J_\omega}{4\pi |\Gamma_\omega|} \cdot \left( 1 - \exp \left( -2\tau_\omega \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{r}{R} \sin\theta \right)^2} \right) \right); & 0 \leq \theta \leq \theta_0, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\theta = \arcsin\left(\frac{R}{r}\right)$  - угол между направлением на центр и касательной к сфере, проведенной от текущего радиуса  $r$ ,  $\tau_\omega = |\kappa_\omega| \times R$  - характерная

оптическая толщина источника на данной частоте излучения  $\omega$ ,  $\kappa_{\omega} = \frac{1}{c} \Gamma_{\omega}$  есть коэффициент спектрального затухания излучения на единицу пути.

Из (3) и (4) в частном случае оптически прозрачного источника ( $\tau_{\omega} \sim 0$ ) имеем

$$W_{\omega}^{-}(r, \theta) = \frac{J_{\omega}}{4\pi} \cdot \frac{R}{c} \cdot \left( \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R} \sin \theta\right)^2} + \frac{r}{R} \cdot \cos \theta \right); \quad 0 \leq \theta \leq \pi \quad (5)$$

внутри источника и

$$W_{\omega}^{*}(r, \theta) = \begin{cases} \frac{J_{\omega}}{2\pi} \cdot \frac{R}{c} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R} \sin \theta\right)^2}; & 0 \leq \theta \leq \theta_0 \\ 0; & \theta_0 \leq \theta \leq \pi \end{cases} \quad (6)$$

вне источника излучения. В центре источника ( $r=0$ ) из (3) получается

$$W_{\omega}^{*}(0, \theta) = \frac{J_{\omega}}{4\pi|\Gamma_{\omega}|} \cdot (1 - e^{-\tau_{\omega}}); \quad 0 \leq \theta \leq \pi. \quad (7)$$

На поверхности источника ( $r=R$ ) внутреннее решение (3) и внешнее решение (4) переходят друг в друга и принимают общее значение

$$W_{\omega}^{*}(R, \theta) = \begin{cases} \frac{J_{\omega}}{4\pi|\Gamma_{\omega}|} \cdot (1 - e^{-2\tau_{\omega} \cdot \cos \theta}); & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ 0; & \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi. \end{cases} \quad (8)$$

На основании (3)-(6) и (8) на рис.1 представлена зависимость  $W_{\omega}(r, \theta)$  от угла  $\theta$  в точках пространства  $r=0, R/2, R, 2R$  для двух значений оптической толщины источника  $\tau_{\omega} = 0; 1$ .

3. *Спектральная плотность энергии излучения.* Используя (3) и (4), получаем для спектральной плотности энергии электромагнитного излучения соответственно внутри и вне источника интегральные представления:

$$W_{\omega}^{-}(r) = \frac{J_{\omega}}{c|\kappa_{\omega}|} \cdot \left( 1 - \frac{1}{2} \int_0^1 e^{-\tau_{\omega} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 (1-x^2)}} \cdot \left( e^{\tau_{\omega} \frac{r}{R} x} + e^{-\tau_{\omega} \frac{r}{R} x} \right) dx \right), \quad (9)$$

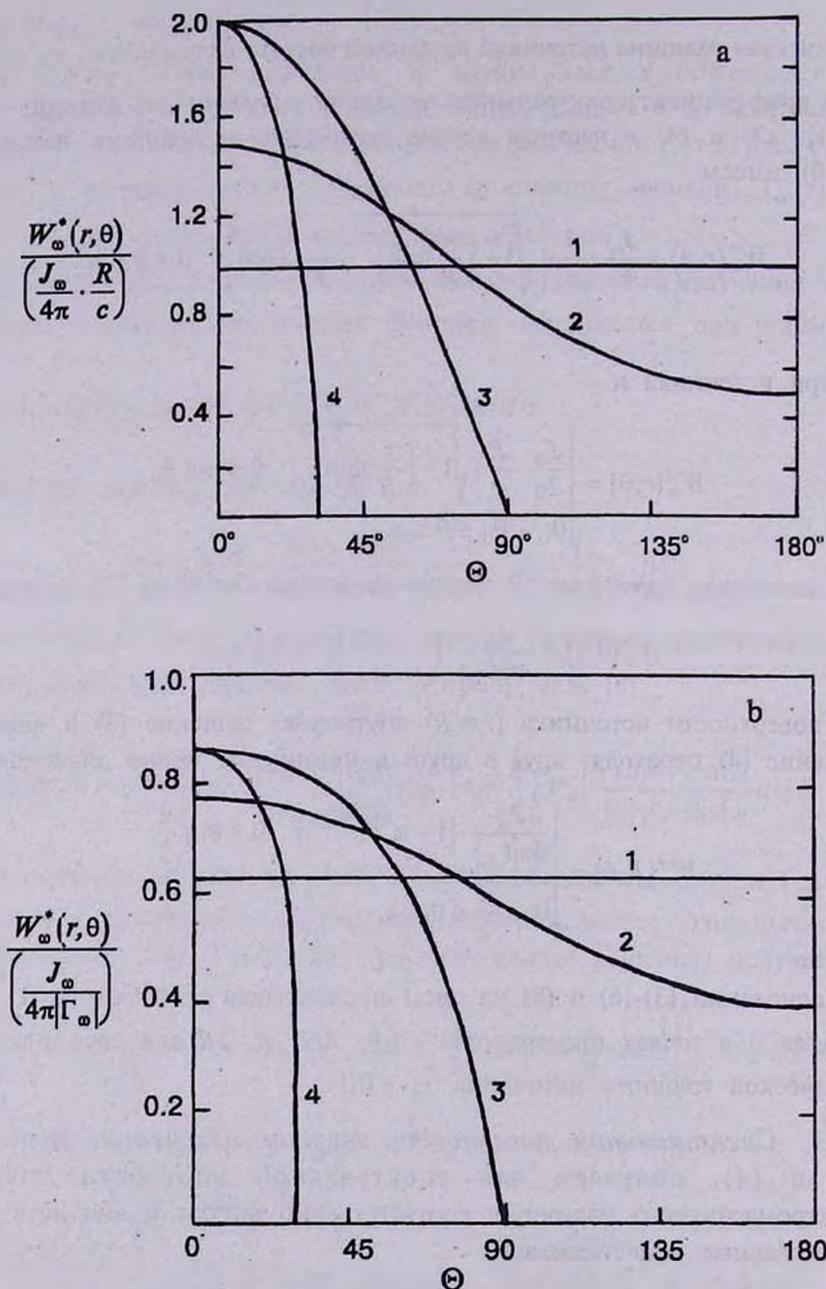


Рис. 1. Зависимость спектральной плотности энергии фотонов, имеющих определенное направление вылета, от угла вылета. Оптическая толщина источников а)  $\tau_\omega = 0$ ,

б)  $\tau_\omega = 1$ ; плотность энергии приведена в относительных единицах: а)  $W_\omega^*(r, \theta) / \left(\frac{J_\omega \cdot R}{4\pi \cdot c}\right)$ ,

б)  $W_\omega^*(r, \theta) / \left(\frac{J_\omega}{4\pi \Gamma_\omega}\right)$ . Кривые 1, 2, 3, 4 относятся к точкам пространства: 1)  $r = 0$ ; 2)  $r = R/2$ ; 3)  $r = R$ ; 4)  $r = 2R$ .

$$W_{\omega}^{+}(r) = \frac{J_{\omega}}{4c|\kappa_{\omega}|} \cdot \int_0^{(R/r)^2} \left( 1 - e^{-2\tau_{\omega} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}x\right)^2}} \right) \frac{dx}{\sqrt{1-x}} \quad (10)$$

Из этих представлений легко проверить, что

$$W_{\omega}^{+}(R) = W_{\omega}^{-}(R) = \frac{J_{\omega}}{2|\Gamma_{\omega}|} \cdot \left( 1 - \frac{1}{2\tau_{\omega}} (1 - e^{-2\tau_{\omega}}) \right) \approx \begin{cases} \frac{J_{\omega}}{2|\Gamma_{\omega}|}; & \tau_{\omega} \gg 1 \\ \frac{1}{2} J_{\omega} \cdot \frac{R}{c}; & \tau_{\omega} \ll 1. \end{cases} \quad (11)$$

На большом отдалении от излучающего облака ( $r \gg R$ ) с учетом  $L_{\omega} = 4\pi cr^2 W_{\omega}^{+}(r)$ , из (10) получаем для спектральной светимости аналитическую формулу

$$L_{\omega} = \frac{J_{\omega}}{|\kappa_{\omega}|} \cdot \pi R^2 \left( 1 - \frac{1}{2\tau_{\omega}^2} (1 - e^{-2\tau_{\omega}} \cdot (1 + 2\tau_{\omega})) \right). \quad (12)$$

Из формулы (12) в предельных случаях оптически прозрачного ( $\tau_{\omega} \ll 1$ ) и непрозрачного ( $\tau_{\omega} \gg 1$ ) источников легко получить соответствующие классические выражения для спектральной светимости:  $\frac{4}{3} \pi R^3 J_{\omega}$  и

$\pi R^2 \cdot \frac{J_{\omega}}{|\kappa_{\omega}|}$ . На рис.2а приведено отношение приближенной спектральной

плотности со значением  $L_{\omega}$  из формулы (12) к точной  $W_{\omega}^{+}(r)$ , задаваемой по формуле (10) в области пространства  $R \leq r \leq 10R$ , для разных значений оптической толщины источника. Из этого рисунка видно, что, вне зависимости от значения оптической толщины, относительная погрешность приближения уже в области пространства  $r \geq 2R$  не выше 5%, а при  $r \geq 5R$  менее 1%.

Возвращаясь к (9), для спектральной плотности энергии излучения в глубине источника ( $r \ll R$ ) легко получить приближенную аналитическую формулу

$$W_{\omega}^{-}(r) \approx \frac{J_{\omega}}{|\Gamma_{\omega}|} \cdot \left( 1 - \frac{R}{r} \frac{e^{-\tau_{\omega}}}{2\tau_{\omega}} \cdot \left( e^{\tau_{\omega} \frac{r}{R}} - e^{-\tau_{\omega} \frac{r}{R}} \right) \right). \quad (13)$$

На рис.2b приведено отношение приближенной спектральной плотности

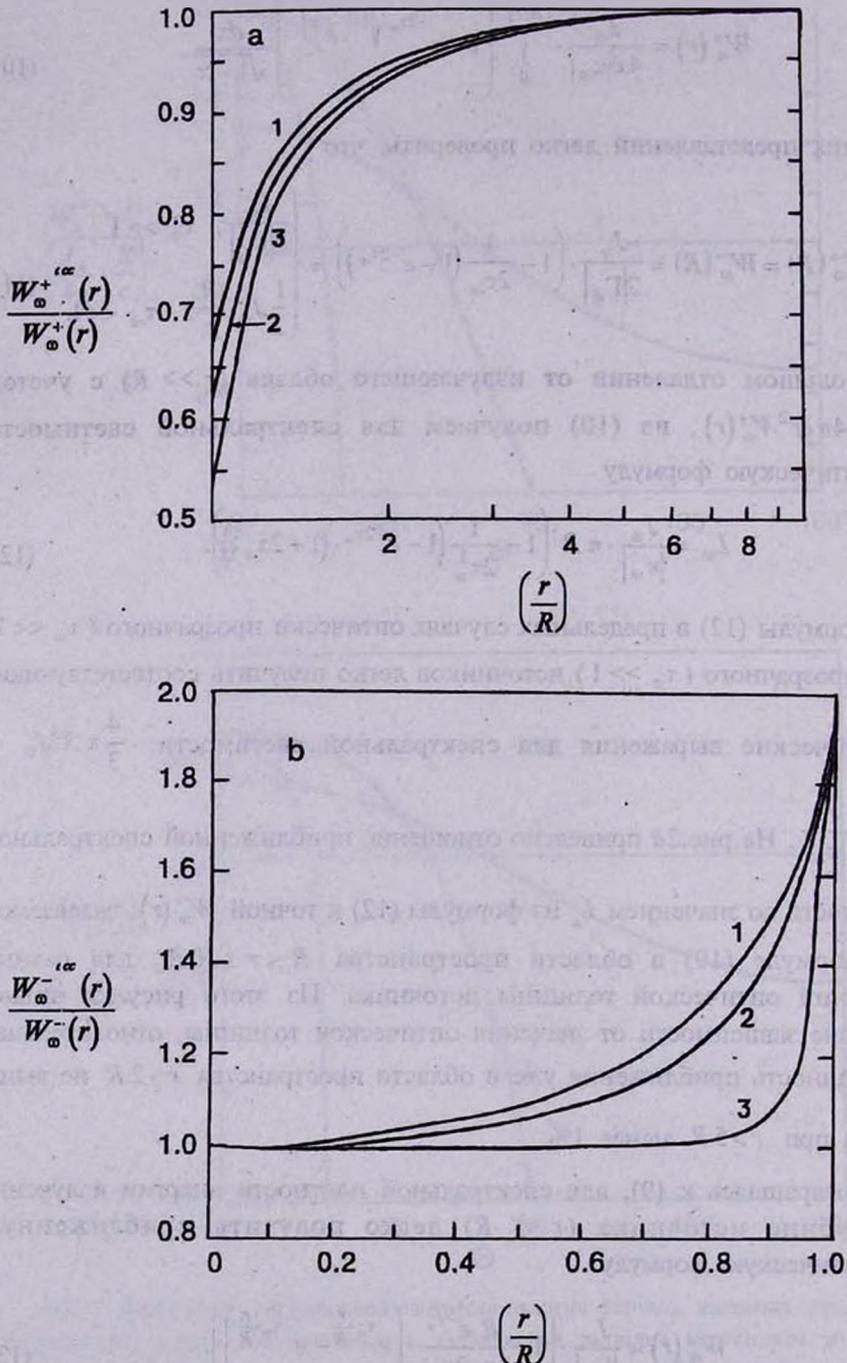


Рис. 2. Отношение приближенной спектральной плотности энергии излучения к точной плотности энергии в зависимости от относительного радиуса ( $r/R$ ): а) вне источника ( $r/R \geq 1$ ), б) внутри источника ( $0 \leq r/R \leq 1$ ). Кривые 1,2,3 соответствуют источникам с оптической толщиной: 1)  $\tau_0 = 0$ ; 2)  $\tau_0 = 1$ ; 3)  $\tau_0 = 10$ .

энергии  $W_{\omega}^{-}(r)$  из (13) к точной из (9) в зависимости от  $r$  для различных значений оптической толщины источника. Из этого рисунка видно, что приближение (13) в области пространства  $r \leq 0.7R$  дает относительную погрешность не более 20% для всех значений оптической толщины. При больших оптических толщинах точность формулы (13) повышается. Так, при  $\tau_{\omega} \sim 5$  в той же области пространства погрешность уже не выше 5%.

Отметим, что в ЯАГ рентгеновское излучение генерируется преимущественно ближе к центру, где оптическая толщина обычно большая. В моделях, в которых считается, что это излучение образуется в процессе ОКР низкочастотного электромагнитного излучения на релятивистских электронах, простая аналитическая формула для спектральной плотности энергии первичного излучения наподобие (13) может оказаться весьма полезной при вычислении локальных коэффициентов излучения и поглощения рентгеновского и мягкого  $\gamma$ -излучения.

Ереванский государственный  
университет, Армения

## THE TRANSPORT OF RADIATION IN SPHERICAL GEOMETRICS WITHOUT MULTIPLE SCATTERING

A.G. NAHAPETIAN

The problem of transport of the electromagnetic radiation in spherically symmetric cloud is considered without concrete consideration of the local radiation and absorption mechanisms. Simple and convenient formulae are obtained in the case of the homogeneous spherical cloud for radiation energy spectral density in cloud medium and for spectral luminosity of the source.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *M.C.Begelman, R.D.Blandford, M.J.Rees, Rev. Mod. Phys., 56, 255, 1984.*
2. *P.J.Viita, Phys. Repts., 123, 117, 1985.*

3. *K.I.Kellerman, I.I.K.Pauliny-Toth, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 19, 373, 1981.*
4. *А.Пахольчик, Радиогалактики, Мир, М., 1980*
5. *А.М.Атоян, А.Г.Наапетян, Astron. Astrophys., 219, 53, 1989.*
6. *А.М.Атоян, А.Г.Наапетян, Астрофизика, 32, 341, 1990.*

УДК: 524.354.6

## НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В БИМЕТРИЧЕСКОЙ СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. II. РЕШЕНИЯ С ПЕРЕМЕННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

Л.Ш.ГРИГОРЯН<sup>1,2</sup>, П.Ф.КАЗАРЯН<sup>2</sup>, Г.Ф.ХАЧАТРЯН<sup>1,2</sup>

Поступила 8 апреля 1997

Принята к печати 12 июня 1997

Найдены решения уравнений биметрической скалярно-тензорной теории гравитации с переменным скалярным полем для конфигураций из сверхплотного вещества с различными вариантами уравнения состояния. Установлена возможность существования статических сверхплотных и сверхмассивных конфигураций для всех использованных вариантов уравнения состояния сверхплотного вещества.

1. *Введение.* В первой части работы [1], а в дальнейшем и в [2] были найдены новые решения уравнений биметрической скалярно-тензорной теории гравитации (БСТТ) для нейтронных звезд. В этих решениях скалярное поле постоянно  $\varphi = c^4/8\pi G \equiv \varphi_0$ , а метрический тензор пространства-времени определяется уравнениями ОТО ( $G$  - ньютоновская гравитационная постоянная). Была определена фигурирующая в БСТТ фоновая метрика  $\gamma_{\alpha\beta}$ , соответствующая этой ветви решений уравнений поля. Наличие подобных решений указывает на то, что решения ОТО и  $\varphi = \varphi_0$  являются частными решениями уравнений БСТТ для нейтронных звезд. Поэтому вопрос о согласии этих эйнштейновских решений уравнений БСТТ с данными наблюдений нейтронных звезд в тесных двойных системах и, в частности, в двойном пульсаре PSR1913+16 сводится к аналогичной задаче ОТО (см., например, [3]). Ранее в [4,5] были найдены неэйнштейновские решения уравнений БСТТ с переменным  $\varphi$ . Наличие двух ветвей приводит к необходимости физической интерпретации решений с переменным  $\varphi$ . Она возможна, поскольку существуют решения с  $M/M_{\odot} \rightarrow \infty$  для конфигураций с давлением в центре  $P(0) \rightarrow P_0(\zeta)$ , где  $P_0(\zeta)$  - некое значение, соответствующее равенству

$$\zeta c^4 M^2 + 18 \left( \int P \sqrt{-g} d^3x \right)^2 = 0. \quad (1)$$

Здесь  $P$  - давление в объеме конфигурации,  $M$  - масса, а  $\zeta$  - безразмерный параметр теории. В [4,5] этот результат был получен для трех вариантов

уравнения состояния сверхплотного вещества (несжимаемая жидкость, а также два реальных уравнения состояния из [6,7]) и

$$-0.5 < \zeta < 0. \quad (2)$$

Он представляется важным и поэтому следует убедиться в его справедливости независимо от используемого варианта уравнения состояния сверхплотного вещества. Ниже приводятся результаты интегрирования уравнений БСТТ с переменным  $\phi$  для четырех вариантов уравнения состояния.

2. Рассмотрим статическое сферически-симметричное небесное тело. Выберем систему координат с фоновой метрикой, определяемой выражением

$$\gamma_{ik} dx^i dx^k = c^2 dt^2 - du^2 - u^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2). \quad (3)$$

Из симметрии гравитационного поля, а также уравнений БСТТ следует [10], что для решений с переменным  $\phi$  квадрат интервала пространства-времени должен определяться выражением

$$g_{ik} dx^i dx^k = e^\nu c^2 dt^2 - e^\lambda [du^2 + u^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\phi^2)] \quad (4)$$

(изотропная система координат), где  $\nu$  и  $\lambda$  - функции радиальной координаты  $u$ .

Интегрирование уравнений БСТТ удобно начать с центра конфигурации. При этом необходимо удовлетворить условиям

$$u(\infty) = \lambda(\infty) = 0, \quad \phi(\infty) = \phi_0 \quad (5)$$

на бесконечности.

Введением функций

$$\begin{aligned} y_1 &= u - u(0); & y_2 &= \exp\left(\frac{y_1 + \lambda - \lambda(0)}{2}\right); & y_3 &= \frac{\rho}{\rho(0)c^2}; \\ y_4 &= \frac{\Phi}{\Phi(0)}; & \bar{\rho} &= \frac{\rho}{\rho(0)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\rho$  - плотность вещества, а

$$x = c u \sqrt{\frac{\rho(0)}{\Phi(0)} \exp[\lambda(0)]}. \quad (7)$$

- новая безразмерная переменная, можно избежать многократного интегрирования. В самом деле, в новых обозначениях уравнения поля [10] принимают вид

$$\begin{aligned}
 y_2 y_4 \dot{y}_1 &= \frac{y_5}{x^2}; & \ddot{y}_2 + \left( \frac{3}{x} + \frac{y_4}{y_4} \right) \dot{y}_2 &= \frac{2}{y_4} y_3 y_2^3 e^{-y_1}; \\
 \dot{y}_3 &= -\frac{1}{2} (\bar{\rho} + y_3) \dot{y}_1; & \zeta \frac{\dot{y}_4}{y_4} + 2 \frac{\dot{y}_2}{y_2} &= \frac{y_6}{y_5} \dot{y}_1; \\
 \dot{y}_5 &= x^2 y_2^3 (\bar{\rho} + 3 y_3) e^{-y_1}; & \dot{y}_6 &= 3 x^2 y_2^3 y_3 e^{-y_1}
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned}
 y_1(0) &= y_2(0) = y_5(0) = y_6(0) = 0; \\
 y_2(0) &= y_4(0) = 1; & y_3(0) &= \frac{P(0)}{\rho(0) c^2},
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

где точка означает дифференцирование по  $x$ . Выражения (8), (9) содержат  $v(0)$ ,  $\lambda(0)$ ,  $\phi(0)$  и поэтому нет необходимости многократного интегрирования (8). При заданном уравнении состояния сверхплотного вещества  $\rho = \rho(P)$  решения образуют двухпараметрическое семейство, определяемое  $\zeta$  и  $P(0)$ .

3. Интегрируя (8) внутри небесного тела и сшивая найденные численные решения с аналитическими решениями этих уравнений в вакууме [10], можно определить массу, радиус, полное число барионов и другие параметры конфигурации. Нами было проведено интегрирование уравнений (8) для 4-х вариантов уравнения состояния из табл.1.

Таблица 1

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИЗ [8,9]

Вариант	Таблица	Литература
1	2	[8]
2	7	[8]
3	2	[9]
4	7	[9]

Полученные результаты подтверждают вывод о существовании конфигураций с  $M/M_\odot \rightarrow \infty$  при условии (2). На рис.1 приведена зависимость  $P_0(\zeta)$  от параметра  $\zeta$ . Рядом с кривыми указаны варианты уравнения состояния согласно табл.1. Кривые зависимости радиуса и массы конфигурации от центрального давления аналогичны приведенным в [4,5] и поэтому мы их здесь не приводим.

С возрастанием центрального давления  $P(0)$  происходит ослабление гравитационного поля конфигурации ввиду ослабления скалярного поля  $\phi$ , что способствует поддержанию гидростатического равновесия для масс

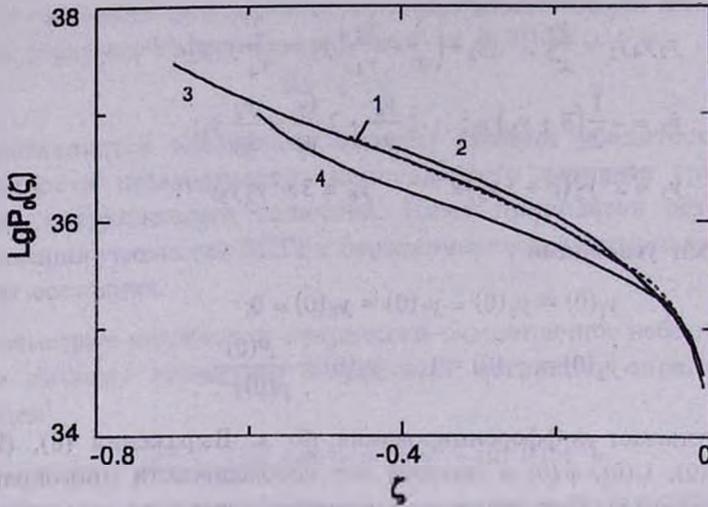


Рис.1. Зависимость центрального давления  $P_0(\zeta)$  статических сверхплотных и сверхмассивных конфигураций от  $\zeta$ . Цифрами указаны варианты уравнения состояния из табл.1.

больших, чем это имеет место для решений с постоянным  $\phi$ . При  $P(0) \rightarrow P_0(\zeta)$  уменьшение гравитационного поля становится настолько эффективным, что давление в центре конфигурации достигает насыщения и почти перестает расти при дальнейшем увеличении массы конфигурации  $M/M_\odot \rightarrow \infty$ .

Таким образом, решения уравнений БСТТ с переменным скалярным полем допускают существование статических сверхплотных и сверхмассивных ( $M \gg M_\odot$ ) конфигураций. Этот вывод подтвержден численными расчетами для семи вариантов уравнения состояния, рассмотренных в [4,5] и данной работе. Конфигурации с  $M \gg M_\odot$  можно использовать для построения сверхплотных (в обычном смысле) и сверхмассивных дозвездных тел, фигурирующих в космогонической концепции Амбарцумяна [11-13]. Кривые на рис.1 представляют зависимость центрального давления подобных конфигураций от параметра теории  $\zeta$ .

С благодарностью отмечаем, что в расчетах использован PC Pentium, подаренный Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства науки и образования Республики Армения.

<sup>1</sup>Институт прикладных проблем физики, Армения

<sup>2</sup>Ереванский государственный университет, Армения

NEUTRON STARS IN BIMETRIC SCALAR - TENSOR  
THEORY OF GRAVITATION. II  
SOLUTIONS WITH VARIABLE SCALAR FIELDL.SH.GRIGORIAN<sup>1,2</sup>, P.F.KAZARIAN<sup>2</sup>, H.F.KHACHATRIAN<sup>1,2</sup>

The solutions of the field equations of Bimetric Scalar - Tensor Theory of gravitation with variable scalar field are investigated for configurations consisting of superdense matter with different versions of the equation of state. There are found solutions corresponding to static, superdense and supermassive configurations for all used versions of the equation of state.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян, *Астрофизика*, **40**, 391, 1997.
2. Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян, *Астрофизика* (в печати).
3. К.Уилл, *Теория и эксперимент в гравитационной физике*, Энергоатомиздат, М., 1985.
4. L.Sh.Grigorian, A.A.Saharian, *Astrophys. Space Sci.*, **167**, 271, 1990.
5. М.Р.Авакян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, *Астрофизика*, **35**, 121, 1991.
6. Г.С.Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
7. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, *Astrophys. Space Sci.*, **95**, 305, 1983.
8. W.D.Arnett, R.L.Bowers, *Astrophys. J.*, **33**, 415, 1977.
9. G.Bao, E.Østgaard, B.Dybvik, *Int. J. Mod. Phys.*, **D3**, 813, 1994.
10. Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, *Астрофизика*, **31**, 359, 1989.
11. V.A.Ambartsumian, *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 944, 1958.
12. В.А.Амбарцумян, *Изв. АН Арм. ССР, сер. физ.-мат. наук*, **11**, 9, 1958.
13. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, *Astrophys. Space Sci.*, **84**, 331, 1982.

УДК: 524.7+524.3

REVIEWS

## SURVEYS OF ACTIVE STAR-FORMING GALAXIES

G.COMTE

A review of the observational results regarding the surveys of active galaxies is given, with special emphasis on starburst objects. Selection methods are analyzed with their biases, as well as statistical problems of the samples. Results of major spectroscopic follow-up surveys, as regards luminosity function and physical classification of active objects are outlined. Constraints and hopes for future observational strategies are discussed.

1. *Introduction.* "Activity" in galaxies is a concept covering two major kinds of phenomena supposed to deviate from "normality" : namely the non-thermal radiation mechanisms that operate in Seyfert nuclei, and the enhanced star formation observed in a variety of objects of all morphological classes, and in various sites inside these objects. Active galaxies have attracted much attention since long because they are considered as invaluable natural laboratories to study many physical problems, from accretion disks to star formation, abundances, evolution of massive stellar populations, etc... Another important range of studies is the statistical content of the Universe in active objects, with related problems of luminosity function, large-scale structure, etc. Most galaxy formation theories suggest that every galaxy has been submitted, at least at an early epoch, to an "active" phase. Hence, the study of low-redshift active objects is also supposed to provide clues for understanding early phases of galactic evolution.

To derive far-reaching astrophysical knowledge one requires large samples of objects. Building such samples is the aim of surveys dedicated to find active galaxies in numbers. The present review will focus on i) methods used to search for active objects, ii) selection effects of the two major kinds of surveys, iii) statistical properties of the published samples, iv) the nature of the objects selected, and v) will briefly outline what should be an "ideal" survey in the future. Some important matters will be voluntarily left aside, especially the far-infrared properties and the large-scale volumic distribution of active galaxies in the nearby Universe. The reader will refer to excellent papers dedicated to these subjects, (e.g. [1-5], etc.). Finally, we shall insist on the star-forming galaxy content of the surveys, because it represents, by far, the largest fraction of the selected population.

## 2. Selection methods.

2.1. *Activity and Observables.* Both kinds of "activity" produce ultraviolet excess and an emission line spectrum. In Seyfert nuclei, whatever the explanation of the Seyfert phenomenon be, a central accretion disk around a supermassive body, as quite widely accepted, or recurrent supernovae events in shocked regions of high stellar formation rate (see e.g. [6]), synchrotron radiation is produced, whose flat spectrum produces a significant uv-excess in the continuum of the object. Meanwhile, a rich emission line spectrum is produced in the interstellar gas through non-thermal ionization mechanisms. In objects experiencing active stellar formation the fraction of massive newborn stars that are able to ionize the interstellar medium (provided they are still existing at the epoch of observation!) give a characteristic "HII region - like" narrow emission line spectrum ("HII galaxies", [7]) while the whole high- and intermediate-mass fraction of the main sequence population born in the star formation episode (O,B,A,F stars) produces significant blue and ultraviolet continuum in excess of the reddish background of evolved giant star population. If dust is present in sufficient amount, this uv-excess could become unobservable because of large extinction, in that case, the dust heated by the uv flux will strongly re-radiate in far infrared (especially in IRAS 60  $\mu\text{m}$  band), and an "IR excess" will be observable. Therefore, if one searches for uv-excess, line emission and far infrared excess due to warm (60-80 K) dust, one will find *all* galaxies with a *known* type of activity. Additional information and thorough discussions on the problem of the detection of active objects will be found in previous reviews on the subject : [8-10]

2.2. *How to select active galaxies from ground-based observatories.* Surveys aimed at discovering active galaxies that are conducted from ground-based optical observatories (hence limited to the visible part of the spectrum use two basic principles), following what has been said on the observables: "color selection" and "emission line selection".

2.2.1. *Color selection:* Color selection proceeds by searching for "blue" objects, or "ultraviolet excess" objects. Two observational methods exist, that give consistent results:

- work with dispersed images, that is, use field slitless spectrographic devices of very low resolution (objective prisms, grisms..). A "normal" galaxy, whose visible spectrum is dominated by the evolved giant population, will show a short and low-contrast UV-blue part of the spectrum, while an active uv-excess object shows a longer and brighter UV-blue spectral fraction. This method is illustrated by the First Byurakan Survey (FBS) [11] that used a thin prism on the 1 m Byurakan Schmidt and Kodak IIaF plates, whose sensitivity has a pronounced gap in the green-yellow part of the spectrum: this allows to compare the brightness of the red and uv-blue spectral fractions. This

technique has also been used in the Second Byurakan Survey (SBS) [12]. The Case Survey [13] uses IIIaJ emulsion and the discriminant parameter is simply the length of the uv part of the spectrum.

- work with 2-color or 3-color direct images. This method dates back from the early work of Haro [14] who discovered a sample of bright active objects at Tonantzintla. An emulsion like IIIaF, whose sensitivity allows to take  $U$  and  $R$  images on the same plate, or IIaE, that allows consecutive exposures in  $U$ ,  $G$  and  $R$ , is used. The exposure times are balanced so as to detect "uv-excess", defined as a brightness enhancement of the  $U$  image with respect to the other spectral bands, when A-F star images have the same brightness in all bands. The largest survey conducted with this technique is the Kiso Observatory Survey [15,16] which re-uses the plate material of a search for ultraviolet-excess stellar objects ("KUV" survey :[17]). The recent Montreal Blue Galaxy survey [18-19] also re-uses plate material taken for a different purpose, in  $U$  and  $B$  colors on the same plates. In spite of the reduced spectral base of comparison between the two passbands, the Montreal survey finds out an average 0.1 galaxy per square degree, a projected density consistent with that of the FBS, at a similar completeness apparent magnitude. Numerical processing of single exposure plates in different colors also allow this kind of research, provided that a careful photometric calibration is performed.

2.2.2. *Emission line selection.* The search is conducted on low-resolution field slitless spectroscopic material, following the technique pioneered by Smith [20]. Up to now, the most widely used combination has been a large aperture (80 cm to 1 m) Schmidt telescope equipped with a full aperture objective prism of small angle (1.5 to 4 degrees). Good seeing and excellent guiding are critical to avoid trailing of the spectra and loss in detectivity. The basic problem, with photographic plates, is that of the sky background, that imposes the use of filters to limit the spectral range "seen" by the emulsion, or the use of an emulsion sensitive only in the blue range. When the dispersion is "high" (with 4 degrees prisms in the blue), crowding by the field stars may also become a problem at low or moderate galactic latitudes.

As a quite "standard" way of selection one uses IIIaJ emulsion, that enables to detect at once [OII]3727,  $H\beta$  and [OIII]4959, 5007 lines, and to cover a large redshift range. Many surveys have used this combination: Tololo I [20,21], Case [13], University of Michigan (UM) [22], Wasilewski's survey [23], Calan-Tololo [24,25], Hamburg [26], and the SBS. Other surveys spanning limited areas on the sky have also used this spectral range : [27](POX objects), [28], Marseille survey [29,30]. The choice of the dispersion is important because weak emission lines (that is, with small equivalent widths) show out more easily on a diluted continuum provided they remain narrower

than the instrumental function. This is the case in all non-Seyfert galaxies observed at moderate spectral resolution. Therefore, a reasonably high dispersion is sensitive to weak-lined objects [23].

Another spectral range, although of major interest, has been little explored. The  $H\alpha$  line is susceptible to be the brightest in the visible for many low-excitation objects that should have only weak or absent [OIII] and is less sensitive to extinction than  $H\beta$ . Therefore, the use of a red-sensitive emulsion with a 4 to 6 degree prism (because of refractive index dispersion, to get a sufficient resolution in the red a quite "large" angle is necessary) should lead to the discovery of many interesting objects that could escape the "blue" spectral surveys. Pioneering experiments have been described in [31-33], on clusters of galaxies. A wide sky area survey is being conducted at Madrid (UCM) [34,35] and a number of fields in the SBS have also been observed in  $H\alpha$ . However, there are two major caveats that have prevented the developments of such surveys : the heavy sky background (OH lines, continuum brighter than in the blue), and the quite limited range of redshift that photographic plates allow to explore with good efficiency.

Schmidt telescopes of course are not the only instruments that may be used: large telescopes prime-focus correctors equipped with GRISMs or GRENS, or imaging focal reducers equipped with prisms or GRISMs are useful to search for emission line objects. Their major drawback is of course their reduced field of view, which renders them poorly competitive with 5 - 6 degree field Schmidt telescopes when the survey work is aimed at a census of the nearby Universe active galaxy population. However, these powerful combinations will be unrivaled for the search of faint ( $m > 19$ ) and distant population or the study of evolutionary processes at various redshifts.

2.2.3. *Combined surveys.* A few projects have used both selection criteria in order to improve the detection of objects in all possible stages of evolution (see below Section 3). The Case and SBS surveys operating on large sky areas, and the Marseille survey on a small sky area have shown that the efficiency of detection is indeed much larger when uv-excess and line emission is searched for across the same fields.

2.2.4. *Other methods.* To be historically complete, one should recall a few words about the selection of active galaxy candidates by morphological appearance only. These selection criteria have for instance been largely used by Zwicky [36] to produce his famous lists of blue compact galaxies, as well as by Fairall [37,38] or Arakelian (unpubl.) who selected a number of interesting objects from their "anomalous" surface brightness. The obvious appearance of interactions and/or "peculiarities" have also led to various catalogs: [39-41] in which spectroscopic follow-up have revealed the presence of high proportions of active objects.

*Table 1*

MAJOR EXISTING SURVEYS OF ACTIVE GALAXIES (MORE THAN 200  
SQUARE DEGREES OF SKY)

	Telescope	Emulsion	Prism (deg.)	Dispersion (Å/mm)	Colors	Area (s.d)	Ref
<i>Selection by emission lines only (objective-prism):</i>							
Tololo	CTIO Curtis Schmidt (61/91 cm)	IIIaJ	1.8	1740(Hβ)	-	1240	[20,21] [70]
Calan-Tololo (CIS)	CTIO Curtis Schmidt (61/91 cm)	IIIaJ	1.8	1740(Hβ)	-	4000	[24,25]
UM	CTIO Curtis Schmidt (61/91 cm)	IIIaJ	1.8	1740(Hβ)	-	2000	[22]
Wasilewski	KPNOBurrell Schmidt (61/91 cm)	IIIaJ	4	400(Hβ)	-	825	[23]
Hamburg	Calar Alto Schmidt (80/120cm)	IIIaJ	1.7	1390(Hγ)	-	1250	[26]
Wamstecker et al.	ESO Schmidt (100/160 cm)	IIIaF	4	1500(Hα)	-	400	[32]
Madrid (UCM)	Calar Alto Schmidt (80/120cm)	IIIaF	4	1950(Hα)	-	470 (pub.)	[34,35], [44]
<i>Selection by multicolor images only:</i>							
Kiso	Kiso Schmidt (105/150cm)	IIaE	-	-	U, G, R	5100	[15,16], [81]
Montreal	CTIO Curtis Schmidt (61/91cm)	IIIaJ	-	-	U and B	7500	[18,19]
<i>Selection by color only, objective prism technique:</i>							
1 <sup>st</sup> . Byurakan	Byurakan Schmidt (100/103cm)	IIaF	1.5	1800(Hγ)	-	17000	[11,49]
<i>Selection by color and emission lines:</i>							
Case	KPNOBurrell Schmidt (61/91cm)	IIIaJ	1.8	1360(Hγ)	-	10600	[10,13]
2nd Byurakan	Byurakan Schmidt (100/130cm)	IIIaJ IIIaF	1.5, 3 and 4	1800(Hγ) 900(Hγ) 480(Hγ) 1100(Hα)	-	1040	[12]
Marseille	ESO Schmidt (100/160cm)	IIIaJ IIIaF	4 -	450(Hγ)	- U and R	250	[29,62, 30]

*References: the initial paper in which the survey is described is quoted, as well as subsequent compilations or reference papers collecting large catalogs on many produced in the survey. Note that for surveys, the published material is spread in a series of papers, sometimes published across a period of ten years or more.*

*Remark: The large Anglo - Australian Schmidt has been used for several QSO surveys, but little has been published about its use for active galaxy search: Kunth et al. [27], Kunth & Sargent [28], Hazard [9]*

Finally, dedicated surveys of active galaxies are not the only source of interesting candidates: very often, surveys using either color or emission line selection criteria have been initially launched to produce QSO samples, or peculiar star catalogs (blue stars of various types, carbon stars, etc...). Finding active galaxies in such surveys could remain as a simple occasional by-product, but sometimes the plate material is re-visited on an explicit new search for galaxies. The Kiso survey [17,71] the Hamburg QSO survey [42], or the Montreal-Cambridge-Tololo survey [43] have led to very productive spin-off projects in this sense [26,18,19]. Table 1 lists the major existing active galaxy surveys, with the various instrumental setups used.

### 2.3. *Identification of the candidates.*

2.3.1. *Eye selection.* Most existing surveys are based on eye selection of the targets. The reasons for this are straightforward: the combination of a low-power microscope with a trained human eye and such an extremely powerful correlating machine as the human brain that is behind is very efficient for the processing of photographic images on which a "signature" is searched for. Besides the advantages of low-cost, absence of failures, quickness and ability to learn and improve performance through learning process, the human "processor" unfortunately makes systematic errors of poorly known nature that are not readily quantifiable and are dependent on each individual.

2.3.2. *Automatic selection.* A fully automated selection of candidate active objects is feasible to-day, owing to the considerable progress of image processing algorithms. But these techniques, merely foreseen by Hazard [9] ten years ago, are of recent appearance and their realizations are still in an early phase, essentially because of the really huge amount of data to be processed. A 30x30 cm Schmidt plate fully digitized with a 10x10 microns aperture produces 900 000 000 pixels, of which more than 95 % are blank sky conveying no information. The key to future success will certainly reside in the design of expert systems (based on neuronal networks) that can be "trained" to the recognition of characteristic structures in the images, with complete knowledge of selection biases and noise. A first attempt to an automatic selection of emission line galaxies on Schmidt objective prism plates has been successfully conducted at Madrid on the UCM survey material [44]. The  $(H\alpha + [NII])$  emission "bump" on 1950 Å/mm spectra is identified as a brightness residual in excess of the neighbouring continuum that is fitted with elaborate procedures. This method proves reliable, sensitive, objective and efficient.

Future digital CCD surveys will certainly use automatic selection of objects. Not only the tedious job of digitizing the plates will be suppressed but the linearity properties of the detectors will be extremely useful for the application of dedicated numerical detection methods.

#### 2.4. *Problems of follow-up observations.*

2.4.1. *Single-object versus multi-object spectroscopy.* The problems raised by the "follow-up" observations of active galaxy candidates produced by the surveys are not trivial. To give an idea, to get the spectrum of an object of apparent blue magnitude 17 with a 2m telescope and up-to-date instrumentation requires some 10-15 minutes for a signal-to-noise of 5 just sufficient to yield a good accuracy redshift, and 30 minutes for "physical identification" (a spectrophotometry of sufficient accuracy to define the place of the object in an emission line diagnostic diagram, see *Section 4*). But accurate determination of oxygen abundance or derivation of a good constraint on the Wolf-Rayet star content of the starburst population will require 1 to 2 hours of observing time. Unless a telescope is dedicated to such a "key program" for a large amount of nights, the follow-up of large ( $n > 200$ ) samples by means of individual object spectroscopy is quite desperate, or will be conducted in non-homogeneous ways and last several years.

Multi-object-spectroscopy (MOS) appears as an attractive alternative. However, classical MOS on 3-4 m class telescopes, operating across a 50 arc minutes to 1 degree field, has very low efficiency when applied on a population of low redshift objects whose average projected surface density does not exceed 1 to 2 galaxies per square degree. MOS is much better adapted to intermediate redshift studies of faint objects, of apparent magnitudes 19 to 21, but you have first to discover that population! A recent development of MOS systems is much better suited to the follow-up of existing large sky area surveys : it is the FLAIR-type fiber-based spectrographs on use on large aperture Schmidt telescopes [45-47].

2.4.2. *Complete processing of the survey material.* In order to save as much follow-up observing efforts as possible, another way is to retrieve directly, by means of elaborate image processing of the digitized survey material itself, a maximum astrophysical information output. This is possible since a few years thanks to the advent of highly metrologic microdensitometers and to the progress and cost decrease of high capacity computers. It should be underlined that, because of the already described huge amount of data to be processed, the step of the selection of candidates is crucial for the efficiency of the reduction scheme. Redshift is the information that is the easiest to retrieve on objective-prism plates, provided that the spectral resolution is sufficient. Wasilewski [23] and Moss et al. [33] have demonstrated the feasibility of using the non-linearity in wavelength of the reciprocal dispersion of a prism for this purpose, while Surace & Comte [29] have described a thorough processing of digitized Schmidt plates achieving an accuracy of 160 km/s up to  $z = 0.08$  in the measurement of the recession velocity on spectra taken with a 4 degrees prism. Similar methods may be

designed for the use of Grisms in focal reducers, in which the zero-order diffraction image, when present, can also be taken as reference.

Spectrophotometry is considerably more difficult on photographic plate material because of the well-known emulsion calibration problems. Surace & Comte [29,48,30] have shown that it is possible, using composite spectra of field stars as in situ spectrophotometric standards, to derive diagnostic line intensity ratios and equivalent widths as well as continuum slope evaluation. This information is of course sufficient to provide a rough quantitative physical classification of the objects and to study various correlations (especially with the far-infrared data) avoiding complete follow-up of a sample and helping to select the most interesting targets for future deep studies.

Integral observables as magnitudes and colors are of course natural products of 2-colors or 3-colors imaging surveys searching for ultraviolet excess objects. Surprisingly, there has been very few quantitative work made in this way [29]

There is no doubt that the advent of large field CCD surveys will completely change this situation and it is now expected that the complete processing of the survey material producing quantitative astrophysical information will be the rule in the future.

2.4.3. *Existing follow-up data on major surveys.* The literature contains a wealth of papers devoted to all kinds of follow-up studies on objects discovered in active galaxy surveys. It is obviously impossible to give exhaustive references within the format of this paper. We shall briefly quote a few sources pertaining to the major surveys, leaving aside most of the information relative to small subsamples. The First Byurakan Survey, producing Markarian galaxies, up to now the survey offering the largest sky coverage, has generated an immense number of published material. A compilation of sources is given by Mazzarella & Balzano [49] but a similar work should be undertaken today to update this very useful article. On the contrary, the Second Byurakan Survey has few published large-scale follow-up, except for redshifts.[5,50]. UM and Case samples have been investigated in detail (imagery, photometry, spectroscopy):[51-53]. Wasilewski's survey [23] content, although containing a limited number of objects (and probably for this very reason) has been well studied [2]. Results on Kiso ultraviolet excess galaxies have been reported in [54-56]. The Madrid-UCM survey is the subject of intense work by its promoting team [57-60]. The large spectroscopic work published by Terlevich et al. [61] contains an almost complete follow-up of Tololo and UM galaxies.

3. *Selection biases.* This section could well bear as an alternate title: "How does a given survey scans the activity range of the active galaxian population ?".

3.1. *Facts.* Let us first recall some observational facts that appear when

one tries to compare the nature of the objects discovered in various surveys.

3.1.1. *Cross-identification of selected objects.* Two different surveys using different selection criteria (uv-excess and line emission) do not select the same active galaxies. This was first evidenced by Wasilewski [23] who showed that the objects selected by a moderate dispersion objective-prism survey (sensitive to low equivalent width emission lines, regardless of color) were, in their majority, "weakly blue" galaxies with insufficient ultraviolet excess preventing them to be detected in the FBS, at comparable limiting

Table 2

DISTRIBUTION OF OBSERVED LUMINOSITIES IN ACTIVE GALAXY SAMPLES (ON TEST SUBSAMPLES)

Survey	N total in subsample	Sky area (sq.deg)	Median $M_c$	Fraction w. $M_c > -17$	Fraction w. $M_c > -16$	Reference and selection method
Tololo I	68	700	-18.35	20%	12%	[70] (line sel., low disp.)
Wasilewski	124	825	-18.90	17%	4%	[23,2] (line sel., high disp.)
UM	143	325	-18.13	31%	15%	[51] (line sel., low disp.)
Hamburg	196	1248	-18.85(*)	19%	10%	[26] (line sel., low disp.)
Case	166	260	-18.75	31%	15%	[53](line & color sel., low disp.)
1st. Byura. kan	1228	15000	-19.85	7.5%	4%	[49] (color sel., low disp.)
Kiso (*)	138	422	-19.30	13%	6%	[56](color sel., direct imag.)
Montreal	143.	2950	-19.08	13%	5%	[19](color sel., direct imag.)

Notes to Table 2 : (\*) : the subsample of the Kiso Survey mainly contains apparently "compact" and "irregular" galaxies. (#) : the magnitudes used for the Hamburg galaxies are prism-objective magnitudes that may be affected by systematic errors on low surface brightness and/or extended objects.

continuum magnitudes. Comte et al. [56] have shown, in three Kiso survey fields (uv-excess selection) encompassed by the UM survey (emission-line selection, blue-green range) containing 129 Kiso galaxies and 42 UM galaxies, that only 17 objects had been discovered independently by the two surveys. Follow-up studies published in the last years on several samples have helped to understand some biases inducing differences of sampling of the active galaxy population by the two major selection modes. They demonstrate that

the selected populations have different statistical properties pertaining to basic observables: absolute magnitudes, colors and equivalent width of emission lines.

3.1.2. *Distribution of absolute magnitudes.* When comparing distribution of absolute magnitudes of subsamples extracted from various surveys, obvious differences are seen. Table 2 summarizes the results derived from several follow-up studies. Color selected samples (FBS, Kiso survey, Montreal survey) show absolute magnitude distributions more sharply peaked, with higher median luminosity, than emission line selected samples. The latter samples also contain significantly more low luminosity objects (dwarf emission line galaxies), that is, the asymmetry of the distribution is more marked. Comparing for instance the FBS and Wasilewski's survey (at close completeness limits) on one hand and Kiso and UM surveys (at identical completeness limits) on the other hand there appears a systematic difference of 1 mag on the median  $M_r$ , and more than a factor of 2 in the population of dwarf objects.

3.1.3. *Colors.* Not surprisingly, the distribution of colors observed in samples of active objects are quite different if the selection mode is different. Emission line selected samples span a broader range of colors, part of the population not showing significant uv-excess, (because of internal reddening or domination of evolved population in weak starburst objects). More unexpectedly, Salzer et al. [51] showed that the emission line selected UM galaxies contain a fraction of very blue objects that do not appear in the color distribution of Markarian galaxies. These objects very likely are dwarf metal-poor extreme starbursters that are fainter than the limiting magnitude of the FBS, and for the detection of which the instrumental setup (dispersion/emulsion) of the UM survey proves extremely efficient.

3.1.4. *Equivalent widths of emission lines.* Spectrophotometric follow-up of important subsamples from a variety of surveys (see also Section 4) have allowed to quantify the selection biases that affect the detection of objects regarding their emission line activity. Comte et al. [56] demonstrated that the distribution of equivalent widths of  $H\beta$  and [OIII]5007 emission lines was very different between Kiso uv-excess galaxies and UM objects (excluding Seyfert 1 nuclei). The Kiso sample contains some 20% of systems without detectable [OIII] because of faint excitation, and almost no system with  $EW([OIII]) > 400 \text{ \AA}$ , while low-excitation galaxies make only a few percent of the UM population, which, on the contrary, contains 10 % of objects with  $EW([OIII]) > 400 \text{ \AA}$ . The median values of the EWs are, respectively, of 15A (Kiso) and 99 A (UM) for [OIII]5007 and 10 A (Kiso) and 24 A (UM) for  $H\beta$ . The UM survey selection mode (low dispersion, 1740 A/nm at  $H\beta$  on IIIaJ plates) clearly favors the detection of high-excitation systems, even at

an apparent magnitude so faint that the continuum is almost invisible on the plates, while the Kiso survey (direct imaging) has a classical continuum integrated apparent magnitude limitation. The influence of dispersion is also quite obvious. Surace [62] has shown that the Marseille survey, conducted, in spectroscopic mode, at 450 Å/mm at H $\gamma$  produces a distribution of EW([OIII]) with a median value of 72 Å, significantly smaller than the UM median EW([OIII]) of 99 Å.

### 3.2. *Disentangling starburst age, IMF, strength and metallicity?*

Several factors intrinsic to a starburst galaxy influence its detection in a survey: the "strength" of the burst, which may be defined as the rate of massive star formation with respect to the existing evolved population, the age of the burst, the shape and upper mass cutoff of its initial mass function (IMF) and the heavy element content of the interstellar gas. All these parameters will act basically on the emission spectra, and especially on the [OIII]/[OII]/H $\beta$  line intensity ratios while they will have only a moderate influence on the uv-excess of the object, except for the first one. The H $\beta$  emission EW may be taken as a good indicator of massive star formation because it is directly linked to the amount of Lyman continuum photons radiated into the interstellar gas, provided that a correct assessment of the extinction is made. The metal abundance could be, in principle, determined independently with a reasonable accuracy on high signal-to-noise ratio spectra. The questions of the IMF and burst age are almost impossible to disentangle without detailed evolutionary model fitting that require additional observations like JHK photometry. The presence of Wolf-Rayet stars, detectable from the 4486 Å HeII broad bump can help to set an age constraint.

A given survey discovers objects of all kinds, but the selection mode clearly biases in favor or against some regions of the (burst strength- age-IMF-metallicity) parameter space. The emission line selection mode at low resolution on IIIaJ for instance, as used in UM and Tololo surveys, will favor the large strength, low metallicity, very young bursts with very high mass cutoff in their IMF, while in the FBS, there exist a small but significant fraction of galaxies without emission lines that could be the remains of aged bursts in which the massive ionizing stars are dead. Surveys using spectroscopic selection in H $\alpha$  line will contain much more "low-excitation objects" [32,57] that can occupy several widely different niches in this parameter space, including high metallicity, low strength, low upper mass cutoff bursts. Only a thorough complete spectroscopic follow-up could give a quantitative picture of the active galaxy population distribution in this parameter space.

### 3.3. *Hunting dwarf starburst galaxies and zero-redshift primeval objects!*

Dwarf starburst objects are especially interesting as potential clues to a variety of problems. Their small linear dimensions are supposed

to simplify their evolutionary picture, in particular as regards chemical evolution. They have long been considered as useful landmarks to derive primeval helium abundance. They are excellent natural laboratories to study star formation triggering at the galactic scale, as well as subsequent spectral evolution of the newborn population. Long ago recognized as metal deficient with respect to solar abundance "normal" galaxies, this (relative) paucity in heavy elements makes them dust-poor, and hence objects of moderate to very low internal extinction and reddening. Their richness in neutral hydrogen allows to study the fate of gas in starbursts and to derive consistent models of gas to star interplay in active star forming objects. Dwarf starburst galaxies are expected to be present in numbers in the nearby Universe, because there is no evidence that their differential luminosity function (with respect to normal galaxies) should exhibit a decreasing fraction of active objects with decreasing luminosity (see following section). But dwarf objects, regardless of their state of activity, are difficult to detect simply because they have faint luminosity. In any flux limited sample, dwarf objects are likely to be less represented than moderate or high luminosity ones: this is simply the observable translation of the famous Malmqvist bias. Indeed, surveys aimed at finding active objects should have better efficiencies in finding dwarf galaxies than ordinary direct imaging surveys because selection criteria (uv-excess or emission lines) are more effective. But the fraction of dwarf objects found in active galaxy surveys remains small. Therefore, which way is the best one to find dwarf starburst systems? Considering metal-poor objects, at an average  $[O/H] = 0.1$  solar, if the starburst is very recent, the excitation is high, the extinction is small and most of the ionized interstellar gas cooling is done by the forbidden oxygen lines (in the far-infrared, but also in the visible) that have large equivalent widths. The best selection method in the visible is by means of objective-prism spectroscopy in a range containing  $[OIII]4959, 5007$  lines. This optimal method shows out when looking at Table 2, where the median luminosity of samples from various surveys is given. The shape of the histogram of  $M_b$  of galaxies in the UM survey [51] is also quite significant in this respect when compared to those of galaxies in the FBS [49] or the Kiso survey [56]. Considering very metal-poor objects at  $[O/H] = 0.03$  solar or lower, the dominant gas coolants in the ionized medium become H and He, through permitted recombination lines, while oxygen lines are weak. There is almost no extinction and the continuum is very blue. This kind of objects is susceptible to be completely photometrically dominated by a hot main-sequence because the very quick chemical enrichment expected from a first generation of stars would raise the metallicity higher in an old stars-rich system subject to a second-generation burst [63]. Therefore, three selection methods might be effective for the discovery of very metal poor starburst objects: uv-excess

search, objective-prism spectroscopy at  $H\alpha$  or a mid-uv imaging survey from a balloon-borne or an orbiting instrument. Note that the SBS, associating  $H\alpha$  search with UV excess search has been quite effective in the discovery of dwarf metal deficient starburst galaxies [64,65], while a small area deep CCD trial [66] on  $H\alpha$  has been unsuccessful for this purpose. The spectroscopic follow-up of the large Madrid (UCM) sample of  $H\alpha$  selected galaxies does not contain, up to now (on the first 212 objects observed) any galaxy with metallicity lower than 1/40 solar, but, on the contrary, has discovered a significant population of low-excitation metal-rich galaxies that apparently escaped previous surveys [57].

The preceding considerations of course apply to the search for zero redshift "primeval" galaxies, if any exist. These objects are expected to be very rare, representing the possible "tail" of the epoch of galaxy formation, or, rather, accidental "secondary" galaxy formation from ultimate primeval material clouds at last submitted to astration because of interactive processes triggering coalescence into protogalaxies. The only known low redshift active galaxy for which strong presumptions exist that it could be a genuinely young object, because it is surrounded by an extremely low abundance gaseous cloud [67] remains I Zw 18, regularly re-discovered by surveys using either uv-excess selection (e.g. the Kiso survey, the SBS) and by surveys using emission line selection (the Hamburg survey)

#### 4. *Statistical problems.*

4.1. *Completeness of the samples.* Traditionally, color (uv-excess) selected samples have always been considered as apparent magnitude-limited samples for completeness evaluation. However, one would expect differences in behaviour between direct imaging surveys (like the Kiso survey or the Montreal Blue Galaxy survey) and objective prism selection of uv-excess candidates as done in the FBS. On dispersed images, surface brightness and seeing are extremely critical, and could lead to marked differences in limiting magnitude and completeness limit from field to field. These problems have not been addressed insofar.

Emission-line selected samples are subject to two basic dependences: the brightness of the dispersed continuum and the equivalent width of the brightest emission line that governs the contrast of this line against the continuum. Note that the non-linearity in wavelength of the prism dispersion severely complicates the analysis on samples selected in the blue-green spectral region on III aJ plates, when [OIII]5007 is the brightest line. Salzer et al. [52,53] have given a thorough analysis of this problem, showing that high excitation objects with very bright [OIII] may be detected at very faint continuum apparent magnitude. Completeness tests must therefore use a specially designed "pseudo line+continuum magnitude" system that cannot be easily at-

tached to standard photometric quantities. The problem is even more subtle because the detection limit has a dependence on the redshift, [OIII] lines entering into a very fast sensitivity decrease of the emulsion beyond  $z = 0.04$  [30].

4.2. *Results : the Luminosity Function of active galaxies.* One of the most interesting problem raised by the statistical study of the active galaxy population is the determination of its luminosity function (hereafter LF) and the comparison with that of normal galaxies. Early attempts to derive a LF of active objects at present epoch (i.e. low redshift) have been made on subsamples extracted from the FBS [68,69] and Tololo survey [70]. Wasilewski [23] also derived a LF for his sample of emission-line galaxies discovered at moderate dispersion. Further studies based on improved estimates of completeness corrections have been made on the FBS sample [71], on a small fraction of the SBS [72], on the UM sample [4], on a subsample of Kiso ultraviolet excess galaxies [56] and on a subsample extracted from the Case Survey [53]. Table 3 summarizes the results derived by these authors in terms of space densities of active objects.

Most LF determinations have been based on a "standard" technique, that is use of Schmidt's [73] estimator with a  $V/V_{\max}$  test for completeness. The adequacy of this technique to a nearby Universe in which the galaxy density exhibits important fluctuations due to the presence of large "filamentary" (in projection) or "bubble-like" (in 3 dimension space) structures may be questioned. It seems also that better estimates could be derived on the differential LF of the active galaxies with respect to control samples of field galaxies detected at an identical level of completeness. Surveys based on emission line selection of course raise problems because one is led to compare a sample for which a specific "pseudo line+continuum" magnitude system is the limiting factor with a field control sample that is usually an apparent magnitude limited one. This problem is particularly acute for low-luminosity objects in which the starburst may become the dominant source of light with very large emission line equivalent widths (see the discussion in [66]).

One of the most difficult problems is the correct estimate of the slope of the LF at faint absolute luminosities. Table 3 shows outstanding differences between various samples in the space densities of active objects for  $M_p > -16$ . It is difficult to accept these differences as physical, therefore suspicion may be exerted either on completeness corrections done by the authors, or on the methods themselves and their behaviour in presence of distribution inhomogeneities. A special attempt for searching low-luminosity emission line objects has been conducted by Boroson et al. [66] who used deep CCD imaging through a set of narrow-band filters to identify a small sample of 11 low-luminosity  $H\alpha$  emitters (confirmed by follow-up spectroscopy) across an

area of 0.7 square degree extent. These observations, although pertaining to a very small area of sky that could be, by chance, not representative of the average general population at low  $z$  (but still give, for higher luminosity objects seen at larger  $z$ , results consistent with other studies), seems to confirm the results derived on the UM and Case [4,53] samples: a moderate slope at low luminosity. Hence the LF for active objects would approximately parallel the general LF. Only a moderate increase of the proportion of active objects with decreasing luminosity is possible. These results are clearly conflicting with other studies:[23,69,71,56].

Let us finally mention the recent tentative building of the  $H\alpha$  emission line LF of the nearby Universe [74] from results of the spectroscopic follow-up of the Madrid-UCM survey.

Much work remains to improve our picture of the galaxy population evolution through a better knowledge of the LF of active objects by means of larger samples with well-understood selection biases and use of special LF

Table 3

SPACE DENSITIES OF ACTIVE GALAXIES FROM SEVERAL SURVEYS WITH PARTIAL FOLLOW-UP ( $H_0 = 75$  km/s/Mpc)

$m_b$  is the adopted apparent magnitude completeness limit of the subsample;  $N_{tot}$  is the total number of observed objects, while  $n_1$  and  $n_2$  are respectively the numbers of objects with  $M_b \leq -16.5$  and  $-16.5 \leq M_b \leq -14.5$ .

$\Phi_1$  and  $\Phi_2$  are the space densities in a 100 Mpc<sup>3</sup> volume respectively for  $M_b \leq -16.5$  and  $M_b \leq -14.5$

Survey	Sky area (sq. deg.)	$m_b$ compl. limit	$N_{tot}$	$\Phi_1$	$n_1$	$\Phi_2$	$n_2$	Source
Wasilewski	825	15.7	51	0.5	51	-	-	[23]
UM	325	16.5 (*)	122	0.4	88	2.9	28	[4]
Tololo	700	16.5	68	0.3	68	-	-	[70,23]
Case	260	15.4	129	1.9	75	14.9	5	[53]
FBS	4000	15.2	220	0.5	212	1.5	6	[68]
FBS	6000	15.2	327	0.4	322	1.5	4	[69]
FBS	7000	15.2	206	0.4	203	1.9	12	[71]
SBS	48	16.5	83	0.6	74	5	7	[72]
Kiso(**)	422	16.5	98	0.4	90	3.5	8	[56]

Notes : \* continuum+line magnitude attached to B system

\*\* the Kiso subsample contains only compact and irregular objects.

derivation techniques avoiding inhomogeneity problems.

### 5. *The nature of selected objects*

5.1. *Seyfert galaxies and star-forming objects.* The population content of the active galaxy surveys is known from follow-up in photometry and spectroscopy. It has been widely recognized since long (the heroic epoch of the discovery of the Haro galaxies) that objects that are experiencing an active phase of star formation are so frequently met among the products of these surveys that they form the bulk of the "active" population. Although several surveys have been conducted in the past to improve the knowledge of active galactic nuclei (AGN) by extending the available samples (e.g. the FBS and Tololo surveys) it was quickly demonstrated that Seyfert nuclei galaxies were making only a few percent of the selected population (the point source QSOs being excluded). The most recent results of spectroscopic follow-up on the UM, Case, Hamburg and Tololo surveys [52,53,61,26], bearing on more than 500 active candidates, show that Seyfert 1 and 1.5 nuclei make 3 to 6% of the emission-line selected samples and 2 % of the UV excess selected samples while Seyfert 2 nuclei amount to 5 % of the emission-line selected samples and 3 to 4 % of the uv-excess selected ones. Augarde et al. and Comte et al. , in their follow-up of 140 Kiso UV-excess galaxies [55,56] found only 3 Seyfert nuclei, while the Markarian sample is known to contain about 10 % AGNs. The Kiso objects however were deliberately selected avoiding spiral galaxies, but AGNs are known to be preferentially hosted in the most luminous early-type spirals. A random follow-up [54] discovered a rough 7 % AGNs among Kiso UV excess galaxies. In a follow-up of the Kiso survey for ultraviolet-excess objects (KUVs, point sources, [75,17]), Wegner and collaborators (see [76]) found some 20 % of QSOs, AGNs and emission-line galaxies among the KUVs. Therefore, it seems that a significant fraction of the Seyfert population could be missed as extended objects in the Kiso survey and is catalogued as point-sources, possibly because of seeing problems. LINERS make less than 1 % of both kinds of samples, the selection processes biasing against their discovery.  $H\alpha$  emission line selection will probably select many weak or reddened Seyfert 2 [31] and help discover many LINERS, but will as well discover many additional weak starbursting objects, so that the above proportions will not change dramatically [12,34,35].

5.2. *Diagnostic diagrams.* When spectrophotometry of fundamental diagnostic emission lines is available, it is readily possible to show that the starburst phenomenon, producing an HII region-like integrated spectrum, occurs in most selected objects. Plotting the relative line intensity ratio  $[OIII]/H\beta$  versus  $[NII]/H\alpha$  in logarithmic scale, as suggested in [77] and [78] allows to separate the objects whose interstellar gas is thermally photoionized

by the Lyman continuum of OB stars from those ionized by a non-thermal radiation source (AGNs). These line ratios computed from spectral lines close to each other are almost independent of reddening. All the HII-like objects (called henceforth "HII galaxies" after [7]) occupy a quite narrow strip in this diagram. Fig.1 shows the diagnostic diagram constructed from the data in [61], basically on Tololo and UM samples (emission line selection at low dispersion in the blue, dots) on which the representative points of 100 Kiso objects selected by their UV excess ([56], empty circles) have been superimposed. Other authors, [53,19], have also published diagnostic diagrams based on these line ratios, respectively for subsamples of the Case and Montreal surveys. All diagrams are very similar, reflecting the same overall population content in the various surveys. However, there exist significant differences in the relative density of points along the "HII galaxy sequence": Tololo and UM galaxies, selected in exactly the same way, (emission lines in the blue-green range observed at low dispersion), have almost superimposable distributions, with an abrupt cutoff at  $\log([\text{NII}]/\text{H}\alpha) = -0.3$  to  $-0.6$  for  $\log([\text{OIII}]/\text{H}\beta) = -0.1$ , and an extent towards high excitation objects up to  $\log([\text{NII}]/\text{H}\alpha) = -1.8$  for  $\log([\text{OIII}]/\text{H}\beta) = 1.0$ . The Kiso galaxies occupy an area that is systematically displaced along the HII sequence towards lower excitation with respect to that occupied by the Tololo-UM objects, the limits for Kiso galaxies being  $\log([\text{NII}]/\text{H}\alpha) = -0.3$  to  $-0.6$  for  $\log([\text{OIII}]/\text{H}\beta) = -0.4$  and  $\log([\text{NII}]/\text{H}\alpha) = -1.2$  for  $\log([\text{OIII}]/\text{H}\beta) = 0.8$ , with only a few scattered objects of higher excitation. The Kiso galaxies are selected from their continuum uv-excess : this clearly discovers more "low activity" objects, that is, galaxies in which the star forming episode either begins to age or produces less high mass ionizing stars. Using classical HII region models [79], one finds that interstellar gas in the lowest excitation Tololo-UM galaxies are ionized by a population of maximum effective temperature of some 39000 K while the Kiso survey detects galaxies with stellar  $T_{\text{eff, max}}$  of 37500 K . For both kinds of selection  $45000 \leq T_{\text{eff, max}} \leq 50000\text{K}$  in the highest excitation galaxies (depending weakly on metallicity).

Fig.2 shows the usual excitation diagram, plotting  $\log([\text{OII}]/[\text{OIII}])$  versus  $\log([\text{OIII}]/\text{H}\beta)$ , for the same subsamples. The differences in the excitation range spanned by the objects discovered through the two kinds of selection processes is once again obvious, especially as regards the largely populated tail of high-excitation objects found in the Tololo and UM emission line surveys. The  $[\text{OII}]/[\text{OIII}]$  ratio is very sensitive to reddening. Tololo and UM points in Fig.2 have not been corrected for reddening, which, in the average, would have the effect to broaden the observed sequence along the horizontal axis, with a tendency to systematically displace the points towards the left of the diagram. From previous studies of high excitation objects, among which are

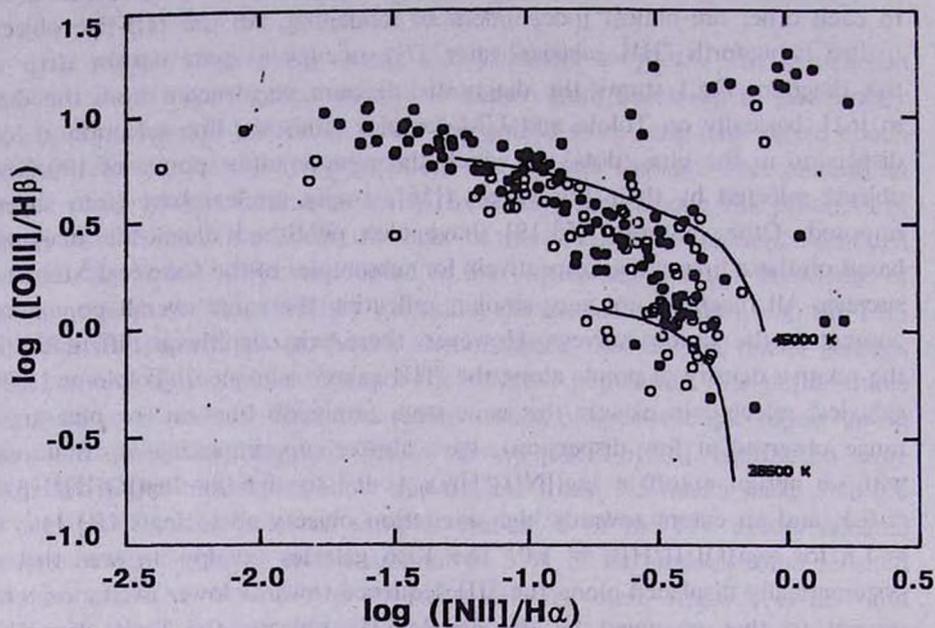


Fig.1 Diagnostic diagram. Dots - Tololo and UM samples, empty circles - Kiso objects.

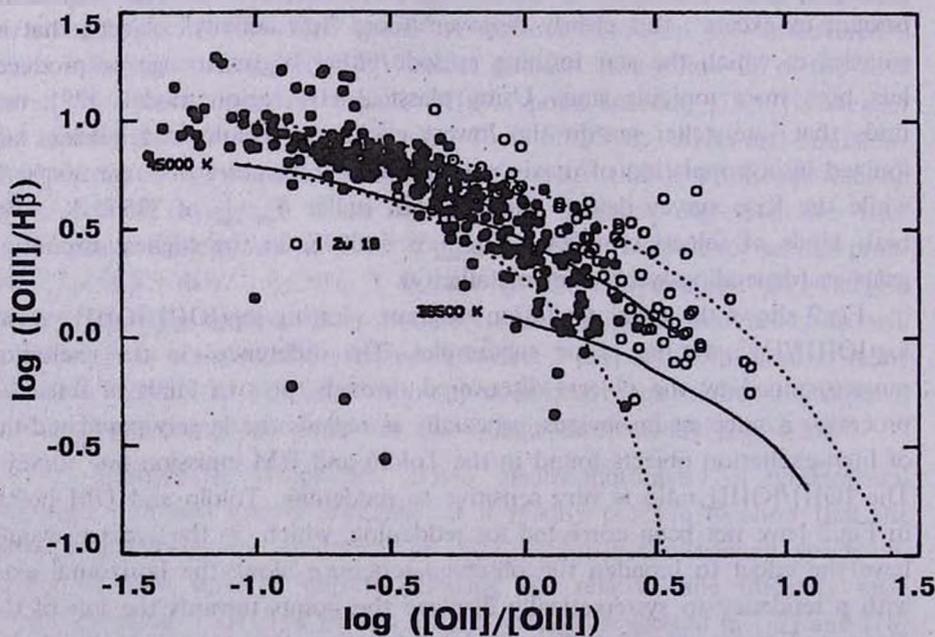


Fig.2 Excitation diagram for the same subsamples as in Fig.1.

a majority of low luminosity, low metallicity galaxies, it can be inferred that the extinction is very low in this fraction of the population, while it may be significant in low excitation ones that are also generally of higher metallicity. This effect is well illustrated by the location of the envelope occupied by the (dereddened) extragalactic HII regions studied by Evans & Dopita [79] (dotted lines on Fig.2).

*5.3 Attempts towards an HII galaxy classification.* Several attempts have been made to describe, by means of a physically based classification scheme, the content of the broad class of "HII galaxies" that form the overwhelming majority of the objects detected in the active galaxy searches. "Observational" classifications have been proposed by various authors: [11,21,12], etc..... In surveys based on color selection on direct imaging plates, the classical simplified Hubble sequence may be used, complemented by mentions of interacting systems, compactness, extreme color...(c.g. the Kiso survey catalog classification scheme:[15]). However, the fraction of unclassifiable objects, because of insufficient scale (typically 60 to 90 arc seconds per millimeter on large Schmidts) remains quite large if classification is made only by eye.

The "observational" schemes designed for objective-prism surveys are based on the visual aspect of the low resolution spectra of the candidates found on the objective-prism plates. In particular, the reader is referred to the very complete analysis given by Smith et al. [21] about the Tololo survey classification system. However, if from imaging and spectroscopic detailed follow-up one may conclude that these "observational" classification systems have relationships with the physical nature of the objects, their parameter space (diffuse or stellar-like continuum, weak to very strong intensity of emission lines, length of ultraviolet spectrum tail...) is too reduced to distinguish between a low surface brightness dwarf Magellanic subject to a localized starburst, a nuclear HII hotspot distant spiral, a distant blue compact dwarf, or an active elliptical. It is clear that only the combination of moderate resolution spectroscopy and sufficient scale imaging (at least in one color, but preferably in two) may assess a morphological/spectroscopic "type" to a candidate and therefore give it membership to a physical group of already known objects (or, exceptionally, sort it as a "monster" of outstanding interest!). It should be once more underlined that these data may well be obtained in the very course of the survey ([29,62]), and surely will be in the future, thanks to the advent of digital detector based surveys.

From detailed follow-up of large (100 to 1000) numbers of candidates from several surveys, other classification systems have been proposed. Salzer et al. [52,53], have suggested to divide the HII galaxies into the following subclasses, for which Table 4 gives typical values of  $M_r$ , diameter and equiva-

lent width of [OIII]5007 line, as well as their observed proportion in emission line and uv-excess selected surveys. The remarks appended to each definition are from the author of the present paper.

+ *Objects with only one "active center":*

• "starburst nucleus galaxies" : they practically correspond to the definition of starburst nuclei proposed by Balzano [80] from a study of FBS objects. They are characterized by a "stellar" nucleus, with normal thermal photoionization spectrum, in the center of an apparently normal spiral.

Table 4

THE ACTIVE GALAXY POPULATION TYPOLOGY  
(FROM SALZER ET AL. [52,53])

For each subclass, the right column gives the proportion of objects discovered in surveys using the two basic methods of selection : emission lines and ultraviolet excess.

Galaxy type	Average $M_r$	Average diameter (kpc)	Average EW of [OIII]5007A em. Line (in Å)	Proportion in surveys
AGN: Seyf.1	-20.5	25	?	6 % (em.l.) 2 % (uv exc.)
AGN: Seyf.2	-20	20	?	5 % (em.l.) 4 % (uv exc.)
AGN: LINERS	?	?	?	less than 1 %
HII galaxies:				
Starburst nucleus	-20	20	25	10% (em.l.) 20 % (uv exc.)
Dwarf Amorphous Starburst Nucleus	-18.5	9	20	10 % (em. l.) 25 % (uv exc.)
HII Hotspot	-18.3	9	100	50% (em.l)
Dwarf HII Hotspot	-16.5	4	150	25 % (uv exc.)
Blue Compact Dwarf	-14.5	1.5	300	8 % (em. l.) 4 % (uv exc.)
Giant (Clumpy) Irregulars				
Magellanic Irregulars	-20	18	75	1 to 2 %
Interactive Pairs	-17	8	300	4 % (em. l.) 2 % (uv exc)
Interactive Pairs	-18.5	12	50	10 % (em. l.) 2 % (uv exc.)

Remarks : depending on spectral resolution and s/n ratio of the spectroscopic observations, a few Seyfert 2 nuclei could be misclassified in this subclass.

- "dwarf amorphous nuclear starburst" : smaller than the preceding subclass (in luminosity and diameter), one bright central region in an apparently symmetric disk galaxy. Remark: the contours of this subclass merge somewhat into the preceding one.

- "HII hotspots galaxies" : they exhibit one bright emitting region of high excitation located (centered or off-centered) in an object often irregular in shape.

- "Dwarf HII hotspot galaxies" : smaller and less luminous than objects in the latter subclass

- "Blue Compact Dwarfs" or "Searle-Sargent objects" : very small objects of high excitation and very blue color, often unresolved.

+ *Objects with one to several active centers:*

- "Giant (clumpy) Irregulars" : several giant HII regions ("clumps") in a large irregular galaxy of high surface brightness.

- "Magellanic Irregulars" : analogs to the Large Magellanic Cloud with one or several subgiant HII regions, but the surface brightness remains normal for disk galaxies. Remark : an affiliation to this subclass could be ascertained only for quite nearby objects, for which the Magellanic usual characteristics are obvious from detailed morphology. The "HII hotspot" subclass and its extension towards "dwarf HII hotspot" subclass could very well contain a lot of distant Magellanic irregulars with enhanced star formation that are not enough resolved to be identified. Note also that the "Giant Irregular" could, at least partly, be considered as the continuation towards high luminosities of the Magellanic subclass.

- + "*Interactive pairs*" : this subclass contains double systems in obvious interaction, both components being of comparable sizes. Many authors now feel that clumpy irregulars are mostly mergers, therefore, the "interactive pair" subclass would contain progenitors of the "Giant Irregulars" subclass.

Although very detailed and quite operative, this classification system could probably be reduced by extending the size and luminosity spectrum of some of the subclasses. In particular, the subdivision of each of the categories: "starburst nuclei" and "HII hotspot" in two subclasses looks somewhat artificial, merely reflecting the extent of luminosities and sizes of a single physical type of active object in each category. The reader will also be struck to see that such an elaborate classification was already almost completely contained in the "physical" scheme proposed by Smith et al. in 1976, at a time when very few follow-up observations existed, except for a few Markarian

and Haro galaxies.

6. *An ideal survey.* Many problems remain unsolved, in spite of a by now rich catalogue of active star-forming galaxies encompassing various areas of the sky. Among several thousands of objects already discovered, less than 300 have been imaged, often with too short exposure frames or with inadequate scale or seeing, and only two or three dozens may be considered as "well-known". The most important of these problems are on one hand the search for relictual present epoch galaxy formation evidence, that is. low redshift "primeval" objects that are experiencing their first burst of stellar formation. These objects are not expected to be common in the nearby Universe, therefore their discovery, apart from pure luck (as for IZw18), will only be the product of a methodical, wide solid angle observational effort, that, of course, will produce a large population of more ordinary starbursters. On the other hand, a large range of statistical problems concerning the luminosity function of active galaxies with respect to the "normal" population, the age and evolution spectrum of starbursts, the picture of various phenomena that are susceptible to trigger starburst ignition, the comparison of present epoch active galaxy population with that observed at intermediate and high redshift fully justifies this effort, aimed at producing large homogeneous samples of active objects.

Previous arguments on selection effects and on the necessary depth of such a survey may be used to define the contours of this "ideal", or at least optimal large field enterprise. It should:

1) use a powerful dedicated 2 m - class telescope with substantial plane field (1 to 2 degrees) with adequate scale for morphology (0.5 arc second per pixel or better), with a CCD array, preferably with good blue sensitivity, as detector

2) use a direct imaging color selection mode: 2 colors are sufficient for uv-excess search :  $U$  (or a blue  $B$  band) and  $R$  (or  $I$ , but the sky background is better in  $R$ )

3) use a field spectroscopic mode : with reasonably high dispersion to get a fair sensitivity to small equivalent width emission lines, explore two spectral ranges : [OII]3727 to shifted [OIII]5007 down to the [OI]5577 atmospheric line (but excluding it) and around  $H\alpha$ , avoiding the brightest OH bands and the sodium and atmospheric [OI] lines.

4) use automatic identification of the objects, in color selection mode as well as in field spectroscopic mode.

5) use elaborate data processing to retrieve maximum photometric and spectroscopic information output so as to avoid time-consuming follow-up on other telescopes. Redshifts, isophotal diameters, accurate magnitudes and colors, [OIII]/[OII]/ $H\beta$  line ratios and equivalent widths of these lines,

continuum slope and morphology should be obtained from the survey frames.

6) keep normal field galaxy population for comparison, retrieve maximum information on it as well

7) be correlated with a very deep far-infrared survey (the future SAMBA-COBRAS data base will certainly be the best for this purpose).

Observatoire de Marseille  
and Institut Gassendi, CNRS, Marseille, France

## ОБОЗРЫ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК СО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕМ

Г.КОНТ

Приводятся наблюдательные результаты обзоров активных галактик, уделяя особое внимание объектам со звездообразованием. Проанализированы методы отбора и их недостатки, а также статистические проблемы выборок. Рассмотрены результаты до конца доведенных спектральных обзоров, касающиеся функции светимости и физической классификации активных объектов. Обсуждаются вопросы дальнейшей наблюдательной стратегии.

## REFERENCES

1. *J.J.Salzer, G.M.MacAlpine, Astron.J., 96, 1192, 1988.*
2. *G.D.Bothun, J.P.Halpern, C.J.Lonsdale et al., Astrophys.J.Suppl, 70, 271, 1989.*
3. *A.Iovino, J.Melnick, P.Shaver, Astrophys.J.(L), 330, L17, 1988.*
4. *J.J.Salzer, Astrophys.J., 347, 152, 1989.*
5. *S.A.Pustil'nik, A.V.Ugryumov, V.A.Lipovetsky, T.X.Thuan, N.G.Guseva, Astrophys.J., 443, 499, 1995.*
6. *R.Terlevich, these Proceedings, 1996.*
7. *J.Melnick, R.Terlevich, P.P.Eggleton, Mon.Not.Roy.Astr.Soc. 216, 255, 1984.*
8. *T.D.Kinman, in Astronomy w. Schmidt-type Telescopes, M. Capaccioli ed., Reidel, p. 409, 1984.*
9. *C.Hazard, in Star-Forming Dwarf Galaxies and related Objects, D. Kunth, T.X. Thuan & J. Tran Thanh Van eds., Editions Frontieres, p.9, 1985.*

10. *P.Pesch*, in *Objective Prism and Other Surveys*, A.G. Davis Philip & A.R. Uppgren, eds., Schenectady, 1991.
11. *B.E.Markarian*, *Astrofizika*, 3, 55, 1967.
12. *B.E.Markarian*, *V.A.Lipovetskii*, *D.A.Stepanian*, *Astrofizika*, 19, 1, 1983.
13. *P.Pesch*, *N.Sanduleak*, *Astrophys.J.Suppl.*, 51, 171, 1983, and numerous following papers.
14. *G.Haro*, *Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya* 14, 8, 1956.
15. *B.Takase*, *N.Miyauchi-Isohe*, *Ann. Tokyo Astron. Obs. 2nd Ser.*, 18, 55, 1984.
16. *B.Takase*, *N.Miyauchi-Isohe*, *Ann. Tokyo Astr. Obs. 2nd Ser.*, 19, 595, 1985, (& foll. papers in the series).
17. *M.Kondo*, *T.Noguchi*, *H.Maehara*, *Ann. Tokyo Astr. Obs. 2nd Ser.*, 20,130, 1985.
18. *R.Coziol*, *S.Demers*, *M.Peña*, et al., *Astron.J.*, 105, 35, 1993.
19. *R.Coziol*, *S.Demers*, *M.Peña*, *R.Barneoud*, *Astron.J.*, 108, 405, 1994.
20. *M.G.Smith*, *Astrophys.J.* 202, 591, 1975.
21. *M.G.Smith*, *C.Aguirre*, *M.Zemelman*, *Astrophys.J.Suppl.* 32, 217, 1976.
22. *G.M.MacAlpine*, *S.B.Smith*, *D.W.Lewis*, *Astrophys.J.Suppl.* 34, 95, 1977.
23. *A.J.Wasilewski*, *Astrophys.J.*, 272, 68, 1983.
24. *J.Maza*, *M.Ruiz*, *L.E.Gonzalez*, *M.Wichnjewsky*, *Astrophys.J.Suppl.* 69, 349, 1989.
25. *J.Maza*, *M.Ruiz*, *M.Peña*, *L.E.Gonzalez*, *M.Wichnjewsky*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, 89, 389, 1991.
26. *C.C.Popescu*, *U.Hopp*, *H.J.Hagen*, *H.Elsaesser*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, 116, 43, 1996.
27. *D.Kunth*, *W.L.W.Sargent*, *C.Kowal*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, 44, 229, 1981.
28. *D.Kunth*, *W.L.W.Sargent*, *Astron.J.*, 91, 761, 1986.
29. *C.Surace*, *G.Comte*, *Astron.Astrophys.*, 281, 653, 1994.
30. *C.Surace*, *G.Comte*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, (submitted), 1997.
31. *T.D.Kinman*, *Mon.Not.Roy.Astr.Soc.*, 202, 53, 1983.
32. *W.Wamstecker*, *A.Prieto*, *A.Vitores*, et al., *Astron.Astrophys.Suppl.*, 62,255, 1985.
33. *C.Moss*, *M.Whittle*, *M.J.Irwin*, *Mon.Not.Roy.Astr.Soc.*, 232, 381, 1988.
34. *J.Zamorano*, *J.Gallego*, *M.Rego*, et al., *Astrophys.J.Suppl.* 95, 387, 1994.
35. *J.Zamorano*, *J.Gallego*, *M.Rego*, *A.G.Vitores*, *O.Alonso*, *Astrophys.J.Suppl.* 105, 343, 1996.
36. *F.Zwicky*, *Catalogue of Selected Compact and Post-Eruptive Galaxies*, California Institute of Technology, Carnegie Inst. of Washington, 1971.
37. *A.P.Fairall*, *Mon.Not.Roy.Astr.Soc.*, 196, 417, 1979.
38. *A.P.Fairall*, *Mon.Not.Roy.Astr.Soc.*, 188, 349, 1981.
39. *B.A.Vorontsov-Velyaminov*, *Atlas and Catalogue of Interacting Galaxies*, Sternberg Inst., Moscow, 1959.
40. *H.C.Arp*, *Atlas of Peculiar Galaxies*, Calif. Inst. of Technology, Pasadena, 1966.
41. *H.C.Arp*, *B.F.Madore*, *A Catalogue of Southern Peculiar Galaxies and As-*

sociations, Cambridge University Press 1987.

42. *H.-J.Hagen, D.Groote, D.Engels, D.Reimers*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, 111, 195, 1995.
43. *S.Demers, E.J.Kibblewhite, M.J.Irwin*, et al., *Astron.J.*, 92, 878, 1986.
44. *O.Alonso, J.Zamorano, M.Rego, J.Gallego*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, 113, 399, 1995.
45. *F.G.Watson*, in *Instrumentation in Astronomy VI*, *Proceed. SPIE*, 627, 787, 1986.
46. *F.G.Watson, A.P.Oates, T.Shanks, D.Hale-Sutton*, *Mon.Not.Roy.Astr.Soc.*, 253, 222, 1991.
47. *F.G.Watson, P.M.Gray, A.P.Oates, T.R.Bedding*, in *Optics in Astronomy*, Cambridge Univ. Press, 1993.
48. *C.Surace, G.Comte, O.Moreau*, *IAU Colloquium* 148, 1995.
49. *J.M.Mazzarella, V.A.Balzano*, *Astron.J.Suppl.*, 62, 751, 1986.
50. *D.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, L.K.Erastova*, et al., *Astrofiz. Issled.*, 35, 15 1993 (and follow. papers).
51. *J.J.Salzer, G.M.MacAlpine, T.A.Boroson*, *Astrophys.J.Suppl.*, 70, 447, 1989.
52. *J.J.Salzer, G.M.MacAlpine, T.A.Boroson*, *Astrophys.J.Suppl.*, 70, 479, 1989.
53. *J.J.Salzer, J.W.Moody, J.Rosenberg, S.A.Gregory, M.V.Newberry*, *Astron.J.*, 109, 2376, 1995.
54. *H.Maehara, T.Noguchi, B.Takase*, *Annals Tokyo Astr. Observ.*, 2nd Ser. , XXI, 85, 1986.
55. *R.Augarde, A.Chalabaev, G.Comte, D.Kunth, H.Maehara*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 104, 259, 1994.
56. *G.Comte, R.Augarde, A.Chalabaev, D.Kunth, H.Maehara*, *Astron.Astrophys.*, 285, 1, 1994.
57. *J.Gallego, J.Zamorano, M.Rego, O.Alonso, A.G.Vitores*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, 120, 323, 1996.
58. *A.G.Vitores*, *PASP*, 107, 404, 1995.
59. *A.G.Vitores, J.Zamorano, M.Rego, O.Alonso, J.Gallego*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, 116, 7, 1995,
60. *A.G.Vitores, J.Zamorano, M.Rego, J.Gallego, O.Alonso*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, 120, 385, 1996.
61. *R.Terlevich, J.Melnick, M.Moizes, M.V.F.Copetti*, *Astron.Astrophys.Suppl.*, 91, 285, 1991.
62. *C.Surace*, PhD thesis, Université de Provence, 1993.
63. *D.Kunth, W.L.W.Sargent*, *Astrophys.J.*, 300, 496, 1986.
64. *Y.I.Izotov, V.A.Lipovetskii, N.G.Guseva et al.* *Nature*, 343, 238, 1990.
65. *Y.I.Izotov, V.A.Lipovetskii, N.G.Guseva et al.* *Astron.Astrophys.*, 247, 303, 1991.
66. *T.A.Boroson, J.J.Salzer, A.Trotter*, *Astrophys.J.*, 412, 524, 1993.
67. *D.Kunth, J.Lequeux, W.L.W.Sargent, F.Viallefond*, *Astron.Astrophys.*, 282, 709, 1994.
68. *J.P.Huchra, W.L.W.Sargent*, *Astrophys.J.*, 186, 433, 1973.
69. *J.P.Huchra*, *Astrophys.J.Suppl.*, 25, 171, 1977.

70. *T.J. Bohuski, A.P. Fairall, D.W. Weedman*, *Astrophys.J.*, 221, 776, 1978.
71. *C.Xu, G.De Zotti, A.Franceschini, L.Danese*, *Astron.Astrophys.*, 196, 59, 1988.
72. *D.A. Stepanian*, *Astrofizika*, 20, 445, 1984.
73. *M.Schmidt*, *Astrophys.J.*, 151, 393, 1968.
74. *J.Gallego, J.Zamorano, A.Aragon-Salamanca, M.Rego*, *Astrophys.J.(L)*, 455, L1, 1995.
75. *T.Noguchi, H.Maehara, M.Kondo*, *Ann. Tokyo Astr. Obs. 2nd Ser.*, 18, 55, 1980.
76. *G.Wegner, J.Dupuis*, *Astron.J.*, 106, 390, 1993.
77. *J.A. Baldwin, M.M. Phillips, R. Terlevich*, *PASP*, 93, 5, 1981.
78. *S. Veilleux, D.E. Osterbrock*, *Astrophys.J. Suppl*, 63, 295, 1987.
79. *I.N. Evans, M.A. Dopita*, *Astrophys.J. Suppl*, 58, 125, 1985.
80. *V.A. Balzano*, *Astrophys.J.*, 268, 602, 1983.
81. *B. Takase, N. Miyauchi-Isobe*, *Publ. Nat. Astr. Obs. Japan*, 3, 169, 1993.

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ - НЕСТАЦИОНАРНЫЕ СИСТЕМЫ <i>Л.В.Мирзоян, Г.Н.Салуквадзе, В.В.Амбарян, Г.Ш.Джавახишвили</i>	91
О СТАТИСТИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ДВИЖЕНИЯ ШАРОВЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ В ГАЛАКТИКЕ <i>Р.М.Дзигвашвили, Г.А.Маласидзе, Т.Г.Мдзинаришвили</i>	101
ЗАКОН ПОДОБИЯ ПРИ СПЕКТРАЛЬНОМ ОЦЕНИВАНИИ ВРЕМЕННОГО РЯДА. IV <i>В.Ю.Теребизж</i>	113
ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В СФЕРИЧЕСКИХ ГЕОМЕТРИЯХ БЕЗ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ <i>А.Г.Наапетян</i>	123
НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В БИМЕТРИЧЕСКОЙ СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ. II. РЕШЕНИЯ С ПЕРЕМЕННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ <i>Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян</i>	131
ОБЗОРЫ ОБЗОРЫ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК СО ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕМ <i>Г.Копит</i>	137

# CONTENTS

An investigation of barred galaxies I. The catalogue <i>R.A.Kandallan, A.T.Kalloghlian</i>	5
Strongly flattened galaxies in the Abastumani merged catalogue of galaxies <i>N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze</i>	23
Spectra of radio emission of spiral galaxies <i>V.H.Malumian, H.A.Khachatryan</i>	35
On the nature of compact galactic nuclei <i>L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian</i>	41
One arc degree core substructure of the Virgo cluster <i>A.R.Petrosian, V.G.Gurzadyan, M.A.Hendry, E.H.Nikoghossian</i>	51
Investigation of the substructure of Perseus galaxies supercluster core <i>A.A.Melkonian, E.G.Nikogosian</i>	65
New estimators of flare stars number <i>A.A.Akopian</i>	73
On the evolution of fractal structure of the interstellar clouds of Galaxy <i>V.G.Gorbatsky, P.A.Tarakanov</i>	81
Trapezium type multiple stars-instable systems <i>L.V.Mirzoyan, G.N.Salukvadze, V.V.Hambaryan, G.Sh.Javakhishvili</i>	91
On statistical analysis of motion of globular stellar clusters in the Galaxy <i>R.M.Dzgvashvili, G.A.Malasidze, T.G.Mdzinarishvili</i>	101
Similarity law in a time series spectral estimation. IV <i>V.Yu.Terebizh</i>	113
The transport of radiation in spherical geometrics without multiple scattering <i>A.G.Nahapetian</i>	123
Neutron stars in bimetric scalar - tensor theory of gravitation. II. Solutions with variable scalar field <i>L.Sh.Grigorian, P.F.Kazarlian, H.F.Khachatryan</i>	131
<b>REVIEWS</b>	
Surveys of active star-forming galaxies <i>G.Comte</i>	137