ISSN-0571-7132

иислибрдрчи астрофизика

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫГІУСК 1

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С UV-КОНТИНУУМОМ. І	
Б. Е. Маркарян, В. А. Липолецкий, Дж. А. Стопанян	5
НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. III.	
М. А. Казарян, Э. С. Казарян	17
КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ОБЛАСТИ С КООРДИНАТАМИ ЦЕНТРА	
07 ^h 59 ^m + 54 44' · · · · · · · · · · · · · · · · ·	25
НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ НА	
РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600 В. Г. Малумян	31
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДРА СЕЙФЕРТОВ-	
СКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 308 · В. Н. Попов, Э. Е. Хачикли	39
ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК В. Ю. Теребиж	45
ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ И ПОДСЧЕТЫ ГАЛАКТИК М. М. Йызвээр	63
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАК-	
ТИКИ. II · · · · · · · · · · · · В. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров	73
МЕДЛЕННЫЕ ВСПЫШКИ В АГРЕГАТАХ. 1 · · · · · · Э. С. Парсамян	87
К СТАТИСТИКЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД Л. В. Мирзоян, Г. А. Брутян	97
ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ ВУ DRA	
А. С. Мелконян, К. Оли, А. В. Оскинян мл., В. С. Осканян	107
МЕЖКОНФИГУРАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ С III, NIV, OV В СПЕКТРАХ	
ЗВЕЗД ВОЛЬФА-РАЙЕ · · · · · · · · · · · · · · · А. Ф. Холтынин	115
СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ СО СВЕРХЗВУКО-	
выми аксиально-симметричными движениями. П	
В. П. Гринин	123
РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ РАССЕЯНИЕМ.	
III. ЭМИССИОННАЯ ЛИНИЯ · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	139
НЕЛИНЕИНЫЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ В МОДЕЛИ	120
ОДНОРОДНОИ СРЕДЫ. П. ТОНКИИ СЛОИ · С. Н. Нуритдинов	153
	12.1
	101
INOURVO SUCCEVENTIAL A C Succes A A Harmon	160
ЭЛЕКТРОННО ОПТИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ МО НІВ ЛАЯ СМЕТ	109
POROFO TEAFCKONA	
М. М. Битслов, А. П. Буренков, Л. Б. Гявіянен, Б. Г. Двоур,	
П. А. Зныкин, А. Ф. Клёпов, Л. И. Кондрашева, В. С. Рылов,	1.79/2
Б. М. Степанов, Т. А. Ушакова, Г. М. Федоровская	179
	107
НОВЫ УГЛЕРОЛНЫЕ ЭВЕЗЛЫ	101
О. М. Киртаниляе. В. В. Натриашения, Р. Ш. Нашенинания	190
or the reprised to the result of the second of the second bounders	

EPEBAH

Журнал основан в 1965 г., выходит 4 раза в год на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորբացկի, Յա. Բ. Ջելդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ե. Մարգարյան,

է. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), է. Ի. Սեդով, Վ. Վ. Սոբոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Տ. Քալլօղլյան (պատասխանատու քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, В. Г. Горбацкий,
Я. Б. Зельдович, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), И. М. Копылов,
Б. Е. Маркарян, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Л. Н. Седов,
В. Соболев (зам. главного редактора), Г. М. Товмасян

D. D. Storonob (out inspire pedatropa), it in resident

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

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

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻՋԻԿԱ»-ն գիտական ճանդես է, որը նրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիաությունների ակադեմիայի կողմից։ Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ նոդվածներ ասաղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաթաջխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից բնագավարների գծով։

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանաների և բարձր կուրսերի ուսանողների ճամար։

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռութլի, բաժանորդագինը 4 ռութլի մեկ տարվա համար։ Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպելատ»-ի թոլոր թաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոզով, Մոսկվա, 200

Издательство АН Арм. ССР, 1979. «Астрофизика».

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С UV-КОНТИНУУМОМ. І

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНЯН Поступила 15 октября 1979

Приводятся результаты спектральных наблюдений 72 объектов из XII списка галактик с UV-континуумом. Выявлены эмиссионные линии, присутствующие в красной, а в ряде случаев и в зеленой частях спектра. Определены красные смещения и светимости галактик. У 11 объектов из изученных галактик обнаружены сейфертовские особенности. Семь из них. № 1098, 1126, 1146, 1152, 1157, 1179 и 1187, отнесены к сейфертовскому типу уверенно, а принадлежность к этому типу остальных четырех, № 1127, 1133, 1149 и 1158, требует проверки.

Осенью 1978 г. в САО проводились спектральные наблюдения объектов XII списка галактик с UV-континуумом. Наблюдения галактик этого списка пока не завершены, из-за ограниченности наблюдательного времени. Эдесь приводятся результаты исследования 72 галактик. Наблюдения проводились в прямом фокусе БТА со спектрографом UAGS в комбинации с ЭОП УМ-92. На фотопленке А600 были получены нерэсширенные спектры в красной, а иногда и в зеленой областях с дисперсией, соответственно, 45 и 90 А/мм. Спектральное разрешение составляло 5—8 А. Данные об изученных галактиках приведены в табл. 1, а также в последующих примечаниях.

В столбцах табл. 1 даны соответственно: 1 — номер галактики по [1]; 2 — фотографическая звездная величина по каталогу Цвикки [2] (при отсутствии в последнем звездных величин в скобках даются глазомерные оценки авторов [1]): 3 — красные смещения (определенные по эмиссионным линиям), исправленные за движение Солнца; 4 — абсолютная фотографическая величина при принятом для постоянной Хаббла значении $H = 75 \text{ км/с} \cdot \text{Мис; 5}$ — тип галактики по [1].

			7	аблица і
Номер по [1]	m _{pg}	z	M _{pg}	Тип по [1]
1	2	3	4	5
1096	(15 ^m 5)	0.0236	(-19 ^m 7)	ds3
1097	(16.5)	0.0592	(-20.8)	sdle
1098	15.1	0.0353	-20.9	s3
1099	15.2	0.0381	-21.1	d3e
1100	(16.5)	0.0322	(-19.4)	d3
1101	14.3	0.0345	-21.7	sd2e
1104	13.6	0.0070	-19.0	sdle
1105	(15)	0.0313	(-20.9)	sd3
-1106	(16)	0.0344	(-20.1)	ds3
1108	(15)	0.0314	(-20.8)	ds20
1109	14.9	0.0096	-18.4	ds2
1110	14.7	0.0123	-19.2	ds2
1114	15.5	0.0279	-20.2	ds2e
1115	16.1	0.0639	-21.4	sd3
1116	14.3	0.0258	-21.3	ds2
1117	(15.5)	0.0441	(-21.2)	as2e
1118	13.5	0.0094	-20.0	sd2o
1119	14.8	0.0097		s2e
1120	15.5	0.0419	- 21.2	d3
1122	15.1	0.0407	-21.6	ds3e
1124	(16)	0.0159	(-18.3)	ds3
1126	(14.5)	0.0103	(-19.0)	s2e
1127	14.4	0.0247	-21.1	s3
1128	15.5	0.0157	-19.2	d3e
1129	(16.5)	0.0155	(-17.8)	d2
1130	(16.5)	0.0294	(-19.2)	d3e
1131	(16)	0.0070	(-16.5)	ds3
1132	(16.5)	0.0305	(-19.5)	d3
1133	(15.5)	0.0244	(-19.9)	s3o:
1134	14.3	0.0161	-20.2	sd2e
1135	15.2	0.0290	-20.6	s2o
1136	(16.5)	0.0270	(-19.2)	ds3
1137	14.7	0.0249	-20.7	ds2
1138	(16.5)	0.0173	(-18.0)	CeD

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С UV-КОНТИНУУМОМ. І

1 1

.

		Ta	блица 1 (ог	конч ание)
1	2	3	4	5
1140	(17 ^m)	0.0668	$(-20^{m}5)$	d2
1141	(16)	0.0180	(-18.7)	ds2
1146	15.2	0.0395	-21.1	sd 2e:
1147	15_6	0.0361	-20.5	d3
1149	(16)	0.0213	(-18.9)	s3
1150	(16.5)	0.0810	(-21.6)	sd3e:
1151	(16)	0.0544	(-20.9)	ds3
1152	(15.0)	0.0523	(-22)	sd2
1153	15.7	0.0062	-16.6	d3
1154	(16.5)	0.0191	(-18.2)	ds3
1155	15.0	0.0169	-19.7	ds3
1156	15.1	0.0347	-21.1	d3e
1157	14.0	0.0151	-20.5	sd3e
1158	14.9	0.0150	-19.5	sdle
1160	(16.5)	0.0166	(-18.2)	d2e
1165	(16.5)	0.0364	(-19.8)	sd3
1166	(16.5)	0.0866	(-21.5)	d3e
1171	12.8	0.0169	-21.9	s3e
1173	(15.5)	0.0279	(-20.1)	d2
1175	(16.5)	0.0193	(-18.4)	sd3
1176	15.0	0.0184	-20.2	d3
1177	(16.5)	0.0231	(-18.6)	ds2e
1178	(16)	0.0232	(-19.1)	d3
1179	(16)	0.0370	(-20.4)	sd3
1180	13.4	0.0153	-21.1	sd3e
1182	(15.5)	0.0292	(-20.2)	d2e
1183	13.5	0.0055	-18.7	sd3
1184	(15.5)	0.0298	(-20.2)	ds3
1185	(16.5)	0.0255	(-18.9)	d2
1186	(16.5)	0.0256	(19.0)	ds2
1187	(15.5)	0.0448	(-21.2)	s2
1188	(16.5)	0.0663	(-21.0)	ds2
1189	(16.5)	0.0407	(-19.9)	s2e:
1190	(16.5)	0.0430	(20.0)	sd2e
1191	(14.5)	0.0216	(-20.5)	ds3
1192	(15.5)	0.0296	(-20.2)	sd3
1193	(16.5)	0.0329	(-19.5)	sd2
1194	13.7	0.0155	-21.0	ds2e:
		1		

Ниже приводится описание спектров.

- 1096 Наблюдаются интенсивные H_α и [N II] λ 6584, умеренной интенсивности [N II] λ 6548 и слабые линии [S II] λλ 6717/6731, блендирующиеся с линиями ночного неба. Судя по высоте эмиссионных линий, область эмиссии протяженная.
- 1097 Присутствуют интенсивная H_α и умеренной интенсивности [N II] λ 6584, 6548. Указанные линии, по-видимому, уширены. Линии [S II] λλ 6717, 6731 — намечаются. Область эмиссии компактна.
- 1098 Компактный объект сферической формы. Получен спектр в красной области № 5700—7000. Спектр немного недодержан, но хорошо видны линии На и [N II] № 6584, 6548, являющиеся, однако, малоконтрастными. Линии [S II] № 6717, 6731 не наблюдаются. На по интенсивности примерно в полтора раза сильнее [N II] № 6584. Намечается умеренное уширение указанных линий. По-видимому, объект типа Sy2. Желательны новые заблюдения в зеленой части спектра.
- 1099 Присутствуют интенсивные H₀ и [N II] λ 6584, а также слабые [N II] λ 6548 и [S II] λλ 6717, 6731. Область эмиссии небольших размеров.
- 1100 Наблюдаются На и [N II] й 6584 умеренной интенсивности. Линии наклонны.
- 1101 І Zw 129 [4]. Спектр получен на ОМА, установленном на телескопе 2.6 м (БАО), с дисперсией 200 А/мм, в интервале длин волн *іл* 3800—7000. Наблюдаются эмиссионные линия На, [N II] л 6584, [S II] л 6731, N₁, N₂, Н₃ и л 3727. Линии бальмеровской серии Н₁, Н₆, Н₆ и Н₁ наблюдаются в поглощении.
- 1104 Спектр получен на ОМА в красной части 12. 5500—7000. Спектр недодержан, тем не менее, в нем наблюдается очень сильная На.
- 1105 Спектр немного недодержан. Наблюдается умеренной интенсивности На.
- 1106 Наблюдаются На н [N II] 12 6584, 6548.
- 1108 Спектр недодержан. Наблюдается одна слабая эмиссионная линия. Отождествление ее с На не совсем уверенное. Желательны дополнительные наблюдения.
- 1109 Присутствуют умеренная На и слабая [N II] 2 6584. На имеет сложную структуру и очень протяженная. Объект, по-видимому, имеет слабые эмиссионные спутники.
- 1110 Имеюгся интенсивная H_a и умеренной интенсивности [NII] λ 6584 и [SII] λ. 6717, 6731. Линии наклонны. H_a и [NII] λ 6584 довольно протяженные.

- 1114 Присутствуют протяженные На и [N II] λ 6584. [N II] λ 6548 намечается.
- 1115 I Zw 172 [4]. Получен спектр только в красной области. Наблюдаются малоконтрастные На и [N II] № 6584. В [4] отмечено, что, начиная с Нъ, все линии бальмеровской серии наблюдаются в поглощении. Имеется сходство с объектом № 1101.
- 1116 Присутствуют очень протяженные На и [N II]). 6584. Линии имеют сложную структуру, вызванную, по-видимому, кратной структурой этого образования.
- 1117 Все линии в спектре слегка наклонны. Наблюдаются протяженные интенсивные H_a [N II] λ 6584 и умеренной интенсивности [N II] λ 6548 и [S II] λλ 6717, 6731.
- 1118 Наблюдаются H₀, [N II] λλ 6584, 6548 и [S II] λλ 6717, 6731. Н₀, по-видимому, уширена. Отношение [N II]/H₀ порядка двух. Интересный объект, возможно, сейфертовского типа. Желотельны наблюдения в зеленой части спектра.
- 1119 Присутствуют интенсивные На и слабые [N II] / 6584 и [S II] // 6717, 6731.
- 1120 Наблюдаются На и [N II] / 6584. Линия [N II] / 6548 блендируется с линиями ночного неба. На имеет сложную структуру: она искривлена. Искривление, по-видимому, вызвано динамикой центральной части галактики.
- 1122 Красное смещение определено недостаточно уверенно, так как наблюдаемые в спектре На и [N II] / 6584 малоконтрастные и блендируются с линиями неба.
- 1124 Спектр немного недодержан. Наблюдаются протяженные На и [N II] 22. 6584, 6548.
- 1126 Ядро спиральной галактики. Получены два спектра в красной и один в зеленой областях. Наблюдаются очень интенсивные линии [N II] № 6584, 6548, Н₂, N₁, N₂, H₂ и линии умерегной интенсивности [S II] № 6717, 6731. Полная ширина H₂ + [N II] № 6584, 6548 и [S II] № 6717, 6731 на уровне непрерывного спектра составляет соответственно 100 и 30 А. Полуширины (ширина на половине интенсивности) N₁, N₂ и H₃ равны соответственно 14, 10, 10 А. Отношение H₂/[N II] № 6584 порядка единицы, а N₁/H₃ порядка пяти. По этим признакам галактика относится к типу Sy 2, но как будто у водородных линий намечаются слабые крылья.
- 1127 Присутствуют На и [N II] 12. 6548, 6584. На, по-видимому. уширена. По-видимому, галактика сейфертовского типа. Желательны наблюдения в зеленой части спектра.

9

- 1128 Наблюдаются умеренной интенсивности Н., и [N II] λ 6584, а также сильная линия Na D. Линии наклонны. Область эмиссии протяженная.
- 1129 Спектр недодержан, тем не менее наблюдаются интенсивные На и очень слабые [N II]). 6584 и [S II]). 6717, 6731.
- 1130 Наблюдаются слегка наклонные умеренной интенсивности H_a и слабые [N II] λλ 6584, 6548. Линии [S II] λλ 6717, 6731 блендируются с линиями ночного неба.
- 1131 Присутствуют умеренной интенсивности H_a, [N II] 22 6584, 6548 и [S II] 22 6717, 6731.
- 1132 Заметны умеренной интенсивности наклонные Н_и и [N II] λ 6584. Линии [N II] λ 6548 и [S II] λλ 6717, 6731 — намечаются.
- 1133 Имеются Н, и [N II] № 6548, 6584. Намечаются [S II] № 6717, 6731 и Н₃. Линии Н₄ и Н₃ как будто уширены. По-видимому, галактика сейфертовского типа.
- 1134 I Zw 165. Наблюдаются интенсивные, протяженные и наклонные На и [N II] 12 6584, 6548. Линии [S II] 22 6717, 6731 блендируются с линиями ночного неба.
- 1135 Заметны слабые, малоконтрастные На [N II] 12. 6548, 6584. На немного наклонна.
- 1136 Присутствуют умеренной интенсивности На и [N II] λ 6584.
- 1137 Наблюдаются очень интенсивная H_a, умеренной интенсивности [N II] λ 6584 и слабые [N II] λ 6548, [S II] λλ 6717, 6731.
- 1138 Линии протяженные. Присутствуют интенсивные H_a и [N II] 20. 6584, 6548 и умеренной интенсивности [S II] 20. 6717, 6731.
- 1140 Заметны малоконтрастные На и [N II] 2 6584.
- 1141 Спектр немного недодержан, тем не менее в нем наблюдаются интенсивная Н_и и [N II] λ 6584.
- 1146 По-видимому, ядро спиральной галактики. Получен спектр в красной области / 5900—7500. В спектре наблюдается умеренной интенсивности широкая На. Линии [N II] // 6584, 6548 и [S II] // 6717, 6731 не проявляются на регистрограмме. Поэтомы мы относим объект к типу Sy 1. Объект безусловно интересен и желательны повторные наблюдения.
- 1147 Наблюдаются умеренной интенсивности наклонная H_α и слабые [N II] λ 6584, [S II] λλ 6717, 6731.
- 1149 Присугствуют На, [N II] 12. 6584, 6548, [S II] 12 6717, 6731 и На. Ширины указанных линий больше инструментального контура. По-видимому, сейфертовская галактика. Желательны повторные наблюдения.
- 1150 Наблюдаются слегка уширенные На и [N II] λ 6584 небольшого контраста. Отождествление не вполне уверенное.

- 1151 Получены спектры в красной и зеленой областях. В зеленой области линий не наблюдается, а в красной наблюдаются малоконтрастные Н_α и [N II] λ 6584, которые блендируются с линиями ночного неба.
 - 1152 Северный яркий компонент тесной пары галактик. Сфероидальное образование, но не исключена возможность наличия у него малоразвитых слабых рукавов. Получен спектр только в красной области λλ 5700—7500, где наблюдается очень интенсивная бленда H_α+ [N II] λλ 6548, 6584. Ширина ее на уровне непрерывного спектра достигает 200 А. Трудно определить сейфертовский подтип этой галактики, исходя из регистрограммы (рис. 1). Вероятнее всего, это объект промежуточного типа со сложным и асимметричным контуром H_α. К сожалению, обстоятельства не позволили получить спектр второго компонента этой интересной пары.
 - 1153 В красной части спектра наблюдается только умеренной интенсивности, протяженная Н_а.
 - 1154 Заметны умеренной интенсивности На и [N II] лл 6548, 6584.
 - 1155 В спектре не наблюдаются какие-либо эмиссионные линии. Наблюдается линия Na D в поглощении.
 - 1156 Получены два спектра в красной части, в них наблюдаются довольно протяженная H_a и слабые [N II] λ 6584 и [S II] λλ 6717, 6731.
 - 1157 Ядро спиральной галактики с перемычкой. Получен спектр в красной области № 5900—7500, где наблюдаются четкие, очень интенсивные линии Н_α и [N II] № 6548, 6584 и [S II] № 6717, 6731. Полуширины (ширины на половине интенсивности) [N II] № 6584 и Н_а равны соответственно 13 и 25 А. Полная ширина бленды [S II] № 6717, 6731 на уровне непрерывного спектра порядка 40 А. [N II] № 6584 по интенсивности в два раза превосходит Н_α. Судя по имеющемуся у нас спектру, у Н_а нет протяженных крыльев. Исходя из вышеотмеченного, этот, бесспорно интересный объект отнесен к типу Sy2.
 - 1158 Присутствуют очень сильные H_a и [N II] λ 6584, а также [S II] λλ 6717, 6731. H_a как будто уширена. По-видимому, галактика сейфертовского типа. Желательны наблюдения в зеленой части спектра.
 - 1160 Наряду с интенсивной Н_α, заметны умеренной интенсивности [N II] / 6584 и слабые [N II] λ 6548 и [S II] λλ 6717, 6731. Линия [S II] λ 6717 блендируется с линиями ночного неба.
 - 1165 Обнаружены умеренной интенсивности На и [N II] № 6584. Линии [S II] № 6717, 6731 — намечаются.

Б. Е. МАРКАРЯН И ДР.

- 1166 Заметны умеренной интенсивности На и [N II] ^ 6584.
- 1171 Присутствуют эмиссионные линии На и [N II] / 6584.
- 1173 Спектр немного недодержан, тем не менее в нем наблюдаются умеренной интенсивности На и несколько слабее ее [N II] 2.6584. Линии немного наклонны. Судя по высоте линий, область эмиссии должна быть протяженной.
- 1175 Наблюдаются интенсивная H_a и умеренной интенсивности [N II] / 6584 и [S II] // 6717, 6731. Н_a и [N II] 6584, по-видимому, уширены.
- 1176 Присутствуют интенсивная H_a и умеренной интенсивности [N II] 2 6584 и [S II] 22 6717, 6731. Н_a, по-видимому, уширена.
- 1177 Спектр недодержан, тем не менее в нем наблюдаются умеренной интенсивности H_a и слабая [N II] л 6584. Линии слегка наклонны. Судя по высоте линий, область эмиссии должна быть протяженной.
- 1178 В спектре имеется H_a. Присутствие [N II] λ 6584 и [S II] λλ 6717, 6731 можно заподозрить. Судя по изображениям линий, область эмиссии должна быть компактной.
- 1179 Образование эллиптической формы на картах Паломарского обозрения. Получен спектр в красной й 5900—7500 части, где четко наблюдаются интенсивные На и [N II] й 6584 и слабая [N II] й 6548. Линии [S II] й 6717, 6731 не обнаруживаются. По интенсивности [N II] й 6584 сравнима с На. Полуширяны [N II] й 6548, 6584 и На равны соответственно 15, 20, 25 А. На имеет асимметричную форму и, по всей вероятности, широкую подложку порядка 150 А. Наиболее вероятный подгип Sy 1.5.
- 1180 Наблюдаются наклонные На и [N II] / 6584 умеренной интенсивности.
- 1182 Имеются очень интенсивная и протяженная На и слабые [N II] / 6584 и [S II] // 6717, 6731.
- 1183 Присутствуют малоконтрастные, диффузные, протяженные и наклонные На и [N 11] 2 6584.
- 1184 Наблюдаются На и [N II] 22 6584, 6548 умеренной интенсивности. Линии [S II] 22 6717, 6731 — намечаются.
- 1185 Спектр недодержан, тем не менее в нем'видна интенсивная На, а линия [N II] / 6584 — намечается. Линии немного наклонны.
- 1186 Спектр слегка недодержан. Наблюдаются умеренной интенсивности На и слабые [N II] № 6584, 6548. Линии [S II] № 6717, 6731 намечаются. Судя по сходству лучевых скоростей, спектральным и морфологическим характеристикам, можно допустить, что она составляет физическую пару с объектом № 1185.

- 1187 Ядро спиральной галактики. Получен спектр в красной области. В спектре наблюдаются На и [N II] ∧ 6584. Линия [N II] ∧ 6548 блендируется с линией ночного неба, а линии [S II] № 6717, 6731 не обнаруживаются. На имеет умеренную интенсивность, ширина ее крыльев на уровне непрерывного спектра порядка 100 А. Наиболее вероятный тип этой галактики Sy1.
- 1188 Спектр недодержан. Наблюдаются умеренной интенсивности Н_а и несколько слабее ее [N II] / 6584. Линия [N II] / 6548 блендируется с линиями ночного неба.
- 1189 Спектр недодержан. Наблюдаются На и [N II] / 6584. Линия [N II] / 6584 как будто сильнее На, однако картина не совсем ясна, так как указанные линии блендируются с линиями ночного неба. Желательны дополнительные наблюдения.
- 1190 Наблюдаются интенсивная На и умеренной интенсивчости [N II] № 6584. Линия [N II] № 6548 блендируется с линиями ночного неба.
- 1191 Присутствуют На и [N II] / 6584 умеренной интенсивности.
- 1192 Имеются интенсивные Н_a и [N II] λ 6584. Линии [N II] λ 6548 и [S II] λ 6717, 6731 — слабы. Отношение итенсивностей [N II] λ 6584 и H_a — порядка единицы и линии как будто уширены. Возможно, что это галактика сейфертовского типа—Sy2. Необходимы дополнительные наблюдения.
- 1193 Наблюдаются умеренной интенсивности На и слабая [N II] 2 6584. Линии [S II] 22 6717, 6731 блендируются с линиями ночного неба, их присутствие под вопросом.
- 1194 Присутствуют умеренной интенсивности протяженные Н_и и [N II] λ 6584. Линии [S II] λλ 6717, 6731 и [N II] λ 6548 намечаются. Линии слегка наклонны.

Среди изученных галактик были обнаружены одиннадцать объектов, обладающих сейфертовскими особенностями. Семь из них, а именно объекты № 1098, 1126, 1146, 1152, 1157, 1179 и 1187, отнесены к сейфертовскому типу уверенно. Сейфертовский тип и ширины H_a + [N II] этих галактик приведены в табл. 2, а регистрограммы их спектров на рис. 1.

Таблица 2

№ галактики	1098	1126	1146	1152	1157	1179	1187
Сейфертовский тип	2	2	1	1.5	2	1.5	1
Ширина На + [N II] (А)	70	90	90	200	90	150	100



Рис. 1. Регистрограммы спектров галактик, обладающих сейфертовскими эсобенностями.

У остальных четырех объектов, № 1127, 1133, 1149 и 1158, сейфертовские особенности выражены слабо. Принадлежность их к сейфертовскому типу требует дополнительных наблюдений и проверки.

Об этих объектах, обладающих сейфертовскими особенностями, было опубликовано краткое сообщение [3].

Таким образом, подтверждается предсказанная в [1] сейфертовская природа у объектов № 1126, 1146, 1157 и 1187. Более того, были обнаружены сейфертовские особенности дополнительно у семи других галактик. Можно поэтому констатировать, что установленная по предыдущим спискам закономерность — присутствие сейфертовской природы у десяти процентов галактик, обладающих ультрафиолетовым континуумом (обуславливаемым ультрафиолетовым избытком в излучении), наблюдается и у галактик XII списка.

Авторы очень признательны В. Л. Афанасьеву и А. И. Шаповаловой за помощь при наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая обсерватория Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

SPECTRA OF GALAXIES WITH UV CONTINUUM. I

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY, J. A. STEPANIAN

The results of spectroscopic observations of 72 objects from the XII list of galaxies with UV continuum are presented. The presence of emission lines in red and sometimes in green parts of spectra is established. The redshifts and luminosities of galaxies are determined as well. In eleven out of 72 objects Seyfert characteristics were found. Seven of them No. 1098, 1126, 1146, 1152, 1157, 1179 and 1187 doubtlessly relate to Seyfert type. The remainder No. 1127, 1133, 1149 and 1158 need further examination.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 15, 201, 1979.
- F. Zwicky et al., Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, Switzerland, 1960-70.
- 3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Письма АЖ, 5, 505, 1979.
- 4. F. Zwicky, Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies, Switzerland, 1971.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. III

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН Поступила 4 октября 1979

Приведен список 111 галактик с UV-избытком, обнаруженных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.5 объективной призмой.

Настоящая работа является продолжением двух предыдущих работ [1, 2], в которых были приведены результаты поиска галактик с UV-избытком. Спектры, которые использовались для поиска галактик с UV-избытком, получены без расширения на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.5 объективной призмой.

В этой работе просмотрены спектры, снятые на 25 пластинках, сорт и экспозиция которых были разные. 22 из них были сняты на Kodak IIa-F с экспозицией приблизительно 1 час, две — на Kodak 103a-E с экспозицией 15 и 28 мин и одна на Kodak IIa-E с экспозицией 30 мин. Предельные звездные величины последних трех пластинок самые слабые, их оценки дают 18^m0, 17^m6 и 17^m1 соответственно. Первая из них получена 27 мая 1970 г., по всей вероятности, на свежей пластинке, тогда как вторал получена на 42 дня позже, на пластинке того же сорта, с экспозицией примерно в два раза большей, чем экспозиция первой пластинки, но предельная звездная величина второй на 0^m4 меньше. Предельные величины спектров, полученных на Kodak IIa-F, находятся в интервале 16—17^m.

На вышеотмеченных 25 пластинках обнаружено 111 новых галактик с UV-избытком, список которых приведен в табл. 1. В примечаниях к таблице приведены описания части объектов. Методика наблюдения и поиска галактик с UV-избытком, а также обозначения в табл. 1 те же, что и в [1]. Координаты и фотографические величины галактик определялись теми же способами, что и в [1].

2-1325

Таблица 1

	СПИСОК ГАЛАКТИК С ОУ-ИЗБЫТКОМ								
No	Галавтика	Коорд	инаты	Размеры	Mag	Спектраль-			
	T GAGANA	a:950	S 1950	. asacha		нын тип			
1	2	3	4	5	6	7			
242		$12^{h}44^{m}5$	-1-74°46'	10×15"	16 ^m 0	sd3			
243	13- 9- 34	12 49.0	+77 49	17×27	15,7	d2			
244		12 53.1	+77 41	13×20	16.0	d3			
245		12 57.5	-+-76 40	8×10	16.2	s3			
246		12 57.8	+76 39	7×10	16.5	s2			
247	12-12-24	12 58.2	+73 58	27×54	16.5	d3			
248	4954	13 00.7	+75 40	20×30	15.3	d3			
249		13 06.2	+74 12	7×11	17.0	d2			
250		13 13.1	+76 19	8×17	16.2	sd3			
251		13 13.4	+76 16	12×18	16.5	d3			
252		13 19.6	+ 75 01	8×14	16.5	d2			
253		13 26.5	+77 39	7×10	16.7	s3			
254		13 28.8	+77 28	7×20	17.0	s2			
255		13 31.2	-+ 77 05	13×27	16.8	d3			
256		13 32.3	+75 45	17	16.3	s3			
257		13 32 3	+76 00	17×27	16.0	sd3			
258		13 37.3	+74 53	7×17	16.4	sd2			
259		13 38.2	+76 14	13×33	16.4	d1			
260	13-10-10	13 40.1	+74 57	10×27	16.3	s2			
261		16 30.1	+75 12	13×17	16.6	sd3			
262		16 43.3	+75 37	13	16.8	sd1			
263	13-12-11	16 45.8	→74 44	27×33	16.6	d3			
264		16 51.1	+76 57	13×20	16.6	sd1			
265		17 18.8	+77 35	10	16.4	sd2			
266		17 29.3	+77 49	13	16.2	s2			
267		17 29.5	+77 58	7	16.6	s3			
26 8		17 41.2	+77 31	13×20	16.4	d3			
269		17 42.0	+66 32	8×12	16.2	s3			
27 0		17 46.0	+76 22	10×14	16.0	s2			
271	10-26-14	18 05.8	+62 05	13×20	16.5	s3			
272		18 08.0	÷63 40	13×30	15.3	d3			
273		18 08.0	+69 49	13	15.8	s2			
274		18 10.3	+64 01	20	15.2	d3			
275		18 12.6	+63 52	13	15.3	sd3			
276	9-30-11	18 17.3	+54 29	15×70	16.0	s3			
277	10-26-39	18 27.1	+62 05	17×33	16.0	d3			
				1					

1	2	3	4	5	6	7
278	13-13-1	18 ^h 30 ^m 8	+-78°43'	30×40″	16 ^m 4	s3
279	10-26-48	18 42.0	+62 26	15×30	15.5	sl
280	10-27-1	18 44.8	59 55	13×47	16.3	sd3
281		18 53.5	+66 10	24×45	16.0	s3
282	6750	18 59.8	+59 05	33×50	16.5	d3
283	745 9	22 02.4	+41 10	- 34×47	16.2	d3
284		22 06.1	41 02	10×20	16.2	sd3
285		22 22.0	+30 30	13×20	16.0	sl
286		22 23.4	+33 14	10	16.0	s2
287	6-49-17	22 24.5	+34 48	27×33	16.0	s3
288	1.0	22 25.4	+31 11	20	15.8	s3
289	5-53-2	22 25.7	+ 28 51	23×60	16.2	d3
290	7292	22 26.3	+ 30 04	54×80	15.8	d3
291	_	22 26.3	+33 45	20	15.7	d3
292		22 26.6	-33 48	13	16.0	d3
293	7303-4	22 29.4	+30 43	40×60	16.0	d3
294	5535	22 30.3	+30 35	13×20	16.0	sd3
295		22 32.6	+33 40	7	16.3	s2
296		22 33.3	+34 33	27	15.4	d2
297	5233°	22 34.2	+25 30	27	16.4	d3
298		22 37.5		15	15.7	s3
299	6-49-68	22 37.5	+34 06	15×27	16.0	sd2
300	6-4 9-7 5	22 39.5	+34 38	20×95	14.0	s1
301	1	22 39.8	+-32 57	20×30	16.2	sdl
302		22 40.8	+31 24	10×13	16.5	s3
303	5-53-14	22 42.7	+33 11	33×37	16.2	d3
304		22 47.1	+24 33	10	16.2	sd3
305	5-53-17	22 47.4	+32 07	15×20	15.5	s3
306	-	22 48.0	+24 20	17×20	16.0	s2
307	5-53-18	22 48.0	+31 06	35 ×80	16.2	d3
308	6-50-5	22 48.6	+34 36	17×23	15.5	s2
309	5-53-23	22 49.2	+32 06	20×34	16.2	d3
310		22 50.5	÷29 03	7×20	16.0	d3
311		22 51.5	+19 57	13×20	16.3	s3
312	4-54-2	22 52.5	+21 31	17×33	16.0	d1
313	5-54-14	22 52.5	+32 05	13×27	16.0	d3
314		22 54.5	+26 33	13×23	16.5	s3
315	4-54-7	22 55.6	+25 50	7	16.5	sd2

Таблица 1 (продолжение)

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
316	7436a + b	22 ^h 55 ^m 6	+-25°52'	34*	16 ^m 0	s2
317	454-8	22 55.8	+25 29	17	15.8	sl
318	4-54-9	22 55.9	+24 55	27	16.0	sd3
319		22 57.2	-22 43	7×23	16.2	d2
32 0		22 57.2	24 38	10	16.8	s3
321		22 57.8	+25 49	23	16.7	d1
322		22 58.6	+24 56	13×27	16.5	d2
323		22 59.8	+25 24	13×27	16.5	sdl
324		23 01.0	+ 23 08	17×23	16.4	d3
325		23 01.9	+27 22	14	16.3	d3
326		23 03.3	- ⊦26 56	13×23	17.0	s2
327		23 14.7	+28 42	11	15.3	s3
328		23 17.8	+25 44	13×20	15.5	sd3
329	5312	23 18.4	+19 01	13	15.5	d2
330	5-55-7	23 20.5	+28 56	13	16.5	sl
331	3-59-50	23 20.8	+20 19	17	15.4	d3
332		23 21.0	+24 28	8×34	15.3	s2
333		23 21.2	+24 55	27	15.7	d3
334		23 22.2	+25 18	7×13	15.5	s3
335	4-55-16	23 25.7	+27 24	13×27	15.5	d3
336	7678	23 25.9	+22 07	70×94	15.3	d1
337		23 26.6	+26 18	20	15.6	d2
338	5-55-25	23 26.6	+29 29	13×67	15.5	sd3
339		23 26.8	+26 06	13 <34	15.5	\$3
340		23 28.4	+21 08	13	15.6	d2
341		23 29.4	+25 02	13	15.6	s2
342		23 30.2	+26 48	15	15.4	s3
343		23 30.6	-+-25 23	20	15.4	d3
344	4-55-28	23 31.2	+ 25 2 9	33	15.5	d3
345		23 40.2	+20 25	10×13	15.4	s3
346	7769	23 48.4	+19 53	20	14.7	sl
347	7770	23 48.7	+19 50	54×60	15.5	d2
348	7771	23 48.7	+19 51	30×100	15.5	d3
349		23 49.2	+21 06	10×20	16.2	d3
350	7786	23 52.8	+21 20	20×27	15.1	dl
351		23 55.1	+18 01	20	16.0	sd3
352		23 56.6	-i-18 33	17×33	16.0	sd2
		1				

Примечания к списку

- 242 Сферическая, слегка протяженная в направлении север—юг, вокруг имеется слабое гало.
- 243 Эллиптическая, имеется слабое гало.
- 245 Компактная, слегка протяженная.
- 246 Компактная, слегка протяженная.
- 247 Иррегулярная, с центральной яркой частью.
- 249 Компактная, от западной части отходит голубой отросток.
- 251 Эллинтической формы, с центральной яркой областью.
- 255 Эллиптической формы, от западной части отходит слабый отросток.
- 258 Эллиптической формы, от северо-восточной части отходит слабый отросток.
- 260 Линзообразная, с компактным ядром.
- 261 Сферическая, слегка протяженная в направлении север-юг.
- 264 Эллиптическая, в северо-западной части на расстоянии 15" имеются два голубых сгущения.
- 267 Галактика состоит из двух компактных компонентов, вокруг западного компонента имеется слабое гало. Оба имеют UV-избыток.
- 268 Иррегулярная, состоит из двух частей.
- 269 Компактная, на картах Паломарского атласа имеет красноватый цвет.
- 270 Похожа на эллиптическую галактику, в северной части два компактных сгущения.
- 274 Сферическая, вокруг имеется слабое гало.
- 275 Компактная, вокруг имеется слабое гало.
- 277 Похожа на эллиптическую галактику с резкими границами, имеется слабое гало.
- 279 Протяженный объект, на красной карте он состоит из двух частей восточной и западной. Западная часть очень похожа на звезду и имеет UV-избыток. Из нее выходят голубые тонкие отростки, простирающиеся к югу.
- 281 Яркая протяженная область эллиптической формы, вокруг которой имеется гало с несколькими звездообразными голубыми сгущениями.
- 287 Похожа на эллиптическую галактику с ярким компактным ядром.
- 289 Эллиптическая, вокруг имеется слабое гало.
- 294 Спиральная, имеет яркое протяженное ядро, размерами 8×13".
- 297 Спиральная, с центральной яркой частью и слабыми рукавами.
- 299 Протяженная яркая область, вокруг которой имеется слабое гало.
- 300 Иррегулярная, имеет центральную яркую область, от нее к востоку на расстоянии 54" находится звездообразный объект, который связан полоской с галактикой.
- 301 Сферическая, слегка протяженная, в спектре наблюдаются эмиссионные линии Н₂ и N₁ + N₂ + H₃
- 302 Эвездообразная, вокруг имеется слабое гало эллиптической формы.
- 305 Компактная, вокруг имеется слабое газо.
- 307 Спиральная, с яркой центральной областью, размеры которой 15×30".
- 308 Компактная, слегка протяженная, вокруг имеется слабое гало.
- 311 Эллиптической формы, имеет звездообразное ядро.
- 313 Эллиптической формы, вокруг имеется слабое гало.
- 315 Компактная, входит в группу галактик.
- 316 Сферическая, с предыдущим номером (№ 315) входит в группу галактик и является самым ярким ее членом.
- 317 Компактная, вокруг имеется гало.

- 318 Компактная, вокруг имеется слабое гало. На северо-западе, на расстояниях 14" и 23", имеются два звездообразных сгущения.
- 322 Похожа на эллиптическую галактику, от юго-восточной части отходит волокинстый отросток, на котором имеются звездообразные сгущения.
- 324 Эллнптической формы, вокруг имеется слабое гало.
- 325 Компактная, вокруг имсется слабое гало.
- 326 Иррегулярная, имеет голубой цвет, от северо-восточной части отходит слабый отросток.
- 327 Компактная, вокруг имеется слабое гало.
- 330 Сферическая, вокруг имеется слабое гало.
- 332 Эллиптической формы, вокруг имеется гало. На северном конце имеется звездообразный объект.
- 334 Компактная, вокруг имеется слабое гало.
- 335 Компактная, в направлении север-юг от нее отходят прямые отростки.
- 338 Линзообразная, с яркой центральной областью.
- 341 Звездообразная, вокруг имеется слабоч гало.
- 351 Сферическая, от восточного края отходит голубой отросток.
- 352 Сферическая, от восточного и западного краев отходят голубые отростки.

На рис. 1 приведены карты отождествления галактик, снятые с красных карт Паломарского атласа.

Известно, что основной характеристикой спектров этих галактик является избыточное излучение в ультрафиолетовых лучах по сравнению со спектрами нормальных галактик. Для его оценки Б. Е. Маркаряном [3] была введена трехбалльная система (1, 2, 3). Эти обозначения сохранились в наших работах, где 1 и 2 соответствуют очень сильному и сильному, а 3 — умеренному и слабому избыткам в ультрафиолетовой части спектра. Естественно ожидать, что при дальнейших наблюдениях со щелевым спектрографом процент объектов без эмиссионных линий среди галактик с баллом 3 окажется выше, чем среди остальных галактик списка. Важной характеристикой для галактик с UV-избытком является также тип спектра. Эти галактики в [3] были разделены на типы s, sd, ds и d. В наших работах эти обозначения сохранились и по-прежнему означают следующие свойства: спектры типа S имеют ниточный вид и по резкости и ширине не отличаются от спектров звезд, а спектры типа d более широкие и размытые по краям. Тип sd очень похож на s, только чуть-чу:ь шире него, ds — на d, но края спектров этого типа более резкие, чем в спектре типа d. Спектры s и sd соответствуют объектам или областям в галактиках с угловыми размерами, меньше, чем 10", а спектры ds и d больше 10".

Представляет интерес встречаемость баллов интенсивности UV-избытка и типов спектров галактик, приведенных в этом и в предыдущих списках [1, 2], которые содержат всего 352 объекта. Подсчет показывает, что из общего количества этих галактик балл 1 составляет 12%, 2—39%

22

и 3 — 49%, т. е. в спектрах примерно половины галактик с UV-избытком этот избыток является сильным.

Подсчет процентов галактик с UV-избытком со спектрами разных типов дает для s—35%, sd—21%, ds—2% и d—42%. Имея в виду вышесказанное о типах s и sd, можно заключить, что у большинства галактик, которые входят в наши три списка, UV-избыток наблюдается в ядрах, в ядерных областях галактик и в компактных объектах, имеющих дизметр не больше 10". Количество последних объектов составляет 10%. К числу компактных объектов отнесено также яркое звездообразное сгущение в галактике № 212. В его спектре, полученном на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1.°5 объективной призмой, наблюдаются эмиссионные линии H_x , $N_1 + N_2 + H_3$, H_3 , H_3 и [OII] / 3727.

Авторы благодарны В. М. Амаляну, выполнившему большую работу по получению фотоотпечатков карт отождествления с Паломарского атласа.

Бюраканская астрофизическая обсерватория Ереванский государственный университет

THE NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS. III

M. A. KAZARIAN, E. S. KAZARIAN

The list of 111 galaxies with UV₁excess, discovered by 40" Schmidt telescope of the Byurakan Observatory with 15 objective prism is presented.

ЛИТЕРАТУРА

М. А. Казарян, Астрофизика, 15, 5, 1979.
М. А. Казарян, Астрофизика, 15, 193, 1979.
Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 5, 443, 1969.

карты отождествления

(в красных лучах). Север сверху, восток слева. Масштаб 25" на мм.



















К ст. М. А. Казаряна, Э. С. Казарян

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ В ОБЛАСТИ С КООРДИНАТАМИ ЦЕНТРА 07^h59^m + 54°44′

Ф. БЕРНГЕН, А. Т. КАЛЛОГЛЯН Поступила 29 октября 1979

Представлен список 70 компактных галактик, обнаруженных в метагалактическом поле в области с координатами центра а1950 = 07^h59^m, д₁₈₅₈ = 54^c44'. Измерены координаты, звездные величины В и V всех объектов. Приведены их карты отождествления.

1. Введение. В предыдуших статьях этой серии [1, 2] мы приводили результаты отождествления и колориметрии компактных галактик, входяших в метагалактическое поле в окрестностях скоплений галактик А 193 и А 2255. В этих работах для поверхностной плотности компактных галактик было получено значение порядка десяти галактик на кв. градус. В работе [2] мы отмечали, что в число слабых галактик могут попадать объекты не очень высокой поверхностной яркости (а также звезды), приводящие к увеличению плотности компактных галактик. Поэтому в настоящей работе мы ограничились более ярким пределом. Для изучения $a_{1950} = 07^{h} 59^{m}$, выбрана область с координатами была центра б_{лем} = + 54°44. В этой области находятся 5 компактных групп компактных галекцик, обнаруженных в работе [3]. Об этих группах будет опубликована отдельная статья.

2. Отождествление и фотометрия компактных галактик. В области с общей площадью 11 кв. градусов были отождествлены 70 компактных галактик очень высокой поверхностной яркости. Отбор объектов проводился на негативах, полученных нами в шмидтовском фокусе двухметрового универсального телескопа Таутенбургской обсерватории в цветовой системе В и V. При этом негативы просматривались неоднократно и в окончагельный список были включены лишь галактики самой высокой поверхностной яркости и сферической формы. Только в некоторых случаях были взяты также слегка вытянутые объекты из-за их весьма высокой поверхностной яркости. Отметим, что изображения большинства галактик, найденных на негативах, сильно насыщены на картах Паломарского атласа, а некоторые из галактик совершенно не отличаются от звезд на этих картах. Поверхностная плотность компактных галактик, отождествленных в исследуемой области до $V = 17^{m}8$ — около 7 галактик на кв. градус. Это значение должно быть близким к истинному значению поверхностной плотности компактных галактик до указанной предельной величины.

Фотометрия компактных галактик пробедена на ирисовом фотометре Таутенбургской обсерватории. Стандартами послужили компактные галактики в области шарового звездного скопления МЗ, для которых звездные величины, определенные методом штрихующей кассеты, приведены в работе [4]. Отклонения звездных величин, измеренных на двух пластинках, от их средних значений в среднем составляют $\pm 0^m 06$.

Прямоугольные координаты объектов измерялись на наших негативах на координатно-измерительном приборе «Комес». Экваториальные координаты вычислялись по стандартной программе на вычислительной машине Центрального института астрофизики АН ГДР.

В табл. 1 приводятся номера, экваториальные координаты, V-велич. ны и показатели цвета B = V для 70 компактных галактик. Номера на картах отождествления галактик, снятых с V-пластинки, соответствуют номерам табл. 1.

3. Диаграмма (m, lg N). Предельная величина V = 17"8 при отождествлении компактных галактик была выбрана нами после тщательного просмотра негативов и Паломарских карт. Угловые размеры самых слабых звезд на V-пластинках 1—2". Оказалось, что на этих, по существу хорошего качества, негативах трудно с определенностью указать компактные галактики, слабее V = 17"8. Во всяком случае, при более слабых объектах сильно сказывается эффект селекции. Некоторые слабые объекты, включенные в первоначальный список компактных галактик, на эквиденситных пленках, полученных на разных уровнях плотности, совершенно не отличались от звезд и поэтому были исключены из окончательного списка. Таким образом, предел обнаружения компактных галактик на Таутенбургских снимках нужно считать ярче 18^{тт} в цвете V. К этому выводу мы пришли также в работах [1, 2].

В табл. 2 приводится распределение обнаруженных компактных галактик по интервалам звездных величин.

Как и следовало ожидать, число галактик в первых интервалах соответствующих звездных величин мало. Исключая три первых интервала в В ОБЛАСТИ 07^h59^m + 54°44'

Таблица 1 ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

_									
N₂	a1950	0 ₁₉₅₀	V	B-V	No	21950	8 ₁₉₅₀	V	B-V
1	7 ^h 48 ^m 2	+53°49′	17 ^m 09	0 ^m 91	36	8 ^h 1. ⁱⁿ 1	-+55°42′	16 th 82	0 ^{-m} 70
2	48.5	53 52	17.33	1.35	37	1.6	55 53	17.66	1.22
3	49.1	53 40	16.82	0.87	38	1.8	53 13	17.98	0.54
4	49.2	56 1	16.82	0.80	39	1.8	55 37	17.40	1.20
5	49.8	53 44	16.48	1.04	40	2.0	53 57	17.40	1.49
6	49.9	54 7	17.02	1.24	41	2.3	53 17	15.54	0.92
7	50.0	55 50	16.37	1.18	42	2.4	53 23	17.97	0.90
8	50.1	54 37	16.95	0.87	43	2.5	53 19	17.22	1.34
9	50.2	55 55	16.60	0.88	44	3.0	56 3	15.71	1.28
10	50.3	55 19	16.50	0.56	45	3.2	53 24	17.05	1.07
11	50.4	54 59	17.95	1.22	-16	3.4	53 26	17,39	1.26
12	50.5	54 11	17.31	1.36	47	3.8	53 36	17.11	1.31
13	50.7	55 21	17.48	1.41	48	3.9	54 41	17.62	0.53
14	51.0	56 17	17.46	1.09	49	4.1	54 50	17.59	0.85
15	52.5	55 50	16.33	0.91	50	4.2	53 43	17.68	1.05
16	53.4	55 35	16.88	1.05	51	4.3	53 14	17.52	0.58
17	53.7	53 59	17.77	0.50	52	4.3	53 26	17.14	1.00
18	54.4	54 6	17.65	1.32	53	4.4	54 24	17.29	0.53
19	- 55.3	53 42	16.10	0.75	54	4.7	53 26	16.62	1.15
20	55.3	54 5	16.80	0.31	55	5.1	54 41	17.84	0.56
21	55.6	54 1	17.65	1,03	56	5.1	53 36	17.85	0.54
22	55.8	54 9	16.18	0.87	57	5.1	53 39	16.83	1.42
23	56.0	54 2	17.64	1.07	58	5.6	55 1	17.46	1.43
24	56.0	54 9	17.02	1.23	59	5.9	54 42	17.64	1.56
25	56.2	54 39	17.75	0,80	60	7.5	54 33	17.81	1.43
26	56.6	55 21	16.77	1.05	61	8.2	55 12	17.75	1.18
27	56.7	54 11	17.60	0.99	62	8.3	54 46	17.08	1.05
28	56,9	55 3	17.28	0.50	63	8.4	55 11	17.46	1.36
29	57.1	55 23	17.68	0.97	64	8.9	54 22	15.99	1.03
30	57.4	54 3	17.07	1.11	65	90	54 22	16.96	0.92
31	58.3	53 36	17.60	1.57	66	9.1	54 26	16.11	1.16
32	59.3	54 15	17.52	0.35	67	9.2	55 24	17.52	0.79
33	59.6	55 46	17.20	0.95	68	9.4	55 17	16.50	1.06
34	59.7	54 20	16.90	1.08	69	9.7	54 59	17.28	0.42
35	8 0.3	54 24	17.55	1.65	70	9.8	54 32	16.01	1.06

каждом из цветов, для зависимости lg N от звездной величины, где N число галактик до данной величины, получены следующие уравнения:

$$lg N_{\rm V} = 0.62 \,{\rm V} - 9.25 \quad (16^{\rm m}0 \leqslant {\rm V} \leqslant 17^{\rm m}8),$$

$$lg N_{\rm B} = 0.52 \,{\rm B} - 8.05 \quad (17^{\rm m}2 \leqslant {\rm B} \leqslant 19^{\rm m}2). \tag{1}$$

В скобках приведены интервалы звездных величин, в пределах когорых справедливы соответствующие уравнечия. На рис. 1 показано распределение компактных галактик до данной величины. Сплошные линии проведены в соответствии с уравнениями (1). Несмотря на сделанную нами линейную аппроксимацию, рис. 1 показывает, что наш список все же страдает селекцией, т. е. среди слабых объектов теряется некоторое число компактных галактик.

Таблица 2

Интервал	Число галактик		Интервал	Число галактик	
эвездных величии	n _V	n _B	звездных величин	nv	nB
15 ^m ₋ 4-15 ^m ₋ 6	1	_	17 ^m 4-17 ^m 6	11	5
15.6-15.8	1	-	17.6-17.8	11	5
15.8-16.0	1	_	17.8-18.0	6	9
16.0-16.2	4		18.0-18.2	-	7
16.2-16.4	2		18.2-18.4	-	7
16.4-16.6	4	1	18.4-18.6	-	8
16.6-16.8	3	_	18.6-18.8	-	7
16.8-17.0	8	2	18.8-19.0	-	7
17.0-17.2	9	5	19.0-19.2		5
17.2-17.4	9	2			

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК ПО ИНТЕРВАЛАМ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН

4. Респределение по показателям цзета. Показатели цвета компактных галактик по данным табл. 1 заключены в пределах 0.3 — 1^{°°} 7. Рассматривая также объекты, обнаруженные в работах [1, 2], можно констатировать, что широкий диапазон показателей цвета свойственен компактным галактикам поля. Отметим, что, как и прежде, ни одна галактика, включенная в табл. 1, на негативах или на картах Паломарского атласа не показывает спиральной структуры. К тому же подавляющее большинство этих объектов обладает сферической формой. На рис. 2а приводится распределение по показателям цвета 70 компактных галактик, обнаруженных в настоящей работс. Это распределение является более симметричным относительно максимума, чем аналогичные распределения в работах [1, 2]. На рис. 26 показано распределение по показателям цвета всех компактных

КОМПАКТНЫЕ ГАЛАКТИКИ

галактик, обнаруженных в [1, 2] и в настоящей работе. Их общее число 341. Из рисунка видно, что число галактик постепенно возрастает до B - V = 1^m4, после чего резко падаег. По среднему значению показате-



Рис. 1. Диаграмма (m, lg N). Сплошные линии согласно уравнениям (1).



Рис. 2. Распределение компактных галактик по показателям цвета. а) для выборки из 70 галактик, 6) для выборки из 341 галактики.

лей цвета, равному в случае выборки из 341 галактики 1.1, компактные галактики напоминают эллиптические и линзовидные галактики. Однако дисперсия показателей цвета для компактных существенно больше, чем в случае эллиптических и линзовидных галактик. Один из авторов (А. Т. К.) выражает глубокую благодарность руководству и сотрудникам Центрального института астрофизики АН ГДР за предоставленную возможность работать в Таутенбургской обсерватории и гостеприимство. Авторы благодарны В. Хёгнеру за подготовку карт отождествления.

Центральный институт астрофизики АН ГДР Бюраканская астрофизическая обсерватория

COMPACT GALAXIES IN THE FIELD 07^h59^m+54°44'

F. BÖRNGEN, A. T. KALLOGHLIAN

The list of 70 compact galaxies detected in the metagalactic field is presented with the measured coordinates, magnitudes and B - V colours. The identification charts of all objects are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, Астрофизика, 14, 613, 1978.

2. Ф. Бёрнген, А. Т. Каллоглян, Астрофизика, 15, 393, 1979.

3. Ф. Байер, М. Б. Петросян, Г. Тирш, Р. К. Шахбавян, Астрофизика, 10, 327, 1974.

4. P. Notni, Astron. Nachr., Bd. 295, H. 1, 1974.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК. В лучах V. Север сберху, восток слева. Масштаб 22″ на мм.






К ст. Ф. Бернгена и А. Т. Каллогляна

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600

В. Г. МАЛУМЯН

Поступила 26 июля 1979

Приводятся результаты наблюдений 31 галактики высокой поверхностной яркости на радиотелескопе РАТАН-600. В интервале поверхностных яркостей в фотографических лучах 20.6 $m/\Box'' < \tilde{B} < 21.3 m/\Box''$, по сравнению с интервалом 21.3 $m/\Box'' < \tilde{B} < 22.0 m/\Box''$, существует избыток галактик, светимости которых на частото 3.66 ГГц больше 10²³ Вт/Гц.

Введение. В работах [1, 2] М. А. Аракеляном показано, что относительное количество галактик с эмиссионными линиями, а также объектов, имеющих радиоизлучение, возрастает с ростом средней поверхностной яркости галактик. Среди галактик Маркаряна относительное количество объектов с поверхностной яркостью в фотографических лучах равной или меньшей 22 с квадратной угловой секунды (в системе, близкой к системе Холмберга) примерно в четыре раза больше, чем среди случайно взятых галактик.

Объекты с высокой поверхностной яркостью чаще встречаются среди галактик Аро и компактных и «послеэруптивных» галактик Цвикки. Для сейфертовских галактик, доля которых, по-видимому, также рэстет со средней поверхностной яркостью [3], градиент последней коррелирует со светимостью ядер и со светимостью галактик в целом, с мощностями радиоизлучения, инфракрасного излучения и излучения в линиях водорода [4].

Эти и другие факты указывают на существование корреляции между средней поверхностной яркостью галактик и активностью их ядер. Поэтому представляет определенный интерес измерение радиоизлучения галактик высокой поверхностной яркости из списков [5].

В. Г. МАЛУМЯН

Наблюдения. Наблюдения галактик высокой поверхностной яркости проводились в мае 1978 г. и в марте 1979 г. на северном секторе радиотелескопа РАТАН-600 на частотах 2.3, 3.66, 7.69 и 14.42 ГГц.

Параметры радиометров на частотах 2.3, 7.69 и 14.42 ГГц приведены в [6, 7]. Следует отметить, что во втором цикле наблюдений (март 1979) параметрические усилители на входе приемника на частоте 7.69 ГГц не охлаждались, вследствие чего его чувствительность была хуже и составляла 0.035 К. Радиометр на 3.66 ГГц обладал чувствительностью 0.02 К, при постоянной времени 1 с.

Полуширины диаграммы направленности северного сектора РАТАН-600 в горизонтальной плоскости, в зависимости от высоты наблюдаемого объекта в момент верхней кульминации, менялись в пределах, указанных в табл. 1.

	Таблица 1
Частота (ГГц)	Полуширина диаграммы (в секундах дуги)
2.3	107-80
3.66	67-50
7.69	32 – 24
14.42	17-13

Наблюдения проводились как в режиме прохождения источника через неподвижную диаграмму, так и в режиме «скольжения» [8], позволяющего существенно повышать чувствительность приема за счет сопровождения источника в течение 1—1.5 минуты. В этом режиме наблюдения проводились на частоте 3.66 ГГц. В режиме прохождения — одновременно на всех четырех частотах.

С целью уменьшения влияния атмосферы, на частотах 7.69 и 14.42 ГГц использовался двухлучевой прием. Разнос диаграмм на этих частотах составлял 180 и 80" соответственно. В качестве эквивалентов антенны на частотах 2.3 и 3.66 ГГц служили опорные рупоры в небо. На всех частотах использовался «квазинулевой» способ приема.

Список использованных эталонных источников и их плотности потоков приведены в табл. 2.

В режиме прохождения большинство источников наблюдалось 3—5 раз, в режиме «скольжения» — 2—3 раза. Точные координаты галактик брались из работ [9—12].

Результаты. Была наблюдена всего 31 галактика. 19 наблюдались в режиме прохождения, остальные в режиме «скольжения». Из галактик, наблюденных в прохождении, лишь для Аракелян 148 и Маркарян 421,

32

14	Плотность потока (Ян)						
Источник	2.3 ГГц	3.66 ГГц	7.69 ГГц	14.42 ГГц			
PKS 1830-21	9.6	9.2	8.6	8.1			
3C161	13.0	8.5	4.4	2.5			
3C286	11.4	8.8	5.6	3.7			
NGC 7027	2.7	4.6	6.3	6.2			

которые являются сравнительно сильными радиоисточниками, удалось измерить плотности потоков на всех четырех частотах. Результаты наблюдений этих двух галактик приведены в табл. 3. Во втором, третьем, четвертом и пятом столбцах табл. 3 даны плотности потоков на частотах 2.3, 3.66, 7.69 и 14.12 ГГц и соответствующие средне-квадратические ошибки. В шестом столбце даны полуширины радиоисточников, в седьмом — светимости на 3.66 ГГц.

Таблица З

1.	Пло	тность пото	Полуширина	Светимости			
Галактика	2.3 ГГц	3.66 ГГц	7.69 ГГц	14.42 Г Гц	источника (сөк. дуги)	на <u>3.66</u> ГГц, (Вт.Гц ⁻¹)	
Аракелян 148 Маркарян 421	1981 ± 210 531 ± 122	$\begin{array}{c} 1557 \pm 50 \\ 477 \pm 22 \end{array}$	828 ± 150 442 ± 78	400 ± 70 664 ± 116	120 15	5.12.10 ²⁴ 9.36.10 ²³	
	!			I I			

Для остальных 17 объектов удалось измерить потоки только на частоге 3.66 ГГц. (Радиометр на этой частоте наиболее чувствительный, а эффективная площадь антенны — наибольшая). Плотности потоков их излучения на частотах 2.3, 7.69 и 14.42 ГГц оказались ниже порога обнаружения радиотелескопа. Результаты наблюдений этих галактик, а также галактик, наблюденных в «скольжении», приведены в табл. 4. Во втором столбце этой таблицы даны плотности потоков на частоте 3.66 ГГц и их средне-квадратические ошибки. Содержание первого, третьего и четвертого столбцов табл. 4 идентично содержанию соответственно первого, шестого и седьмого столбцов табл. 3.

Для галактик, приведенных в табл. 3 и 4, разности оптическил прямых восхождений и прямых восхождений, измеренных нами на 3.66 ГГц. не превышают 20". Соответствующий расчет показывает, что число случайно обнаруженных радиоисточников для всего списка должно быть меньше 0.1.

Таблица 2

7					
1	a 0	х		16	- 4
-			-	<u> </u>	

Номер галактики по [5]	Плотность пото- ка на 3.66 ГГц (мЯн)	Полуширина ра- диоисточника (сек. дуги)	Светимость на 3.66 ГГц (Вт · Гц ⁻¹)
2	< 90		1.1
42*	<26		<6.55.1023
55*	<26		
81	< 90		<2.3.1023
88	184 ± 45	<25	8-1022
120	110 ± 35	60	2.33-1023
136*	39 🖅 9		1.18.1022
197	66 ± 21	30	
214	190 ± 89	60	4.43-1022
223	<52		< 5-1022
237•	137 ± 10		3.83-1022
257	65 + 26	50	4.06.1023
365	119 ± 32	80	1.33-1021
428	$\begin{array}{r} 106 \pm 51 \\ 68 \pm 44 \end{array}$	60 47	6.8.1021
432°	< 30		$< 2.2 \cdot 10^{22}$
434	<25		
454*	100 ± 10		6.95.1021
478°	63 ± 27		4.4.1021
49 7 *	<26	1	<2.53.1031
532	58 ± 39	50	3.7.1020
534	87 ± 27	33	4.8.1022
542*	21 ± 12		1
549°	<26		<6.55.1020
553	<50	1	<7.5.1022
564	49±24	36	6.2.1022
58 3*	46±9	-	2.8.1022
588*	27±14	and in the second of	
B2 0326+39**	125 ± 56 157 ± 71 99 ± 41	54 78 27	6.35.1023
B2 0648+27**	90±40	37	2.95.1023

Примечания. Объекты, отмеченные одной ввездочкой, наблюдались методом «скольжения». При наблюдении этим методом оценить угловые размеры источников затруднительно, поэтому в таблице приведены «пиковые» значения плотностей их потоков.

Отмеченные двумя звездочками объекты не содержаться в списках [5], так как их гвлактические зироты меньше 20°, но они являются галактиками высокой поверхностной яркости (поверхностная яркость $B < 22^{m}0$ с квадратной секунды дуги) и использованы в [2] для статистических исследований свойств таких объектов.

РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК

Остановимся на некоторых объектах из табл. 3 и 4.

Аракелян 148 = NGC 2484. С этой галактикой отождествляется радиоисточник B2 0755+37 из болонского обзора [13—15]. Он наблюдался также на частотах 0.61, 1.41 и 5.0 ГГц с высокой разрешающей способностью с помощью одномильного радиотелескопа в Вестерборке [11, 16]. Согласно этим наблюдениям, Аракелян 148 является тройным источником. На наших записях на частоте 14.42 ГГц виден только компонент, совпадающий с ядром галактики. Полуширина этого компонента примерно 15". Сравнение его потока на 14.42 ГГц, приведенного в табл. 3, с потоком на 5.0 ГГц, приведенным в [16], показывает, что радиоспектр ядра Аракелян 148 либо плоский, либо интенсивность его радиоизлучения растет в сторону высоких частот в диапазоне 5.0—15.0 ГГц. Галактика в целом обладает спектральным индексом 0.7, что хорошо согласуется с данными [11, 16].

Маркарян 421. Эта галактика с ультрафиолетовым континуумом, относящаяся к объектам типа BL Lac, очень подробно исследована на ряде волн сантиметрового и дециметрового диапазонов [11, 17—20]. Сравнение плотностей потоков Маркарян 421 на частотах 2.3, 3.66, 7.69 и 14.42 ГГц и спектра, построенного на основании этих потоков (рис. 1), измеренных нами в марте 1979 г., с потоками и спектрами в диапазоне 0.4—22.2 ГГц, измеренных раньше 1975 г. [17—20], указывает на то, что Маркарян 421 является переменным объектом. Меняются как интенсивность, так и распределение радиоизлучения по спектру.



Рис. 1. Спектр радиоизлучения Маркарян 421, построенный на основании наблюдений на РАТАН-600 в марте 1979 г.

Аракелян 120. Этот объект высокой поверхностной яркости принадлежит к классу сейфертовских галактик [21, 22] и одновременно является галактикой с ультрафиолетовым континуумом. Он занесен в списки галактик Маркаряна под номером 1095 [22]. Его угловой размер, приведенный в табл. 4, более чем в два раза превосходит размер главного тела в оптике [21, 22]. Это можно объяснить, по-видимому, радиоизлучением оболочки, на существование которой указано в [22]. Объект переменен

В. Г. МАЛУМЯН

в оптическом диапазоне [23]. Он наблюдался в обоих циклах наших измерений и есть основания полагать, что он переменен и в радиодиапазоне.

Аракелян 136 = NGC 2415. Эта галактика наблюдалась также на частоте 5.0 ГГц [24]. Сравнение потока на этой частоте с потоком на 3.66 ГГц, приведенным в табл. 4, дает для спектрального индекса радиоизлучения Аракелян 136 значение 0.8.

Аракелян 214 = NGC 2990. К западу от галактики, на расстояниях 3' и 1' обнаружены два источника с потоками на 3.66 ГГц примерно 200 и 250 мЯн соответственно. О связи этих объъектов с галактикой грудно судить.

Арикелян 365 = NGC 4414. С этой галактикой отождествлен радиоисточник В2 1223+31. Она наблюдалась также на частотах 1.41 ГГц [10] и 2.7 ГГц [25]. Полученное нами значение плотности потока на 3.66 ГГц хорошо согласуется с измерениями на частотах 0.4, 1.41 и 2.7 ГГц при спектральном индексе радиоизлучения 0.7.

Аракелян 428 = NGC 5303. Эта галактика описывается в [5] как очень компактный, пекулярный голубой объект с выбросами. На расстоянии 50^{°°} от галактики обнаружен источник с плотностью потока на 3.66 ГГц 68 мЯн и полушириной примерно 50^{°°}. По-видимому, он совпадает с выбросом из галактики.

Аракелян 583. С этой галактикой отождествлен источник B2 2320+32. Сравнение плогностей потоков ее излучения на частотах 0.4 и 1.41 ГГц дает для спектрального индекса в этом диапазоне значение 0.45 [11]. Согласно нашим измерениям на 3.66 ГГц, для частот больше 1.4 ГГц, спектр Аракелян 583 становится круче.

В2 0326+39. Объект исследован с помощью одномильного телескопа в Вестерборке на частотах 0.61, 1.41 и 5.0 ГГц [17]. Согласно этим наблюдениям источник тройной. На частоте 5.0 ГГц средний компонент, совпадающий с ядром галактики, в свою очередь разрешается на три компонента. На наших записях В2 0326+39 также четко разрешается на три составляющих. Их координаты хорошо согласуются с таковыми, приведенными в [17]. Размер источника в целом $\approx 6'$.

Обсуждение результатов. Для 25 галактик, наблюденных нами, измерены красные смещения [21, 26—30]. Их светимости на частоте 3.66 ГГц приведены в табл. 3 и 4 (постоянная Хаббла принималась равной 75 км·с⁻¹·Мпс⁻¹).

В табл. 5 даны относительные количества галактик с радиосветимостями $L > 10^{22}$ Вт/Гц и $L > 10^{23}$ Вт/Гц для двух интервалов поверхностных яркостей в фотографических лучах. Из таблицы видно, что имеется избыток галактик высоких радиосветимостей в интервале поверхностных яркостей 20.6 $< \tilde{B} \le 21.3$, по сравнению с интервалом $21.3 < \tilde{B} \le 22.0$. Этот избыток особенно заметен для галактик с $L > 10^{23}$ Вт/Гц.

Интервалы по- верхностных яркостей	Количество галактик	Количество галактик с L>10 ²² Вт/Гц	Относительное количество га- лактик с L>10 ²² Вт/Гц	Количество галактик с L>10 ²³ Вт Гц	Относительное количество галактик с L>1023 Вт/Гц
20.6 < B < 21.3 21.3 < B = 22.0	8 17	5 (6) 7 (11)	0.62 (0.75) 0.41 (0.65)	4 1 (2)	0.50 0.06 (0.12)

Примечание. Поверхностные яркости в системе, близкой к системе Холмберга, взя ты из (5). Цифры в скобках получены с учетом верхних пределов радиосветимостей.

Указанный факт говорит в пользу сделанного в [2] вывода о росте относительного количества галактик, отождествленных с радиоисточниками, с поверхностной яркостью.

Автор признателен сотрудникам отдела радиоастрономии САО АН СССР за помощь в наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS WITH THE RADIO TELESCOPE RATAN-600

V. H. MALUMIAN

The results of observations of 31 galaxies of high surface brightness in the photographic region of the spectrum with the radio telescope RATAN-600 are presented.

For most of these galaxies the flux densities at 3.66 GHz are given. It is shown that there is an excess of galaxies which have high radio luminosities among objects with 20.6 $m/\Box'' < B \leq 21.3 m/\Box''$ in comparison with the objects having 21.3 $m/\Box'' < B \leq 22.0 m/\Box''$.

Tabauna 5

В. Г. МАЛУМЯН

ЛИТЕРАТУРА

- 1. М. А. Аракелян, Астрофизика, 10, 507, 1974.
- 2. М. А. Аракелян, Астрофизика, 13, 245, 1977.
- 3. М. А. Аракелян, Труды III Европейской астрономической конференции. Тонлиси, 1975, стр. 297.
- 4. М. А. Аракелян, Астрофизика, 8, 624, 1972.
- 5. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюраканской обс., 47, 3, 1975.
- 6. М. Г. Мингалиев, С. А. Пустильник, С. А. Трушкин, Р. М. Киракосян, В. Г. Малумян, Астрофизика, 14, 91, 1978.
- 7. Р. М. Киракосян, В. Г. Малумян, Письма АЖ. 4, 7, 1978.
- А. Б. Берлин, Н. А. Есепкина, Ю. Н. Зверев, А. В. Ипатов, Н. Л. Кайдановский, А. И. Копылов, Э. И. Коркин, Д. В. Корольков, Г. М. Липовка, М. Г. Мингалиев, Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, А. А. Стоцкий, Г. М. Тимофеева, Л. Н. Черков, О. Н. Шиврис, Письма АЖ, 2, 405, 1976.
- 9. L. L. Dressel, L. L. Condon, Ap. J., Suppl. ser., 31, 187, 1976.
- R. Fanti, J. Gloia, C. Lari, J. Lequeux, R. Lucas, Astron. Astrophys., 24, 69, 1973.
- 11. G. Colla, C. Fanti, R. Fanti, J. Giota, C. Lari, J. Lequeux, R. Lucas, M. H. Ulrich, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 20, 1, 1975.
- 12. A. S. Wilson, E. I. Meurs. Astron. Astrophys., Suppl. ser., 33, 407, 1978.
- G. Colla, C. Fanti, R. Fanti, A. Ficcara, L. Formiggint, E. Gondolfi, G. Grueff, C. Lari, L. Padrielli, G. Roffi, P. Tomasi, M. Wigotti, Astron, Astrophys. Suppl. ser., 1, 281, 1970.
- G. Colla, C. Fanti, R. Fanti, A. Ficcara, L. Formiggini, E. Gandolfi, C. Lari, B. Marano, L. Padrielli, P. Tomasi, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 7, 1, 1972.
- G. Colla, C. Fanti, R. Fanti, A. Ficcara, L. Formiggini, E. Gandolfi, J. Giota, C. Lari, B. Marano, P. Tomasi, Astron. Astrophys., 11, 291, 1973.
- C. Fanti. R. Fanti, J. Giola, C. Lari, P. Parma, M. H. Ulrich, Astron. Astrophys., Suppl. sor., 29, 279, 1977.
- 17. J. Sulentic, A. J. 81, 582, 1976.
- 18. R. Sramek, H. M. Tovmassian, Ap. J., 196, 339, 1975.
- G. Kojotan, R. Sramek, D. Dickinson, H. M. Tovmassian, C. Purton, Ap. J., 203. 323, 1976.
- 20. M. Gearhart, J. Kraus, B. Andrew, Ap. J., Suppl. ser., 30, 337, 1976.
- 21. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 11, 377, 1975.
- 22. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовсукий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 398, 1977.
- 23. В. М. Лютый, Астрон. цирк., № 902, 1, 1976.
- 24. M. Haynes, R. Sramek, A. J., 80, 673, 1975.
- 25. R. Sramek, A. J., 80, 771, 1975
- 26. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 11, 15, 1975.
- 27. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 12, 195, 1976.
- 28. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 12, 683, 1976.
- 29. В. Т. Дорошенко. В. Ю. Теребиж. Астрофизика, 11, 631, 1975.
- 30. Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Астрофнзика, 12, 689, 1976.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ МАРКАРЯН 308

В. Н. ПОПОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН Поступила 29 марта 1979

Для галактики Маркарян 308, показывающей характеристики галактик Sy 2, выполнено детальное спектрофотомстрическое исследование. Построены профили линий [N II] $\lambda\lambda$ 6583, 6548, H_a, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_β. Определены электрониая плотность и температура, масса и эффективный объем излучающего газа. В настоящее время Маркарян 308 по активности заметно уступает другим сейфертовским галактикам второго типа

Разделение сейфертовских галактик на два типа, произведенное в [1] по спектральным критериям, отражает различие физических условий в ядрах сейфертовских галактик и их структуре. Накопление данных о чарактеристиках индивидуальных галактик сейфертовского типа может способствовать выяснению причин, приводящих к достаточно хорошо выраженному группированию ядер в отдельные классы по спектральным признакам.

В настоящей работе приводятся данные, полученные при спектрофотометрическом исследовании одной из сейфертовских галактик второго типа — Маркарян 308. Наличие у этого объекта эмиссионных линий H₃, N₁, N₂ и H₂ отмечено еще в [2]. Впоследствии была обнаружена также эмиссия в [N II] D = 6548/83 и измерено красное смещение объекта, оказавшееся равным 0.024 [3].

Детальное исследование контуров линий в спектре Маркарян 308 представляет особый интерес в связи с тем, что их ширина несколько меньше, чем в среднем у сейфертовских галактик второго типа. По этой причине галактика иногда не включается в списки сейфертовских галактик и, вероятно, поэтому до настоящего времени данные об ее спектре относительно скудны [4]. Между тем, детальные исследования профилей линий сейфертовских галактик дают нам сведения как о кинематической и пространственной структуре ядер [5—7], так и об изменениях, происходящих в них [8, 13—16].

Необходимо отметить, что спектр Маркарян 308 обладает одной особенностью, которая создает некоторые дополнительные затруднения при получении наблюдательного материала. Речь идет о низкой интенсивности непрерывного спектра этого объекта. Максимальная интенсивность излучения в линии N₁, например, превосходит на порядок интенсивность непрерывного спектра рядом с линией. Таким образом, трудно получить на одной пластинке спектр, одинаково хорошо проработанный и в линлях, и в непрерывном спектре. Необходимо получить ряд спектров с различными экспозициями или же применить систему с цифровым выходом и накоплением, имеющую достаточно широкий динамический диалазон.

Нами, с различной аппаратурой, получены 10 спектров. Данные о них приведены в табл. 1. Индексы обозначают соответственно: UVITS (Ultra Violet Image Tube Spectrograph), БТА — 6-м телескоп САО АН СССР, ОМА — оптический многоканальный анализатор. Последний был установлен на 2.6-м телескопе ЗТА Бюраканской астрофизической обсерватории совместно со спектрографом UAGS. Число каналов знализатора — 500, светоприемник — видикон со встроенным предусилителем на однокаскадном ЭОП с электростатической фокусировкой. Накопление сигнала осуществляется на мишени видикона, охлаждаемой твердой углекислотой. Несколько более подробные данные приведены в [9].

				Ιαολυμα Ι
No	Спектр	Дата	Экспозиция (мин)	Дисперсия (А/мм)
1	UVITS 313 B	25/26.09.1973	10	220
2	БТА № 1	18/19.09.1977	30	90
3	БТА № 2	18/19.09.1977	20	90
4	БТА № 12	20/21.09.1977	20	90
5	БТА № 22	04/05.07.1978	10	70
6	БТА № 23	04/05.07.1978	30	70
7	БТА № 24	04 05.07.1978	15	70
8	БТА № 25	04/05.07.1978	20	70
9	БТА № 30	05-06.07.1978	30	70
10	OMA 045 3TA	08/09.07.1978	30	100

Примечание. Номера спектров по индексам даны в порядке их получения на разных инструментах и не соответствуют номерам по журналам наблюдений телескопов. На рис. 1 приведен профиль линии H_β, полученный в результате усреднения семи спектров (№1, 4—6, 8—10). Пунктиром представлен профиль синтетической небулярной линии, составленный усреднением профилей линий N₁ и N₂, каждый из которых в свою очередь получен в результате усреднения по девяти спектрам (№ 1—6, 8—10). На рис. 2 показан профиль бленды H₄ + [N II] $\hbar \hbar$ 6548/83, усредненный по чегырем спектрам (№ 1—3, 7). По оси абсцисс отложена скорость доплеровского сдвига от центра линии, соответствующего изменению длины волны, а по оси ординат — интенсивность, нормированная к 1 в максимуме. Усреднение контуров производилось после построения каждого из них в отдельности в указанных выше координатах.





Практически у всех линий, как запрещенных, так и водородных, ширина на уровне половинной интенсивности составляет около 400 км/с. Незначительное превышение этой величины для линий N_1 и N_2 скорсе всего является следствием их большой относительной интенсивности, что приводит к систематически большему уровню рассеянного света вокруг них. Профили, в целом, выглядят довольно симметричными. Тем не менее, на усредненных контурах заметны некоторые детали, общие для контура H_2 и $N_1 + N_2$, которые трудно объяснить случайными флюктуациями или дефектами. Можно предположить, что они возникают вследствие наличия как у водородных, так и у запрещенных линий пары симметрично расположенных от него на расстояние, соответствующее доплеровской скорости \pm 400 км/с. Эти ком-

В. Н. ПОПОВ, Э. Е. ХАЧИКЯН

поненты накладываются на центральный максимум, изменяя градиент падения интенсивности от центра линий. Кроме того, возможно, что у линии H_{β} имеется также пара компонентов, удаленных от центра линии на расстояние, соответствующее скорости \pm 700 \div 800 км/с.



В табл. 2 приведены данные об относительных интенсивностях измеренных линий в спектре. Ошибка в определении интенсивности порядка 25%, а у линий, отмеченных знаком«:», может достигать 50% из-за блендирования и/или шумов аппаратуры, при низкой интенсивности линии.

По отношениям интенсивностей линий ионов [OIII] λ 4363, 5007, 4959 и [SII] λ 4068/76, 6717/31 удалось определить электронную плотность и температуру излучающего газа методом пересечения кривых в форме. предложенной в [10] (см. рис. 3). Пунктиром показан ход кривой для иона [SII] после исправления отношения интенсивностей за межзвездное поглощение в Галактике. Они оказались равными: $n_e \sim 5 \cdot 10^3$ см⁻³, $T_e \sim 2.4 \cdot 10^4$ K.

Звездная величина т галактики Маркарян 308 равна приблизительно 15^m1 [11, 12], расстояние до нее, при H = 75 км/с·Мпс, получается равным 96 Мпс, эквивалентная ширина линии H₃ около 18 А. Следуя методике, описанной, например, в [9], получаем эффективный объем излучающего газа:

$$V_{abb} = 4.3 \cdot 10^{58} \text{ cm}^3 = 1.5 \cdot 10^3 \text{ mc}^3$$

а его масса:

$$M = 1.8 \cdot 10^5 M_{\odot}$$

Ширины эмиссионных линий, их относительные интенсивности, присутствие в спектре линий высокононизированных атомов не оставляют сомнений в принадлежности Маркарян 308 к сейфертовским галактикам второго типа. Физические условия, эффективный объем и масса излучающего газа в ядре также близки к параметрам, полученным для небулярных зон других галактик сейфертовского типа [9, 17, 18].



Сравнивая параметры ядра Маркарян 308 со сходными ядрами сейфертовских галактик второго типа, в частности с ядром Маркарян 348 [9], можно отметить более слабую степень активности исследуемого ядра в настоящий момент.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY OF THE NUCLEUS OF SY 2 GALAXY MARKARIAN 308

V. N. POPOV, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of spectrophotometry of Sy 2 galaxy Markarian 308 are presented. The profiles of the emission lines [N II] 11 6583, 6548,

 H_{a} , [O III] H_{a} 5007, 4959 and H_{β} are drawn. The electron density, temperature, mass and effective volume of the emitting gas are estimated. Markarian 308 shows now less activity compared with other Sy 2 galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Э. Е. Хачикян, Д. В. Вилман, Астрофизика, 7, 389, 1971.
- 2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовсикий, Астрофизика, 7, 511, 1971.
- 3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 8, 177, 1972.
- 4. A. T. Koski, Ap. 1, 223, 56, 1978.
- 5. M. F. Walker, A. J., 73, 854, 1968.
- 6. Э. А. Дибай, в сб. «Звезды, галактики, туманности», Изд. АН Арм. ССР. Ереван, 1969, стр. 267.
- 7. М. Ф. Уокер, в сб. «Нестационарные явления в галактиках», Изд. АН Арм. ССР. Ереван, 1968, стр. 21.
- 8. Y. Andrillat, A. J., 73, 862, 1968.
- 9. В. Н. Попов, В. Ф. Есипов, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 14, 603, 1978.
- 10. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Головников, В. И. Проник, Изв. КрАО, 39, 147, 1969.
- 11. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый, Астрофизика. 8, 473, 1972.
- J. P. Huchra, Thesis for the degree of Doctor of Philosophy, California Inst. of Technology, 1977.
- 13. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, Астрон. инрк., № 591, 1970.
- 14. E. Ye. Khachikian, D.W. Weedman, Ap. J., 164, L 109, 1971.
- 15. П. Нотни, Э. Е. Хачикян, М. М. Бутслов, Г. Т. Геворкян, Астрофизика, 9, 39, 1973.
- 16. Э. Е. Хачикяч, Астрофизика, 9, 139, 1973.
- 17. Э. А. Дибай, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
- 18. Э. А.: Дибай, В. И. Проник, в сб. «Нестационарные явления в галактиках», Изд. АН Арм. ССР, Ереван. 1968, стр. 83.

44

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.855

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 8 июня 1979

Образована выборка сейфертовских галактик, включающая 121 объект на площади около 15000 кв. градусов. Определены пространственная плотность (6.3 · 10⁻⁵ Mnc⁻³) и распределение светимостей этих галактик. Средняя по интервалу -18.5 $M_p \ge -23.5$ абсолютная величина сейфертовских галактик $\langle M_p \rangle = -19.74 \pm 0.08$. Показатель *n* в зависимости пространственной плотности от фотографической светимости $\varphi \sim L_p^{-n}$ равен 1.6 на слабом конце функции светимости ($M_p \ge -21.0$) и 3.5 — на ярком. К классу сейфертовских относится 1/250 часть всех галактик в интервале абсолютных величин — 18.5 $\ge M_p \ge -23.5$. Галактики типа Sy2 составляют не менее 1/4 сейфертовских галактик и характеризуются распределением абсолютных величин, смещенным в сторону малых светимостей.

1. Введение. Число известных сейфертовских галактик стало в настоящее время достаточно большим для детального изучения их статистических характеристик. В качестве первого шага естественно рассмотреть распределение видимых и абсолютных величин сейфертовских галактик, определить их пространственную плотность. Исследования в этом направлении неоднократно проводились ранее на сравнительно небольшом материале; отметим, в частности, работу Хукры и Сарджента [1], в которой функция светимости определяется по выборке, включающей около 40 сейфертовских галактик. В настоящей работе с этой целью используются данные о втрое большем числе сейфертовских галактик.

2. Выборка сейфертовских галактик. Принятое нами рабочее определение сейфертовской галактики совпадает с обычно используемым (см., например, [2]). Именно, объект считается относящимся к классу сейфертовских галактик, если 1) его изображение на картах Паломарского обзора неба отличается от изображений звезд и 2) в спектре ядра наблюдают-

ся широкие эмиссионные линии. Первое условие необходимо для того, чтобы исключить квазизвездные объекты, при рассмотрении которых необходимо учитывать эффекты эволюции, а также кривизну и нестационарность космологической модели.

Для того, чтобы исключить влияние неодинаковой степени изученности различных областей неба и поглощения света в Галактике, мы ограничились рассмотрением области, удовлетворяющей следующим двум условиям. Прежде всего, рассматривалась область, исследованная в первых 11 списках обзора Маркаряна и сотрудников [3—5]. В первом приближении эта область определяется условиями:

$$\begin{cases} a = 3^{h}0 - 5^{h}5, -15^{\circ} < \delta < 10^{\circ}, \\ a = 6^{h}0 - 18^{h}0, & \delta > 0, \\ a = 20^{h}5 - 3^{h}0, & \delta > -15^{\circ}. \end{cases}$$
(1)

Далее в этой области были оставлены участки с не слишком малой галактической широтой:

$$|\boldsymbol{b}^{\mathrm{H}}| \geqslant 20^{\circ}. \tag{2}$$

Определенная условиями (1) и (2) область соответствует телесному углу $\Omega = 4.62$ ср. $\simeq 15\,000$ кв. град.; в ней найдена 121 сейфертовская галактика (январь 1979 г.). Таким образом, в среднем приходится эколо 125 кв. град. на 1 сейфертовскую галактику. Примерно 3/4 этих галактик входит в списки объектов Маркаряна. Распределение всех рассматриваемых галактик в выделенной области неба приблизительно равномерию.

Список сейфертовских галактик, удовлетворяющих указанным выше условиям (для краткости обозначим данную выборку посредством SI), представлен в табл. 1, содержащей последовательно: наименования галактики; красное смещение; фотографическую видимую величину; галактическое поглощение $A_p = 0.24 \operatorname{cosec} | b^{II} |$; абсолютную фотографическую величину, вычисленную при $H_0 = 75 \operatorname{ кm/c} \cdot \operatorname{Mnc}$; классификацию, основанную на относительной ширине эмиссионных линий [6, 7]. Источником сведений о сейфертовских галактиках служили оригинальные наблюдения и обзоры [2, 8]; в последних дана обширная библиография. Во всех случаях, когда имеются измерения Цвикки и сотрудников [9—12] видимых величин галактик, в таблице приведены эти оценки. В остальных случаях даны оценки видимых величин согласно [3—5]; они отмечены скобками.

3. Распределение видимых величин. При определении пространственной плотности сейфертовских галактик существенное значение имеет вопрос о полноте рассматриваемой выборки. Пусть *т*_{ле} означает видимую

Ta	бл	ица	1

ВЫБОРКА СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

	DDIDOFKA	CENWER	TOBURN	А ТАЛАГ		
Галактика	Другие наи- менования	z	m _p	A _p	M _µ	Класс
1	2	3	4	5	6	7
Mkn 335		0.025	(14 ^m)	0	-21 ^m 4	1
III Zw 2		0.090	16.0	0.31	-22.1	1
Mkn 938		0.019	(14)	0.25	- 20.7	2
Mkn 945		0.015	(15)	0.26	-19.2	2
IV Zw 29		0.103		0.62		1
Mkn 348	NGC 262	0.014	15.0	0.47	-19.3	2
I Zw 1		0.061	14.0	0.31	-23.2	1
Mkn 352		0.015	14.8	0.47	-19.6	1
Mkn 975		0.050	15.0	0.32	21.8	1
Mkn 1	NGC 449	0.016	15.2	0.48	19.3	2
Mkn 984		0.048	15.1	0.31	-21.6	2?
ll Zw 1		C 054	15.1	0.27	-21.8	1
Mkn 993		0.017	14 0	0.48	-20.6	22
Mkn 358		0.046	15.0	0.47	-21.8	1
Mkn 573		0.010	14 0	0.28		2
Mkn 1014		0.163	(16)	0.28	-23.4	
Mkn 584		0.078	15.3	0.29	-22.5	1
4G 29.6		0.109		0.47		1
Mkn 590	NGC 863	0.027	14.0	0.29	-21.4	1
Akn 79		0.120	13.6	0.66	-21.5	1
Mkp 1040	NGC 931	0.017	13.9	0.53	20.8	1
Mkp 1044	NGC 551	0.016	(14.5)	0.27	_19.9	1
NGC 985	Mkn 1048	0.043	(14.5)	0.28	-22.0	1
Mkn 595		0.028	15.0	0.33		2
NGC 1068		0.0036	9.7	0.30	21.4	2.
Mkn 372	IC 1854	0.031	15.0	0.41	-20.9	2
Mkn 609		0.032	(14.5)	0.32	-21.3	1
111 Zw 55	NGC 1410	0.025	14.7	0.36	-20.6	2
3C 120	4C 05.20	0.033	14.2	0.52	-21.9	1
Mkn 618		0.034	(14.5)	0.42	21.6	1
Akp 120	Mkn 1095	0.033	14.6	0.67	-21.6	1
Mkn 3	1075	0.014	13.8	0.62	-20.4	2
Mkn 6	IC 450	0.020	14.8	0.55	-20.0	2
Mkn 374	10 150	0.044	(15.5)	0.62	-21.4	1
MAIL J/1		0,011	(15.5)	0.02		-

Таблица 1 (продолжение)

					(· · · · · · · · · /
1	2	3	4	5	6	7
Mkn 376	i	0.056	(16 ^m)	0, 62		1
Mkn 9		0.040	15.2	0.50	-21.2	1
Mkn 78		0.038	(15)	0.48	-21.3	2
Mkn 79	i	0.022	13.3	0.50	-22.0	1
Mkn 10		0.029	14.0	0.48	-21.8	1
Mkn 382		0.034	15.5	0.50	-20.7	1
Mkn 704		0.029	15.2	0.37 .	-20.5	1
Mkn 110		0.036	(16)	0.34	-20.1	1
Mkn 705	Akn 202	0.028	13.9	0.37	-21.7	1
Zw 0934+01		0.051	15.4	0.40	-21.5	1
3C 227		0.085	17.3	0.36	-20.7	1
Mkn 124		0.057	(16)	0.32	-21.1	1
Mkn 715		0.084	15.6	0.32	-22.3	2?
Mkn 716		0.058	(16.5)	0.30	-20.6	
Mkn 720		0.045	15.0	0.32	-21.6	
Mkn 141		0.039	15.2	0.33	-22.0	1
Mkn 142		0.045	(16.5)	0.30	-20.0	1
NGC 3227		0.0033	12.2	0.29	-18.7	2
Ton 524a		0.060		0.28		1
Mkn 34		0.051	(16)	0.31	-20.8	2
Mkn 634		0.066	(16)	0.27	-21.4	1?
Mkn 728		0.034	(16)	0.28	-20.0	2
Tol 1059+105		0.034		0.28		1
NGC 3516		0.0093	12.3	0.36	-20.9	1
Mkn 734		0.050	(15)	0.27	-21.8	1
VV 144	Mkn 40	0.020	(16)	0,28	-18.8	1
Mkn 176	1 Zw 26	0.027	14.7	0.28	-20.8	2
Mkn 739	NGC 3758	0.030	14.8	0.25	-20.8	2?
Mkn 744	NGC 3786	0.010	13.5	0.25	19.7	1
Mkn 42		0.024	15.2	0.26	-20.0	1
NGC 4051		0.0023	11.5	0.26	-18.6	1
Akn 347	NGC 4074	0.022	15.4	0.25	-19.6	2
NGC 4151		0.0033	11.2	0.25	-19.6	1
NGC 4235		0.0077	13.2	0.26	-19.5	1
Mkn 766	NGC 4253	0.013	13.7	0.24	-20.1	1
Mkn 50		0.023	(15.5)	0.27	-19.6	1

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

1 m 1

		Таблица I (продолжение						
1	2	3	4	5	6	7		
Ton 1542	Akn 374, Mkn 771	0.064	15."1	0	-22.2	1		
Mkn 231		0.041	14.1	0.28	-22.3	1		
V Comae		0.092		0.24		1		
Mkn 236		0.052	(17)	0.29	-19.8	1		
Mkn 783		0.068	(16)	0.24	-21.4	2?:		
Mkn 64	B 340	0.184	(17)	0.24	-22.6	1		
3C 287.1		0.216		0.27		1		
Mkn 268		0.041	15.3	0.24	-21.0	2		
Mkn 270	NGC 5283	0.0090	14.3	0.32	-18.9	2		
Mkn 69		0.076	(16.5)	0.25	-21.2	1		
Mkn 662		0.055	(15.5)	0.25	-21.5	2		
Mkn 279		0.031	14.5	0.33	-21.4	1		
Mkn 463	1	0.051	14.8	0.25	-22.0	2		
Mkn 464		0.031	(16.5)	0.25	-20.3	1		
Mkn 668		0.079	(16)	0.25	-21.7	1		
NGC 5548		0.017	13.1	0.25	-21.3	1		
Mkn 474	NGC 5683	0.041	15.5	0.28	-20.8	1		
Mkn 817		0.031	14.3	0.30	-21.5	1		
Mkn 686	NGC 5695	0.014	13.9	0.26	20.1	2		
I Zw 92	Mkn 477	0.037	15.2	0.29	-20.9	2		
Mkn 478		0.078	(15)	0.26	-22.7	1		
Mkn 841		0.036	(14)	0.30	-22.1	1		
Mkn 854		0.155	(17.5)	0.29	-21.7	1		
4C 35.37		0.157		0.29	-	1		
Mkn 290		0.031	(15)	0.32	20.7	1		
Mkn 486		0.039	15.2	0.32	-21.1	1		
Mkn 291		0.035	(15)	0.33	-21.1	1		
Mkn 298	IC 1182	0.034	15.2	0.34	-20.8	2		
Mkn 871	IC 1198	0.033	14.9	0.36	-21.1	1		
Mkn 876		0.129	(15.5)	0.37	-23.4	1?,		
111 Zw 77	Mkn 699	0.034	15.4	0.34	-20.6	1		
Mkn 885	1. 18 March 19	0.025	15.4	0.39	-20.0	1?		
Mkn 504		0.036	(17)	0.41	-19.2	1		
Mkn 700		0.034	15.4	0.41	-20.7	1		
Mkn 506		0.043	15.3	0.46	-21.4	1		
3C 390.3		0.057	15.3	0.53	-22.0	1		
Mkn 509		0.036	(13)	0.48	-23.2	1		

.

4-1325

1	2	3	4	5	6,	7
Mkn 896		0.027	(16 ^m)	0 [.] 53	19 ¹⁰ 7	1
11 Zw 136		0.062	14.3	0.49	-23.1	1
Mkn 304	II Zw 175	0.066	14.6	0.43	-22.9	1
Mkn 917		0.025	14.5	0.61	-21.1	2
Akn 564		0.025	14.4	0.56	-21.1	1
NGC 7469		0.017	13.0	0.34	-21.5	1
Mkn 315	II Zw 187	0.039	14.8	0.43	-21.6	1
MCG-2-58-22	Mkn 926	0.048	(14.5)	0.28	-22.2	I
NGC 7603	Mkn 530	0.029	14.4	0.29	-21.2	1
Mkn 533	NGC 7674	0.029	13.6	0.32	-22.0	2
Tol 2327-027				0.28		1
PKS 2349-01		0.174		0.28		1
Mkn 541		0.041	15.5	0.30	-20.9	1
Mkn 543	NGC 7811	0.026	14.9	0.29	-20.5	1

Таблица 1 (окончание)

величину, исправленную за галактическое поглощение, $N(m_{P_0})$ — число галактик в выборке, видимая величина которых не превосходит m_{P_0} . Поскольку выборка S1 содержит близкие объекты и нет оснований предполагать, что их пространственная плотность меняется при удалении от Галактики, показателем неполноты выборки может служить отличие наклона зависимости $\lg N - m_{P_0}$ от 0.6.

Другой часто используемый метод контроля полноты связан с изучением распределения величины $V(z)/V_{max}$ [13—15], где V(z)— объем пространства, соответствующий объекту с красным смещением z, $V_{max} \equiv V[z_{max} (M)]$ — объем, соответствующий максимальному красному смещению, при котором объект с абсолютной величиной M включается в выборку с предельной величиной m_* . Как легко видеть, в случае статического эвклидова пространства $\lg (V/V_{max}) = -0.6 (m_* - m)$, так что распределения V/V_{max} и видимых величин строго эквивалентны. Отличие методов проявляется только в нестационарных космологических моделях, однако было показано [16], что и здесь информация, содержащаяся в распределении V/V_{max} , практически совпадает с таковой для распределения видимых величин.

Ввиду сказанного мы ограничимся при рассмотрении полноты выборки исследованием зависимости $\lg N - m_{Po}$. Она представлена на рис. 1 как для всех рассматриваемых галактик SI, так и для галактик из фиксированных интервалов светимости. Вертикальные отрезки соответствуют значениям стандартного отклонения з величины $N(m_{Po})$, найденным по формуле

$$\sigma = \left[\frac{N \left[1 - N/N(\infty) \right]}{N \left[1 - N/N(\infty) \right]} \right], \tag{3}$$

где $N(\infty)$ — полное число объектов в выборке.



Рис. 1. Распределение видимых величин сейфертовских галактик. Кривая 1—всей выборки SI; кривые 2—6 — галактик с абсолютными величинами $M_p = -19$, -20, -21, -22 и -23 соответственно. Пунктирная прямая представляет зависимость $\lg N = 0.6$ m_{po} + const.

Как видно из рис. 1, почти на всем промежутке видимых величин наклон зависимости $\lg N - m_{p_0}$ существенно меньше 0.6. В интервале $10^m 5 < m_{p_0} < 15^m 0$ наблюдаемый наклон приблизительно равен 0.38, что соответствует показателю β в зависимости числа источников от потока $N \sim S^{-3}$, равному 0.95. Это свидетельствует о значительном влиянии наблюдательной селекции при обнаружении сейфертовских галактик. Как показывает наличие излома распределения, наиболее существенно селекция проявляется для галактик слабее 15^m0.

Аналогичный вид имеют зависимости $\lg N - m_{Po}$, построенные для галактик из различных интервалов абсолютных величин (рис. 1). Это указывает на то, что фактор селекции не зависит от M_{P} . Прямой проверкой этого важного заключения должен служить анализ диаграммы $M_P - m_{Po}$; как показало соответствующее рассмотрение, величины M_P и m_{Po} коррелируют для объектов выборки SI очень слабо.

Для выяснения возможных причин уменьшения наклона зависимости lg $N - m_{Pa}$ мы построили ее (рис. 2) отдельно для двух подгрупп SI: 1) галактик, для которых имеются точные измерения m_p согласно [9—12]; 2) галактик, входящих в списки объектов Маркаряна. Если учесть, что в последний обзор не включены яркие галактики, давно известные в ка-

51

честве сейфертовских, то видно, что характер зависимости lg N — m_{p,} для подгрупп такой же, как и для всей выборки.

Таким образом, приведенные данные ясно показывают, что селекция в выборке сейфертовских галактик начинается с ярких объектов, причем вероятность обнаружения произвольно взятой сейфертовской галактики зависит от ее видимой величины и не зависит от абсолютной величины.



Рис. 2. Распределение видимых величин сейфертовских галактик. Кривая I— всей выборки SI; 2— галактик, видимые величины которых измерены Цвикки и др.; 3 галактик, входящих в списки Маркаряна и др.; 4— галактик типа Sy 2.

Мы обозначим эту вероятность посредством p(m). Точная оценка роли селекции для данной выборки дается фактором полноты выборки $P(m_*)$, представляющим собой отношение числа реально наблюдающихся в выборке объектов к ожидаемому для полной выборки числу галактик. Явное выражение для $P(m_*)$ дано в приложении к данной статье; численные значения, найденные в предположении, что P(12.0) = 1, указаны в последнем столбце табл. 2.

4. Функция светимости. Как показали Нейман и Скотт [17, 18], функция светимости может быть найдена с точностью до постоянного множителя и по неполной выборке, если фактор селекции не зависит от абсолютной величины. Пусть *m*. означает предельную величину выборки, $\Psi(M)$ — долю объектов, светимость которых заключена в конечном промежутке $\left| M - \frac{1}{2} \Delta M, M + \frac{1}{2} \Delta M \right|$, ρ_0 , Мпс⁻³ — полную плотность галактик, Тогда ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

$$\Psi(M) = \frac{1}{C(m_*)} \sum_{M, m_*, m_*} 10^{0.6(M_k + 25)}, \qquad (4)$$

$$C(m_*) = \sum_{m \in m_*} 10^{0.6(M_k + 25)}, \qquad (5)$$

$$\rho_0 = \frac{5}{\ln 10} \frac{C(m_*)}{\Omega} \left[\int_{-\infty}^{m_*} p(m) \, 10^{0.6 \, m} \, dm \right]^{-1}, \tag{6}$$

где суммирование в (4) распространяется на объекты выборки с предельной величиной m_* , абсолютная величина которых заключена в промежутке $[M - (1/2)\Delta M, M + (1/2)\Delta M]$, а в (5) — на все объекты ярче m_* . Соотношения (4)—(6) следуют из формул (Пб) и (П7) приложения к данной статье; они могут быть получены и из более общего анализа Неймана и Скотт^{*}.

Найдем сначала плотность распределения (M_p) . Обычно применяемая процедура определения функции светимости связана с рассмотрением объектов ярче некоторой фиксированной величины m_* . Если при этом предел m_* ограничивает лишь яркую часть распределения $N(m_{p_0})$, так что выборку можно считать полной, то для нахождения $\Psi(M_p)$ не требуется дополнительных предположений. Однако объем выборки в этом случае невелик и экспериментальная функция светимости содержит значительную неопределенность. В альтернативном случае, когда число галактик ярче m_* составляет значительную долю объема выборки, обычно применяют некоторую процедуру, исправляющую выборку за эффекты селекции. Из сказанного выше следует, что $\Psi(M_p)$ зависит от предельной величины выборки лишь в той мере, в какой фактор селекции зависит от абсолютной величины. Поскольку, как было выяснено выше, последняя зависимость слаба, мы определяем функцию светимости следующим образом.

Сбразуем из основной выборки SI ряд выборок с предельной величиной, меняющейся от 12^{10} до 18^{10} , и найдем функцию светимости отдельно для каждой из этих выборок. Если предположение о независимости фактора селекции от M_p справедливо, то результаты должны совпадать с точностью до естественных статистических флуктуаций. При этом функция светимости, найденная по всей выборке, и будет давать наиболее точное приближение к реальной функции светимости.

53

^{*} Метод построения функции светимости, использованный Хукрой и Сарджентом [1], эквивалентен нашему. Заметим, однако, что нет необходимости вычислять, как это делают указанные авторы, неполноту для каждого интервала видимых величин в отдельности. Нормированная функция светимости (М.) не зависит от полноты, а оценка полной пространственной плотности Ро пропорциональна фактору P (m.), характернаующему выборку в целом (см. соотношение (П7)).

Результаты применения указанной процедуры (при $\Delta M = 1$ 0) представлены в табл. 2. В седьмом столбце этой таблицы указано число галактик в каждой выборке, в восьмом — фактор полноты $P(m_*)$, определенный соотношением (П5). Как и следовало ожидать, значения $\Psi(M_p)$, найденные по выборкам с достаточно большим числом галактик, удовлетворительно согласуются. Мы примем значения нормированной к 1 функции светимости, приведенные в последней строке табл. 2.

T		-				
	πi) J	24	22	а	
-			-	122		_

M			N()	P(-,)				
ma		·-20 ^m	-21 ^m	-22 ^m	-23 ^m	1V (m ₊)	r (m _*)	
12 ^m 0	0.86	0.12	0.03	0	0	5	1.00	
12.5	0.86	0.12	0.03	0	0.0008	6		
13.0	0.85	0.10	0.04	0.010	0.0007	11	0.95	
13.5	0.69	0.22	0.07	0.019	0.0006	19		
14.0	0.68	0.20	0.10	0.024	0.0013	33	0.91	
15.0	0.55	0.25	0.16	0.037	0.0016	81	0.58	
16.0	0.51	0.30	0.16	0.031	0.0015	102	0.18	
18.0	0.50	0.31	0.16	0.029	0.0017	111	0.013	

Обратимся к нахождению полной пространственной плотности сейфертовских галактик. Для этого в (6) необходимо определить фактор селекции p(m). Один из возможных способов нахождения p(m) заключается в следующем. Предположим, что в выборке, ограниченной предельной величиной m_* , известны все объекты вплоть до некоторой величины $m_1 \leq m_*$, а в промежутке $m_1 \leq m_* \leq m_*$ вероятность обнаружения p(m) пропорциональна реально наблюдаемому числу объектов*:

$$p(m) = \begin{cases} 1, & m \leq m_1, \\ n(m)/n(m_1) \, 10^{0.6 \, (m-m_1)}, & m_1 \leq m \leq m_*, \end{cases}$$
(7)

где n(m) = dN(m)/dm — плотность распределения видимых величин галактик в выборке. Подстановка (7) в (6) дает искомое выражение для плотности:

$$P_0 = \frac{3}{\Omega} C(m_*) 10^{-0.6m_*} \left[1 + 0.6 \ln 10 \frac{N(m_*) - N(m_1)}{n(m_1)} \right]^{-1} \text{Mnc}^{-3}.$$
(8)

Сводка оценок Ро при разных значениях m1 и m* для выборки SI представлена в табл. З. Как видно, зависимость от принятых предполо-

^{*} В отличие от Неймана и Скотт [18], мы не ищем аналитическую аппроксимацию *р* (*m*), а используем наблюдаемое распределение видимых величии.

жений относительно полноты выборки незначительна и пространственная плотность определяется достаточно надежно. Мы приняли $\lg \rho_0 = -4.20$ ($\rho_0 = 6.3 \cdot 10^{-5} \,\mathrm{Mnc}^{-3}$). Значения пространственной плотности сейфертовских галактик различных светимостей $\varphi(M_p) \equiv \rho_0 \psi(M_p)$, $\mathrm{Mnc}^{-3} \cdot \mathrm{BeA}^{-1}$, указаны в табл. 4. Во втором столбце этой таблицы приведено число галактик каждого интервала светимости, в последнем — доля сейфертовских галактик среди всех галактик данной светимости $\delta(M_p)$. При нахождении $\delta(M_p)$ мы воспользовались значениями функции светимости галактик поля, приведенными в [1]. Принимая плотность всех галактик в интервале абсолютных звездных величин [-18.5, -23.5] равной $1.7 \cdot 10^{-2} \,\mathrm{Mnc}^{-3}$, находим, что сейфертовские галактики составляют приблизительно 1/250 долю всех галактик из указанного интервала светимости.

Таблица 3 Ig _{Ро} , Мпс ⁻³				ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК			
(m1	12	13	14	M _p	п	$\lg \varphi(M_{\rho}), \operatorname{Mnc}^{-3} \operatorname{BeA}^{-1}$	$\delta(M_p)$
m.					9	-4.50±0.14	0.003
14	-4.09	-4.07	-4.13	-20	2 0	-4.71 ± 0.09	0.004
15	-4.25	-4.22	-4.36	-21	46	-5.00 ± 0.05	0.015
16	-4.24	-4.21	-4.36	-22	28	-5.74 ± 0.07	0.052
18	-4.19	-4.20	-4.35	-23	8	-6.9 7 +0.15	0.48:
				1			

Иногда удобно иметь аналитическое представление функции светимости. В качестве такого представления, основанного на данных табл. 4, можно принять следующее:

$$\lg \varphi (M_{\rho}) = \begin{cases} 0.25 \ M_{\rho} + 0.26, & -18.5 \gg M_{\rho} \gg -21.0, \\ 0.99 \ M_{\rho} + 15.77, & -21.0 > M_{\rho} \gg -23.5. \end{cases}$$
(9)

Коэффициенты в (9) соответствуют показателю n в зависимости плотности сейфертовских галактик от светимости $\sim L_p^{-n}$, равному 1.6 на слабом конце функции светимости и 3.5 — на ярком.

Средняя по интервалу — 18.5 $\geq M_p \geq$ —23.5 абсолютная величина сейфертовских галактик равна $< M_p > =$ — 19.74 \pm 0.08. Поскольку функция светимости неизвестна при низких значениях последней, полученное значение есть верхняя граница для средней светимости. Средняя же выборочная абсолютная величина, определенная простым усреднением значений M_p из табл. 1, равна — 21.06 \pm 0.10. Таким образом, наблюдательная селекция, связанная с недооценкой числа галактик низкой све-

Таблица 4

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

тимости, приводит к смещению наблюдаемой средней абсолютной величины сейфертовских галактик по крайней мере на 1^{тн}4 в сторону высоких значений светимости.

5. Функция светимости галактик типа Sy 2. Выборка сейфертовских галактик SI включает 102 классифицированные согласно [6, 7] галактики; 26 из них относятся к типу Sy 2. Поскольку классификация основана на относительных ширинах эмиссионных линий в спектре ядра галактики, интересно выяснить, связана ли эта характеристика со светимостью галактики. Вообще говоря, при этом необходимо учитывать вклад ядра в светимость всей системы, однако, ввиду недостаточности данных об относительных светимостях ядер, мы не будем принимать во внимание это обстоятельство.

Сопоставляя представленные на рис. 2 распределения видимых величин галактик типа Sy 2 и всех галактик SI, можно заключить, что эти распределения в одинаковой мере искажены наблюдательной сележцией. Поэтому и фактор полноты выборки $P(m_*)$ для галактик Sy 2 приблизительно равен таковому для всех сейфертовских галактик.



Рис. 3. Выборочные распределения абсолютных величин галактик типа Sy 1 (а) и Sy 2 (6).

На рис. 3 представлено наблюдаемое распределение абсолютных величин сейфертовских галактик рассматриваемых двух типов. Помимо смещения максимума распределения галактик Sy 2 в сторону малых светимостей, для них следует отметить и относительно больший вес слабого крыла. Применение распределения 22 рассматриваемого в качестве критерия однородности выборок [19], показало, что распределения За и Зб огличаются с уровнем значимости $P_i=0.02$.

Значения функции светимости галактик типа Sy 2, найденные описанным выше способом, приведены в табл. 5. Дефицит ярких галактик Sy 2 становится заметным при сравнении нормированной к 1 функции распределения $\Psi(M_p)$ с данными последней стрэки табл. 2. Средние абсолютные величины сейфертовских галактик 1 и 2 типов равны — 19.82 \pm 0.10 и — 19.55 \pm 0.15 соответственно. С точки зрения распределения Стьюдента эти средние значения различны с уровнем значимости $P_2 = 0.18$. Сопоставляя приведенные данные, следует заключить, что галактики Sy 2 несколько менее ярки, чем галактики типа 1.

Таблица 5 ФУНКЦИЯ СРЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК ТИПА 5-2

JINGHA COLIMIOCIA I AAARIAR IAR JY 2					
M _p	п	$\Psi(M_p)$	$ lg = (M_p), Mnc^{-3} \cdot Bes^{-1}$		
-19	5	0.68	-4.95±0.17		
— 20	5	0.19	5.51±0.17		
-21	13	0.13	-5.67 ± 0.08		
-22	2	0.0045	-7.13±0.29		
	ł				

Полная пространственная плотность галактик типа Sy 2 найдена равной 1.6 · 10⁻⁵ Мпс⁻³. Поскольку для выделения галактик типа Sy 2 требуются наблюдения с довольно высоким спектральным разрешением, полученную выше оценку доли галактик с относительно узкими разрешенными линиями (1/4) следует считать нижней границей.

6. Обсуждение результатов. Проблема обнаружения сейфертовских галактик неоднократно обсуждалась наблюдателями; было предложено несколько подходов к ее решению. До сих пор наиболее продуктибными остаются спектральные наблюдения с низким разрешением [3], позволяющие выделить в области значительных размеров галактики с наиболее ярко выраженным ультрафиолетовым континуумом. Как известно, около 10% галактик Маркаряна относится к классу сеифертовских.

Несмотря на эффективность обзора Маркаряна и сотрудников с точки зрения выявления сейфертовских галактик следует признать, что многие (даже яркие, $13^m - 15^m$) сейфертовские галактики остаются необнаруженными. Например, вместо 82 галактик выборки SI ярче 15^m мы должны наблюдать в рассматриваемой области неба около 140 сейфертовских галактик указанной яркости. Столь значительная селекция может быть обусловлена либо неполнотой обзоров, на основании которых производятся поиски сейфертовских галактик, либо пропусками этих галактик при наблюдениях с высоким спектральным разрешением, либо и той, и другой причинами. Как показывает анализ приведенных в [1] данных о распределении видимых величин галактик Маркаряна из первых чегырех списков, определенные выше характеристики селекции для выборки сейфертовских галактик являются простым следствием селекции, присущей обзору [3—5].

Поскольку оценки доли галактик каждого интервала светимости $\Psi(M_p)$ не зависят от полноты выборки, эта величина определена сравнительно надежно. Именно по этой причине наши значения $\Psi(M_p)$ хорошо согласуются с соответствующими значениями, которые можно получить из данных [1, 20], основанных на рассмотрении втрое меньшего числа галактик. Оценки полной плотности сейфертовских галактик содержат несколько большую неопределенность: в частности, Хукра и Сарджент [1] приходят к значению $\rho_0 = 8.1 \cdot 10^{-5}$ Мпс⁻³, Аракелян [20] — к значению $\rho_0 = 6.75 \cdot 10^{-5}$ Мпс⁻³ (все при $H_0 = 75$ км/с Мпс).

Функция светимости галактик поля согласно [1] и наши данные относительно функции светимости всех сейфертовских галактик и отдельно галактик типа Sy 2 представлены на рис. 4. Как уже отмечали Хукра и



Mp

Рис. 4. Функция светимости галактик поля (1), сейфертовских галактик (2) и галактик типа Sy 2 (3).

Сарджент [1], большинство галактик вблизи $M_p = -23.0$ являются сейфертовскими. В связи с этим представляет интерес исследовать непрерывность функции светимости при переходе к квазизвездным объектам. Для решения этого вопроса необходимо образовать достаточно хорошо исследованную выборку последних в оптическом диапазоне, что представляет более сложную проблему, чем в случае сейфертовских галактик.

Автор признателен рецензенту за полезные замечания.

Приложение

Фактор полноты выборки. Рассмотрим выборку объектов некоторого класса, видимая величина которых не превосходит m_* Пусть Ω — телесный угол, в котором заключены объекты выборки; f(M) dM — число объектов, абсолютная величина которых заключена в интервале (M, M+dM); p(m) — вероятность того, что объект величины m рассматриваемого класса будет включен в выборку; V(z), Mnc³ — объем пространства, соответствующий красному смещению z; ρ_0 , Mnc⁻³ — пространственная плотность объектов; $\psi(M)$ — плотность распределения абсолютной величины M.

Выборочное распределение f(M) и нормированная функция светимости $\psi(M)$ связаны очевидным соотношением

$$f(M) = \frac{Q}{4\pi} \rho_0 \dot{\varphi}(M) \int_0^{z_0(M)} p \left| M + 25 + 5 \lg\left(\frac{c}{H_0}z\right) \right| dV(z), \quad (\Pi 1)$$

где параметр Хаббла H_0 измеряется в км/с·Мпс, скорость света с — в км/с, $z_*(M)$ — решение уравнения

$$M + 25 + 5 \lg \left(\frac{c}{H_0} z_*\right) = m_*. \tag{(12)}$$

Полагая $V_*(M) = \mathcal{V}[z_*(M)]$, переходя в (П1) к видимым величинам и учитывая соотношение

$$V/V_* = 10^{-0.6(m_* - m)},\tag{\Pi3}$$

находим

$$f(M) = \frac{Q}{4\pi} \rho_{0} \psi(M) V_{*}(M) F(m_{*}), \qquad (\Pi 4)$$

$$P(m_*) = \int_{-\infty}^{m_*} p(m) \, d10^{-0.6(m_*-m)} \tag{\Pi5}$$

— отношение числа реально наблюдающихся в выборке объектов к ожидаемому для полной выборки числу объектов. По этой причине естественно назвать $P(m_*)$ фактором полноты выборки.

Учитывая в (П4) условие нормировки $\psi(M)$, находим:

$$\Psi(M) = \frac{V^{-1}(M)f(M)}{\int V^{-1}(M)f(M)dM} = \frac{10^{0.6M}f(M)}{\int 10^{0.6M}f(M)dM} \cdot, \quad (\Pi 6)$$

$$\rho_0 = \frac{4\pi}{\Omega} P^{-1}(m_*) \int_{-\infty}^{\infty} V_*^{-1}(M) f(M) \, dM. \tag{\Pi7}$$

Последние два соотношения и должны служить для нахождения функции светимости и пространственной плотности объектов по неполной выборке. Рабочие формулы (4)—(6) следуют из них, если f(M) представить в виде суммы ффункций, соответствующих светимостям объектов выборки, и воспользоваться явным выражением для $V_*(M)$.

При вычислении фактора полноты выборки можно воспользобаться выражением

$$P(m_*) = 10^{-0.6(m_* - m_1)} \left[1 + 0.6 \ln 10 \frac{N(m_*) - N(m_1)}{n(m_1)} \right], \ m_1 \le m_*, \ (\Pi 8)$$

следующим из (П5) и (7).

Южная станция ГАИШ

THE LUMINOSITY FUNCTION OF SEYFERT GALAXIES

V. Yu. TEREBIZH

The sample of 121 Seyfert galaxies in an area covering 15000 square degrees is formed. The space density $(6.3 \cdot 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3})$ and the luminosity distribution of these galaxies are determined. Mean (in the range $-18.5 \ge M_p \ge -23.5$) absolute magnitude of Seyfert galaxies $\langle M_p \rangle = -19.74 \pm 0.08$. A parameter *n* in the relation between space density and photographic luminosity $\Psi \sim L_p^{-n}$ is found to be equal 1.6 at the low-luminosity end $(M_2 \ge -21.0)$ and 3.5 - at the bright one. To the class of Seyfert galaxies belongs 1/250 of all galaxies in the range $-19 \ge M_p \ge -23$. Sy 2 galaxies comprise no less than a quarter of Seyfert galaxies and their distribution of absolute magnitudes is slightly shifted to the low-luminosity end.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J. Huchra, W. L. W. Sargent, Ap. J., 186, 433, 1973.
- 2. D. W. Weedman, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 69, 1977.
- 3. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
- 4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий. Астрофизика, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.

- 5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж А. Степанян, Астрофизика, 13, 225, 397. 1977.
- 6. D. W. Weedman, Ap. J., 159, 405, 1970.
- 7. Е. Ye. Khachtkian, D. W. Weedman, Астрофизика, 7, 389, 1971.
- 8. D. W. Weedman, M. N., 184, 11P, 1978.
- 9. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 1, 1961.
- F. Zwicky, E. Herzog, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 2, 1963; vol. 3, 1966; vol. 4, 1968.
- 11. F. Zwicky, M. Karpowicz, C. T. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 5, 1965.
- 12. F. Zwicky, C. T. Kowal, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. 6, 1968.
- 13. P. Kafka, Nature, 213, 346, 1967.
- 14. M. Rowan-Robinson, M. N., 138, 445, 1968,
- 15. M. Schmidt, Ap. J., 151, 393, 1968.
- 16. В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 9, 209, 1973.
- 17. J. Neyman, E. L. Scott, Proc. 4-th Bercley Symp. Math. Stat. and Prob., 3, 261, 1961.
- J. Neyman, E. L. Scott, Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data, Symp. No. 63 of IAU, Ed. by M. S. Longair, 1974. (Русск. пер. Космология. Теории и наблюдения, Мир. М., 1978, стр. 173).
- H. Cramér, Mathematical Methods of Statistics, 1946. (Русск. пер. Г. Крамер, Математические методы статистики, Мир. М., 1975. стр. 482).
- 20. М. А. Аракелян. Диссертация, ГАИШ, М., 1977.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

выпуск 1

УДК 523.855

ЗОДИАКАЛЬНЫЙ СВЕТ И ПОДСЧЕТЫ ГАЛАКТИК

М. М. ИЫЭВЭЭР

Поступила 10 нюля 1979

Показано, что найденный Фесенко градиент плотности числа галактик ярче 15^m7 приблизительно перпендикулярно эклиптике объясняется большей предельной звездной велячиной (на 0^m5) тома I каталога Цвикки и др. по сравнению с другими томами и явлением сверхскучивания галактик — присутствием соседних сверхскоплений в зоне склонений $15^\circ < 6 < 33^\circ$. Поправки к звездным величинам каталога Цвикки и др. в зависимости от интенсивности зодиакального света (эклиптической широты) в среднем порядка 0^m1 , для галактик низкой поверхностной яркости эффект, вероятно, больше.

1. Введение. Каталог галактик и скоплений галактик Цвикки и др. [1] является самым обширным источником данных о видимых звездных величинах слабых галактик. Поскольку на этот каталог опираются исследования скорости и возможной анизотропии расширения Метагалактики, а также работы по распределению и строению галактик и систем галактик, то разными авторами [2—4] изучалась точность и определялись поправки к звездным величинам каталога [1].

Недавно Фесенко [5] обратил внимание на возможное влияниг зодиакального света на звездные величины слабых галактик каталога Цвикки и др. Указания на это получены им из статистики подсчетов галлктик в областях неба с $b > 36^{\circ}$ и $b > 56^{\circ}$. А именно, область $b > 56^{\circ}$ делилась прямой LM (см. рис. 1) и определялись разности чисел галактик $n_{15.7}$ на одно поле $6 \times 6^{\circ}$ в группах A и B при разных значениях угла α . Достоинство выбранного Фесенко метода обработки наблюдений в том, что при всех значениях α области A и B находятся примерно в равных условиях видимости — всегда почти одинаково распределены как галактические широты полей $6 \times 6^{\circ}$, так и зенитные разстояния (для наблюдателя Паломарской обсерватории). Наибольшие разности в смысле A - B получились при $\alpha = 150^{\circ}$ и $\alpha = 0^{\circ}$ (180°) с максимумом разностей где-то между ними (ближе к $\alpha = 150^{\circ}$). Таким образом, направление наибольшего градиента числа галактик приблизительно перпендикулярно эклиптике, что дало основание связать этот градиент с влиянием зодиакального света [5]. Забегая вперед, отметим, однако, что, как легко видеть из рис. 1, направление максимального градиента более перпендикулярно небесному экватору!



Рис. 1.

Изучив зависимость $\langle n_{15,7} \rangle$ от эклиптической широты β в расширенной области $b > 36^{\circ}$, Фесенко нашел почти плавное уменьшение $\langle n_{15,7} \rangle$ с увеличением β , причем

$$\frac{\langle n_{15.7} \rangle_{-15^{\circ} < \beta < 19^{\circ}}}{\langle n_{15.7} \rangle_{\beta > 60^{\circ}}} \approx 2.$$

Это поддерживает гипотезу о роли зодиакального света. Допуская равномерное распределение галактик по эклиптическим широтам, можно оцевить приближенные поправки є к звездным величинам $m_p = 15.^{m}7$ каталога [1] (если принять, что при $\beta > 60^\circ \epsilon = 0$, то при $-15^\circ < \beta < 19^\circ$ уже $\epsilon \approx + 0.^{m}6$ [5]).
Число галактик слабее 15^т растет с увеличением видимой величины быстрее, чем это ожидается при равномерном распределении галактик в пространстве. Это также удовлетворительно объясняется влиянием зодиакального света, так как естественно ожидать большего влияния (больших поправок) в случае более слабых объектов [5].

Предложенные в работе [5] поправки к звездным величинам каталога [1] и связывание их с влиянием зодиакального света основывались только на косвенных аргументах из статистики галактик при основном допущении о крупномасштабной однородности пространственного распределения галактик.

Ниже имеющиеся в литературе данные фотоэлектрических наблюдений блеска слабых галактик используются для проверки гипотезы о возможном влиянии зодиакального света на определенные фотографическим путем звездные величины m_p каталога [1]. Оказывается, что градиент числа галактик, найденный Фесенко, в основном обусловлен систематическими ошибками в звездных величинах каталога [1], но ошибки эти, вероятно, не связаны с зодиакальным светом (эклиптической широтой). Частично, найденный градиент, вероятно, отражает наличие крупномасштабных флуктуаций в пространственной плотности галактикв первую очередь наличие близких сверхскоплений в направлении созвездий Геркулеса и Волос Вероники.

2. Поправки к слабым звездным величинам каталога [1] в зависимости от эклиптической широты на основе фотоэлектрических наблюлений. Для наших целей важно иметь фотоэлектрические величины многих галактик, преимущественно вблизи предела каталога [1], причем нужна однородная сеть данных, распределенных по различным эклиптическим широтам β. Данные фотоэлектрической фотометрии, по меньшей мере частично соответствующие этим требованиям, содержатся в работах Крона и Шейна [2] и Хакра [6].

Крон и Шейн определили поправки к m_ρ каталога [1] в зависимости от звездной величины и номера тома каталога [1]. При этом для ярких галактик они преимущественно пользовались ранними измерениями других авторов, а для слабых галактик ($m_\rho \ge 15^m$ 0) на основе собственных наблюдений определили фотоэлектрические величины 252 галактик. Данные своих оригинальных наблюдений отдельных галактик они не опубликовали, но и приведенная в их работе [2] сводка данных содержит ценную информацию о характере ошибок Δm каталога [1]. Часть этой сводки, наиболее полезная для нашего исследования, представлена в табл. 1. Согласно [2] стандартное отклонение при сравнении фотоэлектрического значения видимой звездной величины с каталожным равно 0^m31. Таким образом, числа сравниваемых значений *n*, приведенные в табл. 1, обеспе-5–1325 чивают для томов I. II и V точность поправок примерно $\pm 0^{m}05$. Для томов III. IV и V1 в распоряжении Крона и Шейна имелись только отдельные фотоэлектрические наблюдения звездных величин слабых галакгик. Использование для этих томов средних поправок, полученных для томов II—VI (по существу средних для томов II и V), оправдано тем, что в случае ярких галактик поправки для томов II—VI имеют сходный характер (отличный от поправок для тома I). К тому же по времени выполнения (и, вероятно, по использованной методике и калибровке) тома II—VI ближе друг к другу, чем к тому I.

Таблица 1

17	15.0 👞 r	m _p < 15.5	15.6 m _p 15.7		
IOM	п	(m)	n	(\$\Delta m \$\)	
I	50	+0.19	18	0.48	
П	36	0.00	30	0.00	
V	90	-0.04	42	-0.06	
II-V	132	-0.03	73	-0.03	

ІОПРАВКИ Для	-	m _{ĸw} -	-m _p K	ЗBE	здным	Bl	еличина	M	m
καταλογά	[1]	ПО	AAHH	ным	КРОНА	И	ШЕЙНА	[2]	

Вследствие того, что эклиптические широты β для областей небз, покрываемых одним томом каталога [1], имеют только умеренный разброс (см. рис. 1), на основе данных табл. 1 можно судить о роли зодиакального света. А именно, площади, покрываемые томами I и V, почти одинаково расположены относительно эклиптики. Если величины поправок к звездным величинам каталога [1] определялись бы эклиптической широтой, то должно было бы иметь место равенство $\Delta m_1 \approx \Delta m_V$, чего, однако, нет. Не выполняются и другие, ожидаемые согласно этой гипотезе, соотношения ($\Delta m_{II} \lesssim \Delta m_V$ и $\Delta m_1 \approx \Delta m_{II} + 0^m 1 + 0^m 2$).

Таким образом, данные Крона и Шейна показывают, что в северном галактическом полушарии неба вблизи эклиптики (в томе I) звездные величины каталога [1] нуждаются в значительных поправках, значения которых совпадают с предсказанными Фесенко [5] на основе статистики подсчетов галактик. Но так как в южном галактическом полушарии вблизи эклиптики (том V) и на умеренных эклиптических широтах (том II) поправки незначительны, то, вероятно, эти поправки не следует связывать с влиянием зодиакального света.

В работе Хакра [6] описана фотоэлектрическая фотометрия 196 галактик с избыточным ультрафиолетовым излучением из списков Маркаряна [7] и Маркаряна и Липовецкого [8]. Хакра [3] использовал эти данные для вывода поправок к звездным величинам каталога [1], не обращая, однако, внимания на возможные эффекты томов и эклиптической широты. Звездные величины работы [6] соответствуют диаметрам D_{55} , которые Хакра определял на основе Паломарского атласа неба, поичем согласно его оценке диаметры D_{55} примерно соответствуют изофоте поверхностной яркости 23^m . Так как диаметры фактически определяются по изофоте поверхностной яркости, составляющей определенную долю эт фона, то галактикам со схожими истинными распределениями яркости по диску и равными угловыми диаметрым и в случае фонов разной интенсивности приписываются разные диаметры и, следовательно, разные видимые звездные величины. При более сильном фоне вблизи эклиптики, соответствующей диаметру D_{55} . блеск соответствует меньшему истинному диаметру, и по этой причине фотоэлектрические звездные величины нуждаются в поправках в зависимости от эклиптической широты.

Согласно кривой возрастания блеска с увеличением днаметра, приведенной Хакра [6], вблизи изофоты 23^m увеличение предельной изофоты на 1^m соответствует увеличению яркости $4m \approx -0^m 1 \div -0^m 2$. Изменчивость зодиакального фона составляет 1^m, присутствие других фонов уменьшает этот контраст фона, поэтому в качестве грубой оценки можно принять $|\Delta m| \leq 0^m 1$. Таким образом, фотоэлектрические данные Хакра имеют значительно большую точность, чем предполагаемые ошибки каталога [1] и эти данные можно использовать для проверки точности фотографически определенных звездных величин. Тем не менее, очевидно, что для точной оценки роли зодиакального света весьма тщательно должна быть составлена специальная программа фотоэлектрических наблюдений. В случае галактик с более низкой поверхностной яркостью, чем в работе [6], эффекты, связанные с изменчивостью фона, должны быть сильнее.

0	14.8 < r	$m_p < 15.2$	$15.3 < m_p < 15.7$		
n		(\(\Lambda m \)	п	(Jm)	
0_20 0	15	0 27 + 0 09	A	0 26+0.05	
30-49.9	14	0.21 ± 0.09	т 8	0.20 ± 0.03	
50-90	6	0.34 ± 0.10	8	0.30 ± 0.17	
0-90	35	0.33 ± 0.07	20	0.35 ± 0.08	
0 90		0.51 10.00	20	0.35 ± 0.00	

Tаблица 2ПОПРАВКИ $\Delta m = m_X - m_p$ К ЗВЕЗДНЫМ ВЕЛИЧИНАМ m_n КАТАЛОГА [1] ПО ДАННЫМ ХАКРА [6]

В табл. 2 представлено сравнение звездных величин из работы [6] и каталога [1] в зависимости от эклиптической широты β и видимой звездной величины галактик. Значимой зависимости величины поправок Δm от β не обнаруживается. Вопреки предсказанию работы [5], вблизи эклиптики поправки Δm хотя и слегка меньше, чем вдали от эклиптики, но различие остается в предлах случайных ошибок.

В табл. 3 представлено сравнение звездных величин по отдельным томам каталога [1]. Видно, что в среднем по данным Хакра [6] поправки больше, чем по Крону и Шейну [2]. Вероятно, это связано с тем, что поправки различных авторов соответствуют выборкам галактик разного типа и разным предельным изофотам поверхностной яркости.

ПОПРАВКИ ВЕЛИЧИ	1 Jm = m _X - m _p HAM m _p KATA 4AHHЫM XAKF	<i>Таблица 3</i> к звездным лога [1] по РА [6]
Том	n	< \ 4 m >
1	1	0.67:
П	5	0.24 ± 0.17
111	17	0.36 ± 0.08
IV	19	0.37 ± 0.08
v	8	0.08 ± 0.13
VI	5	0.41 ± 0.07

Резюмируя, можно сказать, что как по данным Крона и Шейна [2], так и по данным Хакра [6], звездные величины слабых галактик каталога [1] не нуждаются в значительных систематических поправках в зависимости от эклиптической широты β . Возможны систематические поправки $|\Delta m(\beta)| \leq 0^m$ 1.

3. Поправки к слабым звездным величинам и подсчеты галактик. Используя полученную информацию о характере поправок к звездным величинам каталога Цвикки и др. [1], проанализируем теперь результаты подсчетов галактик, представленных Фесенко [5]. Из рис: 1 видно, что при углах 140° 20 180° поля тома I каталога [1] попадают только в область, обозначенную через А. Поскольку реальный предел тома I на 0°5 больше пределов других томов (табл. 1), то том I при допущении однородного распределения галактик в пространстве должен содержать вдвое больше галактик на единицу площади неба по сравнению с другими томами, что приводит к градиенту поверхностной плотности галактик в направлении, перпендикулярном к экватору (почти перпендикулярном к эклиптике), как это и было найдено в работе [5]. Объясняется ли таким образом весь наблюдаемый градиент?

Оказывается, что нет. Действительно, рассмотрим подсчеты в большом круге $b > 36^{\circ}$. Будем исходить из значения $\langle n_{15.7} \rangle_{\beta>40^{\circ}} = 53.8$, поскольку в зону $\beta > 40^{\circ}$ не входит ни одно поле тома. І. Будем считать это значение действительным для томов II—IV, а для тома I примем значение, в два раза большее. Зона — $15^{\circ} < \beta < 19^{\circ}$ содержит поля из тома I и тома II ь соотношении 3 : 2. Простой расчет показывает, что искажение шкалы звездных величин тома I при принятых допущениях повысит число галактик на одно поле в этой зоне почти до значения, приведенного в работе [5] (87 в сравнении с 97.7). Но для зоны $20^{\circ} < 39^{\circ}$ аналогичный расчет дает лишь значение 65, в то время как наблюдения дают 84 [5].

Чем вызван этот значительный избыток галактик в зоне $20^{\circ} < \beta < 39^{\circ}$? Поскольку анализ в разделе 2 показал, что нет оснований считать поправки к звездным величинам каталога [1] зависящими от β , а имеется сильная зависимость от номера тома (склонения δ), то продолжим анализ, проводя подсчеты по зонам склонений. Как и в работе [5], будем использовать только поля каталога с координатами центров b > 36, избегая таким образом области с сильным влиянием галактического поглощения, но охватывая все же большой статистический материал (половину галактик каталога [1]). В табл. 4 приведены склонения зон (или номера томов), числа n полей $6 \times 6^{\circ}$ в зоне (томе). $n_{15.7} > red$ — средние числа галактик на одно поле (том), b > - средние галактические широты, $\langle z \rangle$ — средние зенитные расстояния во время кульминации в обсерватории Маунт Паломар. Для томов II—IV $\langle n_{15.7} \rangle_{red} = \langle n_{15.7} \rangle$, а для тома I было принято $\langle n_{15.7} \rangle_{red} = 0.5$ $n_{15.7} >$, чтобы числа галактик соответствовали пределу звездных величин других томов.

Нетрудно убедиться, что градиент в нередуцированных числах $\langle n_{15.7} \rangle$ по склонению больше градиента по эклиптической широте β , найденного в работе [5]. После редукции за счет большей предельной величины тома 1 числа галактик в томах I, III и IV оказываются примерно равными. Однако наблюдается значимый избыток галактик на площади, занимаемой полями тома II, причем во всех трех зонах склонений этого тома средние $\langle n_{15.7} \rangle_{red}$ значительно превышают наибольшие $\langle n_{15.7} \rangle_{red}$ в других зонах. В среднем на одно поле тома II приходится в 1.54 раза больше галактик, чем на одно поле соседних I и III сомов и в 1.81 раза больше, чем на одно поле тома IV. При допущении однородного пространственного распределения этому соответствуют разности в 0^m31 и 0^m43 в эффективных предельных звездных величинах, соответственно. Рассмотрим возможные причины этих различий поочередно.

а) Неоднородности условии наблюдений и блияние галактического поглощения света. Этими факторами, вероятно, можно объяснить лишь

небольшую часть указанных различий. Так, объекты томов II и III наблюдались практически в одинаковых условиях и только для тома IV как зенитные расстояния $\langle z \rangle$, так и средняя галактическая широта $\langle b \rangle$ настолько отличаются от соответствующих параметров для тома II, что дают заметный эффект. Примем для томов I и III поправку 0^m05, а для тома IV — 0^m15 по отношению к тому II. В результате находим, что после редукции к примерно равным с томом II условиям наблюдений тома I, III и IV в среднем имеют все же эффективную предельную величину на 0^m27 меньше, чем том II.

Зона, том	Число полей	(n _{15.7}) red	 	< z >	
0.,	16	45.1	52 [°] 3	34 '	
6	- 17	62.2	55.9	28	
12	19	56.7	57.7	22	
1	52	54.9	55.4	27.6	
18	19	95.8	61.2	16	
24	18	75.3	63.3	10	
30	20	87.0	61.6	4	
11	57	86.2	62.0	10.0	
36	18	58.0	61.7	2	
42	18	59.9	58.2	8	
48	16	52.6	55.6	14	
54	14	* 58.5	53.0	20	
Ш	66	57.3	57.4	10.4	
60	12	51.8	49.6	26	
66	10	36.9	45.9	32	
72	7	52.7	42.3	38	
78	4	53.5	38.6	44	
IV	33	47.7	45.6	32.5	

СРЕДНИЕ ЧИСЛА ГАЛАКТИК ($n_{15.7}$) red НА ОДНО ПОЛЕ 6 × 6° В РАЗНЫХ ЗОНАХ СКЛОНЕНИЙ (ТОМАХ) КАТАЛОГА [1]

Таблица 4

6) Неучтенные различия в средних поправках к звездным величинам галактик разных томов. Согласно данным табл. 1 и 3. вероятность наличия неучтенных дифференциальных поправок, достигающих 0^m3, мала. Введение дифференциальных поправок из табл. 3 только увеличило бы рассматриваемые разности в эффективных предельных величинах. в) В томе II колебания поправок при переходе от одного поля к другому больше, чем в других томах. В таком случае должны были бы наблюдаться эксцессы в распределении чисел $n_{15.7}$ как при малых, так и при больших их значениях (а арифметическое среднее $\langle n_{15.7} \rangle$ было бы больше по сравнению с другими томами). Распределения $n_{15.7}$ (для тома I $0.5 \cdot n_{.5.7}$) по отдельным томам, однако, показывают, что распределение для тома II лишь целиком сдвинуто в сторону больших чисел.

г) Допущение об однородном пространственном распределении галактик не соответствует действительности. Поскольку значительных неучтенных систематических ошибок в звездных величинах каталога [1] и существенных различий в наблюдательных условиях не удается обнаружить, то остается возможность, что мы имеем дело с реальным избытком галактик в области неба, покрываемой томом II.

В частности, в этой области находятся сверхскопления галактик Сота [9, 10] п Геркулеса [11]. Рассмотрим числа галактик в разных частях тома II. В направлении сверхскопления Сота ($14^{h}20^{m} \ge a \ge 10^{h}40^{m}$, 25 полей) имеем ($n_{15.7}$) 98.4, в направлении Геркулеса ($16^{h}20^{m} \ge a \ge 15^{h}30^{m}$, 6 полей) ($n_{15.7}$) = 94.7, между Сота и Геркулесом ($15^{h}30^{m} \ge a \ge 14^{h}20^{m}$, 9 полей) ($n_{15.7}$) = 75.0, в направлении $10^{h}40^{m} \ge a$ (13 полей) ($n_{15.7}$) = 77.4. Видно, что сверхскопления Сота и Геркулес выделяются как значительные сгущения в распределении слабых галактик каталога [1], однако и в других направлениях тома II наблюдается избыток галактик по сравнению с соседними томами (разница $\sim 0^{m}2$ в э.фективных звездных величинах). Таким образом, не исключена возможность продолжения сверхскопления Сота в направлении Рака и некоторого моста между сверхскоплениями Сота и Геркулес, хотя на основе данных о лучевых скоростях галактик между этими сверхскоплениями наблюдается разрыв [12].

Отметим также, что существование соседних сверхскоплений должно пригодить к более быстрому увеличению числа слабых галактик с увеличением звездной величины. чем это ожидается при равномерном распределении галактик в пространстве, что и наблюдается [5].

4. Выводы. а) Существующие результаты фотоэлектрических определений видимых звездных величин слабых галактик ($14^{w}8 \leq m_p \leq 15^{w}7$) не указывают на существенное влияние зодиакального света на видимые звездные величины каталога [1].

6) Основной причиной максимального числа галактик ярче 15^{то} на единицу площади неба вблизи эклиптики является систематическое отличие шкалы звездных величин тома I каталога [1] от шкал звездных величин других томов этого каталога.

М. М. ИЫЭВЭЭР

в) Причинами более быстрого увеличения числа галактик с увеличением звездной величины, чем это ожидается при равномерном распределении объектов в пространстве, являются отклонение шкалы звездных величин каталога [1] от шкалы Погсона (особенно в томе I, см. табл. 1 и 2) и существование далеких сверхскоплений.

г) После исправления чисел $\langle n_{15.7} \rangle$ за счет известных средних поправок Δm к звездным величинам каталога [1], в зоне склонений 14°30' $< \delta < 32°30'$ (том II каталога [1]) числа галактик на единицу площади неба в 1.5—1.6 раза больше по сравнению с соседними зонами склонений (соседними томами). Этот избыток галактик свидетельствует о явлении сверхскучивания галактик. В частности, в указанную зону склонений входят сверхскопления галактик Со ma и Геркулес.

Институт астрофизики и физики атмосферы АН Эст. ССР

ZODIACAL LIGHT AND THE COUNTS OF GALAXIES

M. M. JÔEVEER!

It is suggested that the nearly perpendicular to the ecliptic density gradient of galaxies brighter than 15^m7 found by Fessenko can be explained by fainter limiting magnitude of volume I of the catalogue by Zwicky et al. and by the presence of neighbouring superclusters of galaxies in the declination zone $15^\circ < \delta < 33^\circ$. Corrections to the magtudes of faint galaxies given by Zwicky et al. depending on the zodiacal light intensity (ecliptic latitude) are about 0^m1 , in the case of low surface brightness galaxies the effect may be larger.

ЛИТЕРАТУРА

- F. Zwicky, E. Herzog. P. Wild. M. Karpowicz, C. Kowal, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, Zurich, vol. 1-6, 1961-1968.
- 2. G. Kron. C. D. Shane, Astrophys. Space Sci., 39, 401, 1976. -
- 3. J. Huchra, A. J., 81, 952, 1976.
- 4. G. Paturel, Astron. Astrophys., 56, 259, 1977.
- 5. Б. И. Фесенко, Астрофизика, 14, 315, 1978.
- 6. J. P. Huchra, Ap. J. Suppl. ser., 35, 171, 1977.
- 7. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 3, 55, 1967; 5, 443, 581, 1969.
- 8. Б. Е. Маркарян. В. А. Липовецкий. Астрофизика, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974.
- 9. G. Chincarini, H. J. Rood, Ap. J., 206, 30, 1976.
- 10. Я. Эйнасто, М. Пыэвээр, А. Кивила, Э. Таго, Астрон. цирк., № 895, 2, 1975.
- 11. G. O. Abell, A. J., 66, 607, 1971.
- M. Jôeveer, J. Etnasto, in "The Large Scale Structure of the Universe", eds. M. S. Longair, J. Einasto, D. Reidel, Dordrecht, Holland, 1978, p. 235.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 524.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЛАКТИКИ ПО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА В ЛИНИИ 21 см. II. НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ. 30° ≤ |1| ≤ 60°

В. Г. БЕРМАН, Ю. Н. МИШУРОВ Поступила 2 июля 1979

Рассчитано нелинейное движение газа в гравитационном поле спирального рукава и распределение его плотности в нелинейной теории. Построены контуры линии радиоизлучения HI в 21 см в области галактических долгот $30 \le |l| \le 60^\circ$ для моделей спиральной структуры Галактики Лина и др. [3] и Марочника и др. [10]. Показано, что вывод [2], сделанный в линейной теории. о возможности согласования модели [10] с наблюдениями HI, подтверждается в нелинейной теории. В модели [10] удастся также понять распределения по радиусу Галактики зон HII, облаков СО, у-излучения, остатков сверхновых и т. д., связав их с изменением по радиусу степени сжатиз газа в галактической ударной волне.

1. Введение. Для расчета контуров линии радиоизлучения HI в 21 см необходимо знать поле скоростей и распределение плотности межэвездного газа (см., например, [1]). В [2] дан подробный анализ метода расчета течения газа в рамках волновой теории спиральной структуры галактик в линейном приближении. Вкратце суть метода такова. Согласно [3] по звездному диску Галактики распространяется спиральная волна плотностч. Эта волна плотности — рукав — своим гравитационным полем возмущает движение газа, отклоняя его от кругового. Линейное приближение означает, что отклонение течения газа от кругового мало.

Строго говоря, использовать линейную теорию для расчета возмущенного движения газа нельзя. Как показано, например, в [4, 5] для значений параметров спиральной структуры Галактики Лина и Шу [3] (угловая скорость вращения спирального узора $\Omega_p = 13.5$ км/с кпс, амплитуда силы гравитационного поля рукава F = 5%) в окрестности Солнца движение

газа является существенно нелинейным: образуются галактические ударные волны. Важное отличие нелинейного режима течения газа от линейного заключается в том, что, во-первых, скачок плотности газа на фронте ударной волны может стать значительно больше единицы, во-вторых, рукав по газу становится более узким.

Цель настоящей работы — рассчитать движение газа в гравитационном поле рукава и распределение его плотности в нелинейном приближении, а также построить контуры линии радиоизлучения HI в 21 см в области галактических долгот $30^{\circ} \leq |l| \leq 60^{\circ}$. В отличие от предыдущих работ, например, [6—9], мы рассчитаем течение газа и контуры линии 21 см не только для линовских Ω_p и F_0 (здесь и далее индекс «0» означает, что величина берется в точке с координатами Солнца), но и для параметров Марочника и др. [10] ($\Omega_p = 23 \text{ км/с} \cdot \text{кпс}, F_0 \approx 10\%$ [2]), при этом модель движения газа будет построена полностью в соответствии с волновой теорией спиральной структуры галактик (см. ниже и [2]).

Результаты настоящей работы подтверждают выводы [2] о том, что модель спиральной структуры Галактики, предложенную Марочником и др. [10], удается согласовать с наблюдениями НІ. В этой модели становится также понятным следующий важный вопрос: почему количество таких объектов, как областей HII, молекулярных облаков и т. д., — индикаторов спиральной структуры — растет к центру Галактики, а на расстоянии Солнца их почти нет, хотя нейтрального водорода здесь много. Это можно связать с изменением степени сжатия газа в галактической ударной волне с расстоянием от центра Галактики R*. В ряде работ (см., например, обзоры [11, 12] и цитированную там литературу) была высказана идея о том, что сжатие газа в ударной волне иниципрует образование плотных облаков и, следовательно, рождение звезд, возникновение областей HII, формирование молекул и т. д. Естественно, чем больше сжатие, тем этот процесс идет интенсивнее. Как будет показано ниже, в модели Марочника и др. [10] вблизи R, ударной волны нет вообще. (Это связано с тем, что вследствие близости Ω_{μ} к угловой скорости вращения галактического лиска на расстоянии Солнца Ω_p невозмущенная скорость натекания газа на рукав меньше скорости звука в газе с, а амплитуда потенциала рукава падает с ростом R от 5 кпс до 10 кпс). Поэтому на расстоянии Солнца вследствие малости степени сжатия газа процесс образования различных объектов замедлен. При уменьшении R скорость натекания газа на рукав возрастает (растет $|\Omega_p - \Omega|$), становясь больше с при $R \leq 9$ кпс, и растет амплитуда гравитационного потенциала рукава. В этой области развивается сильная ударная волна. Степень сжатия газа велика. Процесс образования плотных облаков, звезд и т. д. идет интенсивно.

^{*} На это обстоятельство обратил наше внимание А. А. Сучков.

2. Метод расчета нелинейного движения межэвездного газа. Представим гравитационный потенциал Галактики φ в виде суммы невозмущенной осесимметричной части $\varphi_G(R)$ и возмущения от рукава $\varphi = A(R) \cos \lambda$, где A < 0 — амплитуда потенциала рукава,

$$\mathcal{I} = 2\left(\operatorname{ctg} i \ln R / R_0 + \vartheta - \Omega_p t\right) \tag{1}$$

фаза волны, ϑ — азимутальная координата в плоскости Галактики, отсчитываемая по часовой стрелке, l — время, i(R) — угол закрутки спиралей. Волновая теория строится в ВКБ-приближении сtg $i \gg 1$, A — медленно меняющаяся функция R [3]. В этом приближении геометрия спирального рукава определяется уравнением λ — const. Отметим отличие записи λ в настоящей работе от принятого в [2]. Во-первых, мы моделируем рукав логарифмической спиралью (но это не будет спираль равного наклона, т. к. i есть функция R), во-вторых, перед ϑ стоит «+», следовательно, для закручивающихся ветвей i > 0. Спиральный узор, как видно, вращается твердотельно с угловой скоростью Ω . Величину — $2\Omega_{pl}$ можно обозначить через λ_0 (начальная фаза в (1) опущена). Смысл λ_0 — фаза Солнца в спиральной волне или местоположение Солнца между рукавами.

Нелинейные газодинамические уравнения движения газа в гравитационном поле рукава в ВКБ-приближении, когда малыми членами порядка sin *i* и выше пренебрегают, имеют вид [7, 13]:

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial z u}{\partial \eta} = 0, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{R} \frac{\partial u}{\partial \eta} - 2 \, \Omega_{\mathcal{D}} = -\frac{c^2}{R^3} \frac{\partial s}{\partial \eta} - \frac{1}{R} \frac{\partial s}{\partial \eta}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{R} \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{x^2}{2\Omega} (u - u_0) = 0, \qquad (4)$$

здесь и — нормальная к рукаву компонента скорости газа, $u_0 = (2 - - \Omega_p) R \sin i$ — невозмущенная нормальная компонента скорости, происходящая от относительного движения газового диска Галактики, вращающегося с угловой скоростью $\Omega(R)$, и спирального узора, вращающегося с угловой скоростью Ω_p , v — возмущенная гравитационным полем рукава тангенциальная компонента скорости газа, $\sigma = \sigma_0 +$

+ σ — полная поверхностная плотность газа (τ_0 и σ — соответственно, невозмущенная и возмущенная плотности газа), κ — эпициклическая частота [3]. При выводе системы (2) — (4) совершен переход от полярных галактоцентрических координат R, ϑ к спиральным τ_1 , ; [4, 5, 7, 13]:

В. Г. БЕРМАН. Ю. Н. МИШУРОВ

$$\eta = \cos i \ln R / R_0 + (\theta - \Omega_p t) \sin i, \qquad (5)$$

$$\varsigma = -\sin i \ln R/R_0 + (\vartheta - \Omega_p t) \cos i. \tag{6}$$

В соответствии с идеей ВКБ-метода [3] предполагается, что все величины в (2)—(4) быстро изменяются перпендикулярно к рукаву, т. е. с ⁷, и медленно вдоль рукава, т. е. с Поэтому зависимостью величин, входящих в (2)—(4), от с пренебрегаем (см. цитированные работы). При дифференцировании в (3) 9 производная берется лишь от сос 7. Величина *R* понимается локально.

Компоненты скорости в спиральных координатах связаны с компонентами в полярных следующими соотношениями [4]:

$$u = u_0 + u_1 \cos i + v_1 \sin i,$$
 (7)

$$v = -u_1 \sin i + v_1 \cos i, \tag{8}$$

где u₁, v₁— соответственно, радиальная и азимутальная возмущенные гравитационным полем рукава компоненты скорости газа.

К системе (2)—(4) необходимо добавить граничные условия. Вследствие периодичности потенциала рукава по ii, с периодом π , а значит и по η с периодом π sin *i*, все газодинамические величины в (2)—(4) должны иметь период π sin *i*.

В [1, 2] и других работах, в которых для расчета контуров линии 21 см использовалось линейное приближение, система, аналогичная (2)—(4), линеаризовалась по малым возмущениям. В этом случае нетрудно выписать аналитические решения.

В настоящей работе мы не станем линеаризовывать систему (2)--(4). а будем решать нелинейные уравнения. Очевидно, такая задача не поддается аналитическому решению, и его надо искать численно. Для этого необходимо задать входящие в (2)---(4) параметры Ω_p , R, $\Omega(R)$, c(R), i(R), A(R). Решив эту систему для каждого фиксированного R, нетрудно перейти к полярным координатам и скоростям в этих кординатах, а затем к лучевой скорости, что позволяет известным образом рассчитать контуры линии 21 см (см., например, [1]).

Счет по времени продолжается до тех пор, пока не наступит стационарное (или квазистационарное) состояние. Вообще, можно было бы попытаться решить стационарные уравнения методом [4, 5], положив в (2)—(4) d/dt = 0. Однако для Ω_p , близкого к Ω_o , большая часть луча зрения падает в область неустойчивости (по-видимому, численной), обнаруженной в [5]. В то же время, как отмечено в [7], в нестационарной задаче эта неустойчивость не проявляется. Поэтому мы предпочли решать нестационарную систему уравнений (2)—(4). Числепный метод изложен в Приложении. Остановимся вкратце на том, как задавать A(R) и i(R). В [6-9]A(R) определялось из условия $F = 2A/\Omega^2 R^2 \sin i \approx 5 + 7^0/_0 = \text{const.}$ Отсюда $A \approx (0.025 \div 0.035) \Omega^2 R^2 \sin i$.

Это совершенно произвольное допущение. Эначение $F \approx 5\%$ было найдено Юанем [14] при исследовании миграции поперек рукава звезд, расположенных вблизи R_0 от центра Галактики. Поэтому правильно было бы сказать, что им найдено значение F при $R = R_0$, т. е. F_0 , и нет никаких оснований считать, что такое же F будет и при всех R. На самом деле согласно [15]

$$A(R) = \operatorname{const}(RR_{\cdot})^{-1/2}, \qquad (9)$$

где R, задается уравнением (59b) работы [15] (вдали от линдбладовских резонансов ее можно аппроксимировать $R \approx 3|\Omega_p - \Omega|/x$). Очевидно, зависимость A(R), приведенная выше, не совпадает с (9). Const в (9) можно определить, задав, например, F_0 .

В цитированных выше работах полагалось $i \approx 6 \div 12^\circ = \text{const.}$ Это также произвольное допущение: i должно находиться в результате решения некоторого дисперсионного уравнения [3] (см. ниже).

3. Контуры линии 21 см. Изложим результаты расчета контуров линии 21 см для двух моделей спиральной структуры Галактики: модель 1 — Лин и др. [3], модель 2 — Марочник и др. [10].

а) Модель 1. Примем $\Omega_p = 13.5 \text{ км/с} \cdot \text{кпс}$, $F_0 = 0.05$ [3]. Зависимость A(R) определяется согласно (9). c(R) и $\mathfrak{L}(R)$ возьмем из [1]. i(R) задается следующим образом: tg i = 2/kR, k — решение некоторого дисперсионного уравнения [3], причем выбирается, так называемая, «коротковолновая» мода, или мода k_{∞} [10, 16]. Для нахождения решения дисперсионного уравнения в него необходимо подставить Ω_p , Ω и поверхностную плотность звездного диска (диск считается маржинально устойчивым [3]). Согласно [3] вся Галактика вращается со шмидтовской скоростью. Звездная плотность есть суммарная плотность всех подсистем Галактики, спроектированная в плоскость (обозачим эту плотность через σ_L — она берется из [3]). Подставляя в дисперсионное уравнение 4_L и Ω из [1], можно найти i(R). Таким образом, все параметры для решения системы (2)—(4) определены.

6) Модель 2. Примем: $\Omega_p = 23 \text{ км/с} \cdot \text{кпс}$, $F_0 = 0.1$ [2], A(R), c(R)и $\Omega(R)$ определяются аналогично 1-ой модели [2]. i(R) находится в результате решения того же дисперсионного уравнения, что и в 1-ой модели, однако согласно [10] выбирается «длинноволновая» мода, или мода k_0 [10, 16]. При этом вместо полной звездной плотности необходимо подставить плотность лишь «плоской» подсистемы — обозначим ее . Согласно [10, 16, 17—19] примем $a_M = 40 M_{\odot}/\text{пc}^3$.

После задания всех параметров система (2)—(4) решалась численно на ЭВМ БЭСМ-6 для R в интервале от 4.8 до 10 кпс, с шагом 0.2 кпс. На рис. 1 приведены σ в зависимости от R и \square . Скорость и плотность газа в промежуточных точках находились с помощью линейной интерполяции. Затем известным способом [1] рассчитывались контуры линии 21 см зависимость яркостной температуры излучения T_B от V (невозмущенная плотность газа и спиновая температура брались из [1]). Границы K определяются следующими соображениями. Нижняя — исключить ценгральную область Галактики, а также окрестность внутреннего линдбладовского резонанса [3] (это накладывает ограничение на долготу: $|l| \gtrsim 30^\circ$).



Рис. 1. Зависимость $\sigma = 1 + \sigma/\sigma_0$ от R и ϑ для модели 2.

Верхняя связана с окрестностью, так называемого, коротационного резонанса, где $\Omega = \Omega_p$. В этой области и за ней выражение для потенциалз рукава, полученное в [3, 15], неприменимо (см. [20—22]). Для модели 2 Ω_p близко к Ω_o , следовательно, уже при $|l| \gtrsim 60^\circ$ значительная часть луча зрения попадает в область, где волновая теория без учета эффектов, связанных с коротационным резонансом, неприменима. Поэтому верхняя граница R была выбрана равной 10 кпс. В модели 1 коротационный резонанс наступает при $R \approx 15$ кпс, и можно было бы построить контуры линии 21 см для всех l. Однако, поскольку наша цель сравнить между собой согласие моделей 1 и 2 с наблюдениями, эти контуры для нее не строятся. При вычислении оптической толщины интегрирование оканчивается при R = 10 кпс, что накладывает ограничения на V: расчет контуров $T_B(V)$ справедлив для V sgn $l \ge 10 - 20$ км/с.

На рис. 2 приведены контуры для модели 1. $\chi_0 = 180^\circ$ [3] (зависимость от χ_0 слабая). На рис. 3 — для модели 2. $\chi_0 = 180^\circ$ (в записи [2] это соответствует $\chi_0 = 150^\circ$). Наблюдения для $30^\circ \leq l \leq 60^\circ$ взяты из [1], для — $60^\circ \leq l \leq -30^\circ$ из [23]. В настоящей работе мы не будем обсуждать деталей поведения $T_B(V)$ при различных характерных долготах. В целом, как видно, согласие с наблюдениями модели 2 не хуже, а в ряде случаев, может быть, даже лучше, чем модели 1. Для иллюстрации того, насколько контуры чувствительны к изменениям Ω_p , на рис. 4 при-









Рис. 3. Контуры линий радноизлучения H I: пунктириая — наблюдения; сплошная — модель 2 ($\Omega_p = 23$ км/с · кпс).

ведены $T_B(V)$ для модели 2, в которой Ω_p взято равным 24 км/с·кпс. ($\chi_0 = 210^\circ$). Контуры в этом случае при l > 0 лучше согласуются с наблюдениями, чем при $\Omega_p = 23$ км/с кпс, однако согласие при l < 0 хуже.



Рис. 4. Контуры линий радиоизлучения HI: пунктирная — наблюдения: сплошная — модель 2 (Ω_n = 24 км/с·кпс).

4. Обсуждение результатов. Интерпретация распределения по R инликаторов спиральной структуры Галактики. Учет нелинейности течения межзвездного газа в гравитационном поле рукава подтвердил основной вывод [2] о том, что контуры линии 21 см, построенные на основе модели спиральной структуры Галактики, предложенной Марочником и др. [10], можно согласовать с наблюдениями НІ в области долгот, где справедливы нерезонансные решения. Отметим, что результаты настоящей работы являются предварительными, поскольку мы не можем пока рассчитать $T_B(V)$ для $|l| \ge 60^\circ$ [2]. По этой причине не делалась попытка найти точно искомые параметры и не варьировались такие величины, как Ω_p , F_0 и т. д. Для окончательного определения параметров спиральной структуры и галактического вращения необходимо разработать метод, позволяющий рассчитать движение газа вблизи и за коротационным резонансом, и, следовательно, $T_B(V)$ для $|l| \ge 60^\circ$.

Остановимся теперь на вопросе об интерпретации распределения по R индикаторов спиральной структуры — зон HII, облаков CO, γ -излучения, остатков сверхновых и т. д. На рис. 5 (а, б, в, г, д) представлены соответствующие распределения, взятые из обзора [11] (для HII наблюдения взяты из работы [24]). Характерной особенностью этих распределений является наличие максимума при $R \approx 4 \div 6$ кпс и быстрое спадание с ростом R практически до нуля при $R \approx 10 \div 12$ кпс.

В ряде работ (см., например, [11, 12] и цитированную там литературу) была высказана идея, что такое поведение распределений связано с изменением степени сжатия газа в галактической ударной волне, которая является «триггерным» механизмом в процессе образования плотных облаков, молодых звезд и т. д., с R. Минимум в распределениях при $R \leq 4 \div 5$ кпс, возможно, связан с дефицитом газа в этой области [11].

В целом эта идея представляется весьма привлекательной, однако в указанных работах применение ее к галактикам, на наш взгляд, сделачо не совсем адекватно.



Рис. 5. Распредоления по R соответствующих объектов (R в кис, A — в произвольных единицах [11], B — в кис⁻²) — сплошная; зависимости $\Delta(R) = (z/z_0)_{peak}$, характеризующие степень сжатия газа в ударной волне в различных моделях: пунктирная — модель 1, кружки — модель Савы [9], штриховая — модель 2.

1. В работах [25, 26] полагалось, что количество зон H II пропорционально ($\Omega - \Omega_{\rho}$) (ρ/ρ_0)²_{рсак} (в обозначениях этих работ (ρ/ρ_0)_{рсак} = 1 + Δ , см. рис. 1).

На самом деле, по-видимому, вряд ли количество молодых объектов будет прямо пропорционально частоте прохождения ударной волны через выделенный объем (см. также [27]). Кроме того, как показано в [24], темп звездообразования лучше аппроксимируется функцией от плотности газа в первой степени, а не в квадрате.

2. В более поздних работах [11, 12, 28] и др. в качестве параметра, характеризующего степень сжатия газа, использовалась величина w_{10} (в обозначениях этих работ $w_{10} = u_0$).

В действительности скачок плотности в ударной волне определяется не только (и не столько) $w_{\perp 0}$, но и A, i и c. Поэтому для описания изме-6—1325

нения с R степени сжатия газа нам представляется более правильным использовать не w_{-0} , а, например, величину $\Delta(R) = (\overline{\sigma}/\sigma_0)_{\text{реви}}$.

На рис. 5 на наблюдаемые распределения наложены зависимости $\Delta(R)$ для различных моделей: моделей 1 и 2 раздела 3 и из работы [9] (поскольку величина Δ характеризует лишь относительное количество молодых объектов на различных расстояниях от центра Галактики, и, кроме того, масштаб по осям ординат в наблюдаемых распределениях за исключением распределения зон Н II произволен, шкала для Δ выбиралась так, чтобы максимум в наблюдаемом распределении совпадал со значением Δ в этой же точке). В [9] принято F = 5% по всему диску Галактики (по этому поводу см. выше раздел 2). Как видно, в этом случае $\Delta(R)$ приблизительно постоянно в области от 5 до 14 кпс. Согласно же наблюдениям, как подчеркивалось выше, уже при $R \approx 10 \div 12$ кпс количество молодых объектов практически равно нулю. Поведение величины Δ в модели 1 также не объясняет наблюдаемого распределения.

Наконец, поведение $\Delta(R)$ в модели 2 практически полностью отражает наблюдаемые распределения. Как оказывается, при $R \approx 10$ кпс ударной волны нет, и сжатие газа мало. Соответственно, процесс образования молодых объектов в этой области замедлен. При $R \leq 9$ кпс развивается ударная волна, интенсивность которой растет с уменьшением R. Следовательно, в этой области процесс образования молодых объектов идет эффективно.

В заключение можно сказать следующее. Исследования кинематики звезд [19, 25], радиоизлучения H I, распределения CO, H II, γ -излучения, остатков сверхновых по R в рамках волновой теории спиральной структуры галактик приводят к выводу, что модель Марочника и др. [10], по-видимому, удается согласовать с наблюдениями.

Авторы выражают благодарность А. А. Сучкову и Ю. А. Щекинову за ценные обсуждения работы.

Приложение

Изложим вкратце численный метод решения системы (2)—(4). Преобразуем ее к такому виду, чтобы можно было воспользоваться схемой Самарского—Попова [30]. Для этого сделаем замену $x = R\eta$ и перейдем к лагранжевым массовым переменным [30]:

$$\frac{\partial x}{\partial s} = \frac{1}{\sigma},\tag{\Pi.1}$$

$$\frac{x}{t} = u. \tag{(Π.2$)}$$

Смысл s — масса газа кольца единичной ширины и радиуса R. В дальнейшем вместо уравнения непрерывности (2) используем (П. 1).

В этих переменных уравнения (3), (4) запишутся так:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega v = -\frac{\partial}{\partial s} \left(c^{2} \tau + w \right) + f, \qquad (\Pi.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{x^2}{2\Omega} (u - u_0) = 0, \qquad (\Pi.4)$$

здесь f — плотность внешней силы (в нашем случае это напряженность гравитационного поля рукава), w — искусственная вязкость [30]. В соответствии с ВКБ-приближением w, очевидно, вводится именно в уравнение для u. Расчеты с квадратичной вязкостью показали, что численные решения после фронта ударной волны являются осциллирующими по x (см. также [31]), поэтому мы пользовались линейной вязкостью:

$$w = 0.5 \zeta_{\sigma} \left(\left| \frac{\partial u}{\partial s} \right| - \frac{\partial u}{\partial s} \right), \qquad (\Pi.5)$$

где С — коэффициент искусственной вязкости. О выборе С см. ниже.

Нетрудно убедиться, что замена $s \to s/s_0$, $\sigma \to \sigma/\sigma_0$ не изменяет уравнений, поэтому под σ мы будем далее понимать величину $1 + \overline{\sigma}/\sigma_0$.

Систему (П. 1)—(П. 5) необходимо дополнить граничными условиями. В невозмущенном состоянии $\sigma = 0$. Тогда при изменении η от 0 до $\pi \sin i$ s изменяется от 0 до $\pi R \sin i$. В силу сохранения массы в возмущенном состоянии пределы изменения s останутся теми же. Граничные условия формулируются так: все газодинамические величины должны иметь по s период $\pi R \sin i$.

Получающиеся разностные уравнения (мы использовали неявную схему Самарского—Попова [30]) после линеаризации можно привести к трехточечному алгебраическому уравнению, которое, как оказывается, очень похоже на приведенные в [30]. Оно решалось методом циклической прогонки [32]. Коэффициент вязкости выбирается следующим образом: $\zeta = nh\Delta u/4$ [30, 31], где $h = \pi R \sin i/N$ — шаг сетки, $N \approx 120$, n — количество шагов, на которое размазывается фронт ударной волны $(n \approx 3 + 4)$, Δu — предполагаемый скачок нормальной компоненты скорости ($\Delta u \approx 20 + 30$ км/с). Внешняя сила включалась адиабатически: $f = [\exp(-\alpha t) - 1]$. $\partial \varphi / \partial x$, $\alpha \approx 0.2\Omega$. Расчет по времени велся до наступления квазистационарного состояния, т. е. порядка 4 – 5 оборотов Галактики.

Ростовский государственный университет

В. Г. БЕРМАН, Ю. Н МИШУРОВ

DETERMINATION OF THE GALAXY SPIRAL STRUCTURE PARAMETERS FROM HI AT 21 .cm. II. NONLINEAR THEORY. $30 \leq |l| \leq 60^{\circ}$

V. G. BERMAN, Yu. N. MISHUROV

Gas flow and its distribution in spiral arm gravitational potential is calculated by means of the nonlinear theory. Contours of H I emission in 21 cm based on the Galaxy spiral structure models proposed by Lin et. al. [3] and Marochnik et. al. [10] are constructed for the region $30^{\circ} \leq |1| \leq 60^{\circ}$. It is shown that the conclusion about the possibility of agreement model [10] with observations made by means of the linear theory [2] is confirmed in the nonlinear theory. In model [10] distributions with R H II regions, CO-clouds, ;-radiation, supernova remnants and so on may also be understood connecting them with variation of gas compression in galactic shock with R.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. W. B. Berton, Astron. Astrophys., 10, 76, 1971.
- 2. В. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров, Астрофинзка, 14, 637, 1978.
- 3. C. C. Lin, C. Yuan, F. H. Shu, Ap., J., 155, 721, 1969.
- 4. W. W. Roberts, Ap. J., 158, 123, 1969.
- 5. F. H. Shu, V. Milione, W. W. Roberts, Ap. J., 183, 819, 1973.
- 6. W. W. Roberts, Ap. J., 173, 259, 1972.
- 7. A. H. Nelson, T. Matsuda, M. N., 179. 663, 1977.
- 8. S. C. Simonson, Astron. Astrophys., 46, 266, 1976.
- 9. T. Sawa, Astrophys. Space Sci., 53, 467, 1978.
- L. S. Marochnik, Yu. N. Mishurov, A. A. Suchkov, Astrophys. Space Sci., 19, 285, 1972.
- 11. W. B. Berton, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 14, 275, 1976.
- W. W. Roberts, W. B. Berton, 16 Gen. Assem. IAU, 1976, ed. H. van Woerden, 1977, p. 195.
- 13. P. R. Woodward, Ap. J., 195, 61, 1975.
- 14. C. Yuan, Ap. J., 158, 889, 1969.
- 15. F. H. Shu, Ap. J., 160, 99, 1970.
- 16. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, УФН, 112, 275, 1974.
- 17. А. А. Сучков. Астрон. цирк., № 972, 1977.
- 18. А. А. Сучков, Астрон. ж., 55, 972, 1978.
- 19. Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, Письма АЖ. 4, 450, 1978.
- 20. J. W.-K. Mark, Ap. J., 203, 81, 1976.
- 21. J. W.-K. Mask, Ap. J., 203, 363, 1976.
- 22. Ю. Н. Мишуров, Астрофизика, 1979 (в печати).
- D. L. Bail, E. J. Grayzeck. R. H. Harten, P. D. Jackson, F. J. Kerr, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 25, 449, 1976.
- 24. P. G. Mezger, Proc. IAU Symp. No. 38, 1970, p. 107.
- 25. P. O. Lindblad, IAU Symp. No. 58, 1974, p. 399.

- F. H. Shu, Lectures delivered at the Advanced Study Institute on the Interstellar Medium, Schliesee, preprint, 1973.
- 27. С. Б. Пикельнер, С. А. Каплан, А. В. Засов, в кн. «Происхождение и эволюция галактик и звезд», Наука, М., 1976, стр. 235.
- 28. W. W. Roberts, M. S. Roberts, F. H. Shu, Ap. J., 196, 381, 1975.
- 29. Ю. Н. Мишуров, Е. Д. Павловская, А. А. Сучков, Астрон. ж., 56, 268, 1979.
- А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные схемы газовой динамики, Наука, М., 1976.
- Б. Л. Рождественский, Н. Н. Яненко, Системы квазилинейных уравнений, Наука, М., 1978.
- 32. А. А. Самарский, Введение в теорию разностных схем, Наука. М., 1971.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.802

МЕДЛЕННЫЕ ВСПЫШКИ В АГРЕГАТАХ. І

Э. С. ПАРСАМЯН Поступила 19 сентября 1979

Приведены оценки яркостей во время медленных вспышек для 7 известных и 2 новых вспышек в ассоциации Ориона. Обсуждение будет дано во второй части этой работы.

Медленные вспышки были предсказаны В. А. Амбарцумяном в 1954 г. [1, 2], исходя из выдвинутого им истолкования вспышек у карликовых звезд как процессов освобождения энергии некоторого количества «дозвездного вещества».

Согласно предложенной им схеме при обычных (быстрых) вспышках определенное количество этого вещества выносится в пространство, окружающее звезду (корональные слои и дальше, на расстояния, превосходящие даже несколько раднусов звезды), где подвергается почти мгновенному распаду.

Тот факт, что наблюдаемое явление происходит над поверхностью звезды, вытекал из своеобразного распределения энергии в непрерывном спектре вспышки (большой ультрафиолетовый избыток). В. А. Амбарцумян указал, что наряду со случаями освобождения энергии над фотосферными слоями, можно представить случаи освобождения энергии под фотосферными слоями. В этом случае энергия иногда может достичь поверхности в течение порядка часа. Тогда и процесс повышения блеска звезды должен протекать гораздо медленнее, чем в тех случаях, когда процесс происходиг над фотосферными слоями. При этом чем меньше амплитуда, тем ниже должна быть цветовая температура дополнительного излучения. В тех случаях, когда вспышка происходит над поверхностью звезды, наблюдается быстрая вспышка, когда под — медленная.

В первой части этой работы приводятся наблюдательные данные о медленных вспышках ассоциации Ориона, во второй — о медленных вспышках скоплений Плеяды. Ясли и Гиады, а также обсуждение результатов.

Медленные вспышки в ассоциации Ориона. Первые медленные вспышки были пронаблюдены в ассоциации Ориона [3—6], они позволили Г. Аро подтвердить предсказание В. А. Амбарцумяна о зависимости вида вспышки от глубины слоя, где произошла вспышка. Первое подробное изучение медленной вспышки относилось к вспышкс вспыхивающей звезды Ориона (ВЗО) 177 [6]. Для лучшего понимания явления медленных вспышек несбходимо собрать возможно большую информацию о них. Однако, как известно, медленная вспышка — очень редкое явление. В настоящее время среди 373 вспыхивающих звезд в ассоциации Ориона медленные вспышки наблюдались только у одиннадцати звезд (14 вспышек). Как правило, вспыхивающие, у которых наблюдались медленные вспышки, демонстрируют и быстрые, однако у звезды ВЗО 177 все пронзблюденные до настоящего времени вспышки оказались медленными.

В табл. 1 приведены наблюдательные данные о вспыхивающих звездах в ассоциации Ориона, у которых наблюдались медленные вспышки.

Таблица 1

B 30	mU	٦m ⁿ	Спектр. класс	ť 8	Т (мин)	nk	Теле- скоп	Дата	Лите- рату- ра
66	16 ^m 3 _{pg}	$2^{m} l_{pg}$	K7e	>30 ^m		3	40″	6.1.1954	[3]
66	14.4r	>0.8r	19	>30		3	26	6.1.1954	
72	14.8	1.0	К(е)	45	100	3	26	13.11.1969	[7]
92	14.2r	1.8r	ea	120	>2880	3	26	19.1.1963	[5]
92	18.3	2.9	-11	65	> 160	3	26	7.1.1965	[4]
149	>18.7	3.0	-	84	> 150	2	26	28. XII. 1954	[4]
153	17.9	3.3		80	290	2	26	26.1.1965	[4]
176	16.4	2.6	M3e	60	> 170	14	26	9.1.1577	[8]
177	19.7	8.4	K7-M01e	118	>1020	4	26	27.XII.1965	[6]
177	19.7	3.6	+9			4	26	28.XII.1965	[6]
177	19.7	3.2	98	_		4	26	13.11.1967	[6]
229	16.2	2.5		70	200	2	26	16.1.1966	171
236	17.5pg	2.2 _{Pg}	K (e)	>30	> 150	2	40	8.111.1975	[9]
236	16,4 V	1.3V		>30	- 150	2	21	8.III.1975	
239	19.5	4.5		68	> 140	1	26	14.11.1966	[7]
327	18.5	5.0		45	140	1	25	20.III.1977	[8]
248	17.6			120	> 300	2	26	17.1.1963	[10]
			1						

МЕДЛЕННЫЕ ВСПЫШКИ В ОРИОНЕ

В первом столбце табл. 1 дан номер вспыхивающей звезды по нумерации, начатой Г. Аро [4]. Во втором столбце — номер звезды по каталогу П. П. Паренаго [7], в третьем — звездная величина звезды в нормальном минимуме, в четвертом — амплитуда вспышки, в пятом — спектральный класс, в шестом — время возгорания, в седьмом — общая продолжительность вспышки, в восьмом — число известных у данной звезды вспышек, как быстрых, так и медленных; в девятом — телескоп, на котором была зарегистрирована медленная вспышка; в десятом — дата наблюдений.

Ниже даны оценки блеска звезд в течение медленной вспышки. Оценки произведены нами на соответствующих пластинках обсерватории Тонантцинтла, с использованием стандартных звезд в ассоциации Ориона по измерениям А. Д. Эндрюса [11]. Приведены начальные моменты наблюдений в UT.

ВЗО 92. Медленные вспышки этой звезды наблюдались как спектрально, так и опгически [4, 5]. На пластинках обсерватории Тонантцинтла были оценены фотокрасные величины m_r , m_u и H, для двух вспышек.

1. Спектральная вспышка ВЗО 92. Вспыхивающая звезда ВЗО 92 в нормальном состоянии имеет переменную На в эмиссии [10]. Спектральные пластинки обсерватории Тонантцинтла были получены на 26" телескопе системы Шмидта с 4° призмой, на пластинках Кодак 103а-Е в сочетании с красным фильтром F-29, что позволяло на спектре вырезать область от 7. 6100 A до На включительно [12]. При оценке красных величин были использованы прямые снимки ассоциации Ориона, снятой на пластинках того же сорта и с тем же фильтром.

18.1. 1963. Нормальный спектр звезды без Н., *m*, – 14^m2.

19.1.1963, пл. 716 ($30^{\infty} \times 2$). Звезда во вспыщке, непрерывный спектр на первой экспозиции усилился, линия H_a не видна; на второй экспозиции уже слабая линия H_a в эмиссии. Оценки H_a приводятся в пятибалльной системе.

UT	m,	Ha
1 ^h 32 ^m	13 [™] 7	0
2 02	13.2	2

 Π_{Λ} . 717. Продолжается повышение блеска непрерывного спектра, линия H_a слаба.

UT	m,	H,		
2 ^h 44 ^m	12"8	2		
3 14	12.6	2		

Пл. 718. Непрерывный спектр уже со второй экспозиции начал уменьшаться, а На лучше выделяться.

UT	m,	Ha		
3 ^h 54 ^m	12"4	3		
4 24	12.9	3		

Пл. 719. Непрерывный спектр продолжает уменьшаться.

UT	m,	Η,		
5 ^h 03 ^m	12 ^m 9	3		
33	13.1	3		

Пл. 720. Непрерывный спектр и На уменьшаются.

UT	m_r	H ₂		
6 ^h 12 ^m	13 ^m 1	2.5		
42	13.3	2.5		

20.1.1963 (30^m×2). На следующий день непрерывный спектр все еще выше нормы, Н₄ еле чувствуется.

Пл. 722.

UT	m,	H ₄		
1 ^h 36 ^m	13 ^m 8	2		
2.06	13.8	2		

Пл. 723. Медленное уменьшение непрерывного спектра продолжается.

UT	mr	H ₂
3 ^h 22 ^m	13''8	2
52	13.8	2

Пл. 724. Вид спектра как на пластинке 723.

UT	m,	Η,
5 ^h 03 ^m	13 8	2
33	13.8	2

Пл. 725. Непрерывный спектр все еще выше нормы, видна На.

UT	m,	H.
6 ^h 45 ^m	13 ^m 8	2
7 15	13.8	2

21.I.1963. Пл. 728. Непрерывный спектр почти в норме, видна Ha.

UT	m,	Ha
2 ^h 18 ^m		2
48		2

22.1.1963. Пл. 736. Непрерывный спектр в норме, На исчезла.

Для сравнения приведем переменность звезды V 592 Огі типа 1_n, обнаруженной нами на спектральных пластинках в Тонантцинтла.

15. І. 1963. Спектр звезды в норме, $H_a = 0$.

16. » » Началось повышение непрерывного спектра.

17. » » Непрерывный спектр усиливается, На чувствуется.

18. » » Непрерывный спекто усиливается, H_a = 2.

19. » » Непрерывный спектр уменьшается, H_a = 3.

20. » » Непрерывный спектр медленно уменьшается, H_a ~ 3.

21. » » Непрерывный спектр продолжает уменьшаться, На ~ 2.

22. » » Резкое уменьшение непрерывного спектра, H_a = 1(2). т. е. близко к норме.

Здесь мы встречаемся с медленным повышением и понижением непрерывного спектра, что в сущности является медленной вспышкой, растянутой на день больше, чем медленная вспышка ВЗО 92. Таким образом, приведенная переменность V 592 Огі является как бы связующим звеном между медленной вспышкой и переменностью типа ориоковых (или Т Тельца). Разница, по-видимому, только в слое, где произошла вспышка. Переменность типа вспышки у V 592 Огі произошла в более глубоком слое фотосферы, чем в случае ВЗО 92, и для выхода излучения потребовалось гораздо больше времени.

Спектральная вспышка ВЗО 248. Медленная вспышка этой звезды обнаружена нами на пластинках обсерватории Тонантцинтла при поисках На эмиссионных звезд.

7.J.1963. UT	H_a	
1 ^h 39 ^m	2	непрерывный спектр становится ярче
2 09	2	»
3 12	3	»
3 42	3	»
4 12	3	непрерывный спектр слабеет
4 51	3	»
5 30	3	непрерывный спектр почти исчез
6 00	2	»

На пластинках следующего дня звезда не видна.

Э. С. ПАРСАМЯН

Медленные вспышки в ультрафиолетовых лучах.

ВЗО 72. ρ 2246, ОТ Огі, 13.11.1969. Звезда ОТ Огі переменная, $13^{m} < m_{pg} < 17^{m}$ 5. За несколько дней до вспышки (9.11.1969) блеск звезды $> 17^{m}$ 4.

Пл. 4458		Пл. 4459		Пл. 4460	
UT	mu	UT	m _U	UT	m _U
2 ^h 17 ^m	15"1	3 ^h 53 ^m	15 ^m 3	5 ^h 29 ^m	14 ^m 6
32	15.1	4 18	14.8	44	14.8
47	15.1	23	14.8	59	14.9
3 02	15.1	38	14.1	6 14	15.0
17	15.1	53	14.1	29	15.1
		5 08	14.5	44	15.1

Как иногда наблюдается, на пл. 4459, перед подъемом блеск звезды ослаб. Блеск звезды, $m_U = 14^m 8$, по-видимому, следует считать в эту ночь за нормальный минимум. Здесь обычная переменность переплелась с медленной вспышкой. После медленной вспышки звезда возвратилась к блеску 14^m8, а уже 15.11 (до этого нет наблюдений) блеск звезды $>17^m 4$.

ВЗО 92. Медленная вспышка была обнаружена Г. Аро [5]. Ассоциация Ориона фотографировалась на пластинках Кодак 103а-О с ультрафиолетовым фильтром, $m_U = 18^m$ 3, каждая экспозиция равнялась 15 минутам.

7.1.1965, пл. 1930, Звезда слабее предела пластинки.

Лл. 1931		Пл. 1932	
UT	m _U	UT	mu
5 ^h 07 ^m	17.77	6 ^h 30 ^m	15."6
22	17.6	45	15.6
37	17.3	7 00	15.6
• 52	16.7	15	15.6
6 07	15.4	30	15.6

Звезда больше часа продолжала оставаться в максимуме, на этом наблюдения были прерваны.

ВЗО 149. Вспышка обнаружена Г. Аро [4]. $m_{\rm U} \sim 18^{\rm m}8$ (15^m \times 5). У звезды происходят изменения порядка 0 "3.

28.XII.1964.

Пл. 1865		Пл. 1866,	$10^{m} \times 7$
UT	mu	UT	m _U .
3 ^ћ 0б ^т	16 ^m 8	4 ^h 28 ^m	15"7
21	16.4	38	15.7
36	15.9	48	16.0
51	15.7	58	16.5
4 06	15.7	5 08	16.5
		18	16.7
		6 2 8	16.7

На следующей пластинке (UT = $5^{h}45^{m}$) нет следа этой звезды.

ВЗО 153, Р 1741. $m_U > 17^m9$, наблюдения проводились с 15-минутной экспозицией.

26.І.1965, пл. 1964, предел пластинки 18^m0. Пл. 1965 UT mu UT m

0.		01	0.0
1 ^h 58 ^m	17 ^m 8	3 ^h 25 ^m	15 ^m 0
2 13	17.8	• 40	14.7
28	17.8	55	14.5
43	16.7	4 10	15.1
58	15.7	25	15.1
Пл. 1966		Пл. 1967	
UT	m _U	UT	m _U
4 ^h 41 ^m	15"1	6 ^h 03 ^m	16 ^m 7
56	15.6	18	16.7
5 11	15.6	33	17.0
26	16.0	48	17.0
41	16.0	7 03	17.0

Наблюдения на этом были прерваны.

B3O 176. m_U = 16^m4. Звезда эта по фотометрическим данным вероятнее всего не принадлежит ассоциации [13]. Вспышка наблюдзлась в Тонантцинтла [8].

9.1.1977.

Π	л. 6930	$, 15^{m} \times 6.$	Пл. 6931	
	UT	mu	UT	m _U
	1 ^h 21 ^m	149	$2^{h}54^{m}$	14 ^m 3
	36	14.8	09	14.5
	51	13.8	24	15.0
	2 06	13.8	39	15.0
	21	14.0	54	15.0
	36	14.2	4 09	15.0

ВЗО 229. Блеск звезды меняется в пределах $16^{m}2-17^{m}6$, $15^{m}\times 5$, $m_{11} = 17^{m}6$.

Пл. 2546		Пл. 2547	
UT	mU	UT	<i>m</i> ប
4 ^h 18 ^m	16 ^m 9	5 ^h 41 ^m	14"8
33	16.0	56	14.9
48	15.1	6 11	15.0
5 03	14.9	26	15.5
18	14.7	41	16.0

ВЗО 239. 14.II.1966, m_{II} = 19^m5, предел пластинки 17^m5.

а. 2605		Пл. 2606	
UT	mU	UT	m _U
4 ^h 42 ^m	>17."5	6 ^h 04 ^m	15 ^m 1
57	17.1	19	16.0
5 12	16.1	34	16.5
27	15.4	49	17.0
42	15.0	7 04	17.3

B3O 327, P 1805. $m_{\rm U} \ge 18^{\rm m}5$. 21.111.1977.

Γ

Пл. 6990	
UT	mu
1 ^h 54 ^m	16 ^m 2
2 09	13.9
24	13.5
39	15.0
54	15.2
09	15.9

ВЗО 66. Среди медленных вспыхивающих в ассоциации Ориона только ВЗО 66 наблюдалась одновременно спектрально и в фотографических лучах [3]. Фотокрасные величины оценивались по интенсивности непрерывного спектра в области H_a. В отличие от других медленных



Рис. 1. Кривые блеска медленных вспышек.

вспышек, наблюдавшихся спектрально, здесь не наблюдается эмиссионная линия H_a , очевидно, непрерывный спектр залил H_a . Хотя наблюдения прерываются до максимума или около него, можно оценить показатель цвета $m_{pg} - m_r$, который с приближением к максимуму уменьшается, однако оставаясь положительной величиной $\ge 0^m 6$, что свидетельствует о термализации выходящего излучения [2]. Из табл. 1 видно, что время возгорания медленных вспышек в красных лучах (ВЗО 92, 248) значительно превышает таковое в ультрафиолетовых и фотографических.

Тот факт. что, несмотря на малую вероятность медленных вспышек, у звезд ВЗО 92 и 177 наблюдались только медленные вспышки, очевидно, свидетельствует о более протяженных фотосферах этих звезд.

На рис. 1 приводятся кривые блеска медленных вспышек.

Автор приносит глубокую благодарность д-ру Г. Аро за предоставленную возможность работы с коллекцией пластинок Института астрофизики, оптики и электроники в Тонантцинтла.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

SLOW FLARES IN AGGREGATES. I

E. S. PARSAMIAN

The brightness curves of seven known and two new slow flares in Orion association are given. The discussion will be given in the second article.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбаруумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
- 2. В. А. Амбаруумян, Астрофнзика, 7, 557, 1971.
- 3. G. Haro, L. Terrazas, Bol. Obs. Tonantzintla, No. 10, 3, 1954.
- 4. G. Haro, Stars and Stellar Systems, 7, 141, 1968.
- 5. G. Haro, E. Chavira, ONR Symposium, Flagstaff, Arizona, 1954.
- 6. G. Haro, E. Parsamian, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 45, 1954.
- 7. G. Haro, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 59, 1969.
- 8. E. Parsamian, E. Chavira, G. Gonzales, Bol. Inst. Tonantzintla, 2, 341, 1978.
- 9. О. С. Чавушян, Н. Д. Меликян, «Вспыхивающие эвезды». Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1977, стр. 74.
- 10. E. Parsamian, E. Chavira, (in press).
- 11. A. D. Andrews, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 195, 1970,
- 12. G. Haro, Ap. J., 117, 73, 1953.
- 13. G. Haro, Bol. Inst. Tonantzintla, 2, 3, 1975.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.802

к статистике вспыхивающих звезд

Л. В. МИРЗОЯН, Г. А. БРУТЯН Поступила 30 июля 1979

Рассмотрено распределение вспыхивающих звезд по абсолютной звездной величине в агрегатах разного возраста (рис. 1). Показано, что средняя светимость вспыхивающих звезд в агрегатах убывает при переходе к более старым агрегатам (тибл. 1). Определена зависимость относительной вспышечной активности, характеризуемой амплитудой вспышки, от светимости звезды по данным, относящимися к вспыхивающия звездам агрегата Плеяды. С этой целью все известные вспыхивающие звезды системы разделены на две группы: 1 — способные иметь вспышки с амплитудой больше данной величины ε и II — не способные на такие вспышки. Статистическим методом оценены числа вспыхивающих звезд в соответствующих группах (табл. 2). Отношение N(1)/N(11) чисел вспыхивающих звезд в двух группах регулярно убывает с возрастанием значения ε (рис. 2). Этот факт можно рассматривать как свидетельство в пользу представления о том, что темпы эволюции звезд возрастают в сторону больших светимостей (масс).

В. А. Амбарцумян [1] первым обратил внимание на физическое родство вспыхивающих звезд со звездами типа Т Тельца. Вскоре Аро и сотрудники [2] обнаружили первые вспыхивающие звезды в звездных агрегатах, что дало им основание допустить, что вспыхивающие звезды представляют собой стадию эволюции звезд, последующую за стадней типа Т Тельца. Первая статистическая оценка полного числа вспыхивающих звезд в звездном агрегате Плеяды [3], предсказывающая обилие в нем звезд этого типа, и подтверждение наблюдениями обилия вспыхивающих звезд, вообще, в агрегатах (см., например, [4]) показали, что стадия вспыхивающей звезды действительно является закономерной стадией в жизни звезд. Их всестороннее исследование поэтому важно, в частности, для вопросов эволюции звезд. Этим и обусловлен большой интерес к всестороннему изучению вспыхивающих звезд, наблюдаемых в звездных агрегатах.

7-1325

Согласно принятому в настоящее время представлению темпы эволюции звезд прямо зависят от их масс: более массивные звезды, обладающие более высокими светимостями, развиваются быстрее, чем звезды с меньшими массами.

При справедливости этого представления можно ожидать, что будет наблюдаться смещение распределения вспыхивающих звезд по светимости в сторону более низких светимостей с увеличением возраста соответствующего агрегата, так как более яркие звезды должны быстрее завершить стадию вспышечной активности, чем звезды со сравнительно низкой светимостью.

Эта закономерность подтверждается наблюдениями. Гистограммы, дающие распределение вспыхивающих звезд по абсолютным величинам для ближайших агрегатов — Орион I, Плеяды и Ясли (рис. 1), показывают, что на самом деле с увеличением возраста агрегата это распределение, в частности его максимум, по-видимому, систематически смещается в сторону звезд более низких светимостей.



Рис. 1. Распределение вспыхивающих звезд по абсолютным фотографическим величинам: 1— ассоциация Ориона; 2— агрегат в Лебеде; 3— агрегат Плеяды; 4 агрегат Ясли; 5— звезды типа UV Кита окрестности Солица.

Гистограмма, соответствующая агрегату вокруг NGC 7000, в Лебеде, возраст которого другими методами не оценивался, на рис. 1 расположена между гистограммами для агрегатов Орион I и Плеяды. Этот факт можно рассматривать как свидетельство того, что агрегат в Лебеде является значительно моложе Плеяд.

С другой стороны, расположение наблюдаемого максимума распределения на гистограмме, составленной для звезд типа UV Кита окрестности Солнца (рис. 1), несмотря на сравнительно большую дисперсию их светимостей, подтверждает существующее представление об этих звездах как наиболее старых среди известных вспыхивающих звезд.

Для иллюстрации вышесказанного в табл. 1 приведены вычисленные с помощью известных данных, лежащих в основе гистограмм (рис. 1), средние видимые \overline{m}_{pg} и абсолютные \overline{M}_{pg} звездные величины вспыхивающих звезд упомянутых выше систем, а также оценки их возрастов.

Части гистограмм, соответствующие вспыхивающим звездам низких светимостей, заметно искажены наблюдательной селекцией. Например, в ассоциации Ориона, как показывает соответствующая гистограмма, нет ни одной вспыхивающей звезды, обладающей светимостью ниже $M_{pg} = 12$. Это, безусловно, результат наблюдательной селекции. Вспыхивающие звезды такой светимости на расстоянии ассоциации могли бы наблюдаться лишь при очень мощных вспышках.

Поэтому при определении средней светимости вспыхивающих звезд в агрегатах мы ограничились звездами, не слабее $M_{pg} = 11$.

Тиблица 1

Агрегат	n	nı _{pg}	r (пс)	M _{pg}	Т (лет)	Литература	
Орион І	343	16.7	470	7.3	3.105	[5-13]	
NGC 7000	56	18.0	630	8.1	-	[14-17]	
Плеяды	178	14.9	127	9.1	5.107	[11, 18, 19]	
Ясли	14	16.2	159	10.2	4.108	[5, 11, 20 - 23]	
UV Кита	13	-		9.5	108-1010	[24, 25]	

СРЕДНИЕ СВЕТИМОСТИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ЗВЕЗДНЫХ АГРЕГАТАХ

Во втором столбце табл. 1 приводятся числа использованных при наших расчетах вспыхивающих звезд в соответствующих системах, а в четвертом — их расстояния. Цифры в последнем столбце указывают использованные источники. В случае вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестности Солнца во втором столбце табл. 1 дано число звезд с известными абсолютными звездными величинами ярче $M_{pg} = 11$.

Рассмотрение табл. 1 отчетливо показывает, что средняя светимость вспыхивающих звезд систематически падает с увеличением возраста системы, которой они принадлежат. При этом, в согласии с вышеизложенным, вспыхивающие звезды наиболее низкой светимости находятся среди вспыхивающих звезд сравнительно старого агрегата Ясли и среди вспыхивающих звезд типа UV Кита окрестности Солнца.

Следует отметить, что своеобразным отражением зависимости средней светимости вспыхивающих звезд от возраста соответствующего агрегата является обнаруженная ранее Аро и Чавира [26] зависимость наиболее раннего спектрального класса вспыхивающей звезды в агрегате от возраста последнего.

Другим, независимым подтверждением представления о зависимости темпов эволюции от светимости звезды являются данные, относящиеся к относительной вспышечной активности вспыхивающих звезд в агрегате Плеяды.

Мерой относительной вспышечной активности звезды может служить амплитуда вспышки. Например, В. А. Амбарцумяном и одним из авторов [27] было показано, что только около половины вспыхивающих звезд агрегата Плеяды до сих пор показали, или способны показывать. вспышки с фотографической амплитудой $\gg 2^m 0$. Остальные вспыхивающие звезды в этой системе не могут показать такие вспышки.

Возникает естественный вопрос, имеющий, по-видимому, эволюционное значение: как зависит отношение друг к другу чисел вспыхивающих звезд, способных и не способных показывать вспышки с амплитудой є, от величины этой граничной амплитуды.

Конечно, следует думать, что все вспыхивающие звезды могут иметь как большие (с амплитудой $\geq \varepsilon$), так и малые (с амплитудой $<\varepsilon$) вспышки. У каждой звезды отношение частот тех и других вспышек может иметь значение, отличное от других звезд. Точное статистическое описание активности всех звезд потребовало бы определения процента звезд с различными возможными значениями этого отношения, что трудно сделать вследствие ограниченности статистических данных о вспышках. Поэтому целесообразно ввести предположение, что все вспыхивающие звезды можно разделить на две группы: I — способные иметь вспышки с амплитудой как $\geq \varepsilon$, так и $< \varepsilon$, и II — звезды, могущие иметь лишь вспышки с амплитудой $< \varepsilon$. Предположим также, что звезд, могущих иметь только вспышки с амплитудой $\geq \varepsilon$, не существует.

Введя такое разделение, мы можем пытаться определить для каждого ε отношение чисел звезд первой и второй групп: N(I)/N(II).

В действительности, как указывалось выше, вероятно все вспыхивающие имеют отличную от нуля вероятность больших вспышек, но у некоторых звезд она может быть очень мала, и именно их количество спределит на самом деле число членов второй группы. Если таких звезд вообще нет или их количество очень мало, то это должно привести к тому, что наше решение даст для числа членов второй группы нулевое значение. Для решения этой задачи все известные в настоящее время вспыхивающие звезды агрегата Плеяды, для каждого значения граничной амплитуды ε (в звездных величинах), были разделены на две группы. В первую группу были включены те вспыхивающие звезды, у которых хотя бы один раз наблюдалась вспышка с фотографической амплитудой $\geq \varepsilon$, а во вторую группу — звезды, у которых наблюдались только вспышки с амплитудами $< \varepsilon$.

Обозначим средние частоты, соответственно, больших и малых вспышек для вспыхивающих звезд первой группы через и и Для звезд второй группы средняя частота вспышек с амплитудой а среднюю частоту вспышек с амплитудой < вобозначим через и

При сделанных допущениях число неизвестных вспыхивающих звезд в агрегате, способных показать вспышки с амплитудой частота таких вслышек определяются по известным формулам [3]:

$$n_0(\mathbf{I}) = \frac{[n_1(\mathbf{I})]^2}{2n_2(\mathbf{I})},$$
(1)

$$v't = \frac{2n_2(1)}{n_1(1)},$$
 (2)

где n_0 , n_1 и n_2 — обычные Обозначения для математического ожидания чисел вспыхивающих звезд, соответственно, неизвестных и однажды и два раза наблюдавшихся во вспышках за эффективное время наблюдений t, а знак «l» в скобках означает, что указанные величины относятся к вспыхивающим звездам только первой группы.

Полное число вспыхивающих звезд первой группы, способных показать «большие» (с амплитудой > 5) вспышки, получится как сумма количеств известных и неизвестных, определяемых по формуле (1), вспыхивающих звезд.

Число неизвестных во второй группе вспыхивающих звезд, способных произвести лишь «малые» (с амплитудой < с) вспышки, можно определить из системы следующих очевидных уравнений:

$$n_1(II) = N(I) e^{-vt} v''t + N(II) e^{-vt} vt, \qquad (3)$$

$$n_2(II) = N(I) e^{-\sqrt{t}} \left(\frac{\sqrt{t}}{2} + N(II) e^{-\sqrt{t}} \frac{(\sqrt{t})^2}{2} \right)$$
(4)

$$n_2(I, II) = \mathcal{N}(I) e^{-v^* t} v' t e^{-v^* t} v'' t, \qquad (5)$$

 $n_0(\mathrm{II}) = N(\mathrm{II}) e^{-\gamma t}.$ (6)

Уравнения (3) и (4) дают математические ожидания количества вспыхивающих звезд, показавших одну — n_1 (II) и две — n_2 (II) малые

•
вспышки, соответственно, независимо от того, способны они или нет иметь «большие» (с амплитудой $\geq \varepsilon$) вспышки, а уравнение (5) — математическое ожидание количества вспыхивающих звезд, наблюдавшихся в одной «большой» и в одной «малой» вспышках. Наконец, уравнение (6) определяет математическое ожидание искомого количества вспыхивающих звезд, входящих во вторую группу.

Выражение (6) для неизвестных вспыхивающих звезд во второй группе с помощью формул (3) и (4) можно привести к следующему виду:

$$n_0 (II) = \frac{[N(II) e^{-vt} vt]^2}{2N(II) e^{-vt} (vt)^2} = \frac{[n_1(II) - N(I) e^{-v^*t} v''t]^2}{2 \left| n_2(II) - N(I) e^{-v^*t} (v''t)^2 \right|}$$
(7)

Неизвестноє произведение $\sqrt[y]{t}$ в правой стороне выражения (7) можно определить из трансцендентного уравнения, следующего из уравнения (5):

$$\frac{n_2(l, ll)}{n_1(l)} = e^{-\sqrt{t}} \sqrt[4]{t}.$$
(8)

Подстановка полученного таким образом значения произведения v''t в формулу (7) приводит к числу n_0 (11) неизвестных вспыхивающих звезд во второй группе.

Наконец, оценка полного числа вспыхивающих звезд во второй группе получается из (6), с помощью известных величин n_0 (11) и уt. Последняя величина определяется из уравнений (3) и (4)

$$v_{t} = \frac{2 \left[n_{2}(II) - N(I) e^{-v^{-}t} \frac{(v''t)^{2}}{2} \right]}{n_{1}(II) - N(I) e^{-v^{-}t} v'' t}.$$
(9)

В табл. 2 приведены полученные результаты для двух групп нашего разделения. Здесь n — число вспыхивающих звезд, показавших, соответственно, «большие» (с амплитудой $\geq \varepsilon$), в первой группе, и «малые» (с амплитудой $< \varepsilon$), во второй группе, вспышки, а N — произведенная по приведенным формулам оценка полного числа вспыхивающих звезд для каждой группы. В соответствующих столбцах представлены средние фотографические звездные величины известных вспыхивающих звезд.

Очевидно, что сумма чисел n для первой и второй групп может быть больше числа всех известных в системе вспыхивающих звезд, так как во второй группе в n включены и звезды, которые, наряду с малыми вспышками, имели также большие вспышки, то есть имеются случаи, когда одна и та же звезда фигурирует в двух группах.

В последнем столбце табл. 2 даются значения отношения N(I)/N(II)чисел звезд в пеовой и второй группах. Эти же значения в зависимости от граничной амплитуды є графически представлены на рис. 2. Из него видно, что с возрастанием граничной амплитуды є растет число звезд, не способных показывать вспышки с амплитудой больше данной величины, и, наоборот, убывает число звезд, способных к таким вспышкам. Только для граничных амплитуд $> 3^m0$ наблюдаются некоторые колебания от этой закономерности, что связано, по-видимому, с недостаточной статистикой.

Таблица 2

		1 группа					ІІ группа						AL (1) AL (11)	
6	n	n ₁	<i>n</i> ₂	$ n_0 $	N	mpg	n	<i>n</i> ₁	<i>n</i> ₂	$n_1(I, II)$	n ₀	N	mpg	
1.0	331	205	58	362	693	17.8	245	165	34	24	123	243	16.0	2.85
1.5	268	171	56	261	529	18.1	311	196	51	18	206	407	16.2	1.30
2.0	219	146	47	227	445	18.4	342	203	60	16	209	437	16.3	1.02
2.5	175	128	34	241	416	18.7	379	226	62	19	239	475	16.5	0.88
3.0	143	115	18	367	510	18.9	406	229	66	17	199	431	16.6	1.18
3.5	102	83	13	265	367	19.0	419	245	63	14	296	550	16.8	0.67
4.0	72	62	5	384	456	19.3	432	250	66	10	265	516	16.9	0.88

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В АГРЕГАТЕ ПЛЕЯДЫ. ОБЛАДАЮЩИЕ РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Весьма ингересным результатом, вытекающим из полученных данных, является относительно небольшое число звезд. для которых амплитуды зарегистрированных вспышек <2. Даже когда = 2.5, это число не на-



Рис. 2. Зависимость отношения чисел звезд, способных и не способных показывать вспышки с фотографической амплитудой > е, от величины этой граничной амплитуды. много больше числа вспыхивающих звезд, показавших вспышки с большими амплитудами. Вероятно, это означает, что «малые» (с амплигудой <ε) вспышки встречаются лишь у вспыхивающих звезд относительно высоких светимостей.

Характерно и изменение светимости звезд с изменением относительной вспышечной активности (табл. 2). Оно показывает, что степень относительной вспышечной активности растет к вспыхивающим звездам более низкой светимости^{*}. Эта зависимость прямо указывает на возрастание относительной вспышечной активности с уменьшением светимости звезды.

Определенный интерес представляет табл. 3, в которой прияедены вычисленные по формулам (2), (8) и (9) значения соответствующих средних частот ", " и ». Она показывает, в согласии с тем, что следовало бы ожидать, что средняя частота " вспышек с амплитудой, больше или равной граничной амплитуде [€], почти регулярно падает с возрастанием этой амплитуды. В то же время средняя частота " вспышек с амплитудами, меньше граничной величины [€], для этих звезд почти че изменяется с изменением этой величины. Такой же, практически независимой от граничной амплитуды является средняя частота вспышек [∨] ыспыхивающих звезд второй группы, показывающих только вспышки с амплитудой, меньше этой граничной амплитуды.

Таблици З

Средняя частота	ε						
(10^4 vac^{-1})	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
v*	2.17	2.51	2.47	2.03	1.20	1.20	0.62
v*	0.51	0.45	0.48	0.68	0.68	0.79	0.75
٧	2.61	2.61	2.82	2.63	2.96	2.37	2.55

СРЕДНИЕ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК С АМПЛИТУДОЙ БОЛЬШЕ И МЕНЬШЕ =

Следует добавить, что одним из проявлений зависимости относительной вспышечной активности от светимости звезды является обратная зависимость максимальной амплитуды вспышек от светимости вспыхчвающей звезды, обнаруженная Э. С. Парсамян [28].

Авторы выражают глубокую благодарность В. А. Амбарцумяну за ценные замсчания.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

^{*} Поскольку для звезд обеих групп средние звездные величины определены по данным, относящимся только к известным вспыхивающим звездам, а среди звезд второй группы имеются и потенциальные члены первой группы, то учет этого обстоятельства должен усилить наблюдаемое различие.

СТАТИСТИКА ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

ON THE FLARE STAR STATISTICS

L. V. MIRZOYAN, G. H. BRUTIAN

The distribution of flare stars according to their absolute magnitudes is considered for aggregates of different ages (Fig. 1). It was shown that the mean luminosity of flare stars in aggregates decreases towards the older ones (Table 1). The dependance of relative flare activity, defined by amplitudes of flares, from the star luminosity was determined according to the data related to the Pleiades tlare stars. For this purpose all known flare stars of this system were divided into two groups: I—stars which are able to have flares with amplitudes larger than the given magnitude ε and II—stars which are unable to show such flares. The numbers of flare stars in these two groups were estimated statistically (Table 2). The ratio N(I)/N(II) of the numbers of flare stars in these groups decreases regularly with the increase of the magnitude ε (Fig. 2). This fact can be considered as an evidence in favour of the idea that the star evolution rates increase towards the higher luminosities (larger masses).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбариумян. Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
- 2. G. Haro, Symposium on Stellar Evolution, ed G. Sahade, Astron. Obs. Nat. Univ. of La Plata, La Plata, 1962, p. 37.
- 3. В. А. Амбаруумян, Звезды, туманности, галактики, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
- V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, Variable Stars and Stellar Evolution, ed. V. Sherwood, L. Plaut, Reidel, Dordrecht, 1975, p. 3.
- 5. G. Haro, Stars and Stellar Systems, v. 7, ed. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, Univ. of Chicago Press, 1968, p. 141.
- 6. E. Parsamian, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, No. 31, 35, 1969.
- 7. G. Haro, E. Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 5. No. 32, 59, 1969.
- 8. L. Rosino, L. Pigatto, Contr. Obs. Asiago, No. 231, 1969.
- 9. R. Kiladze, IBVS, No. 670, 1972.
- 10. E. Parsamian, E. Chavira, G. Gonzalez, Bol. Inst. Tonantzintla, 2, 341, 1978.
- 11. К. У. Аллен, Астрофизические величины, Мир. М., 1977.
- 12. K. Aa. Strand, Ap. J., 128, 14. 1958.
- 13. H. L. Johnson, Stars and Stellar Systems, v. 7, ed. B. M. Middlehurst, L. H. Aller, Univ. of Chicago Press, 1968, p. 167.
- 14. М. К. Цветков, Исследование нестационарных звезд в области туманностей. NGC 7000 и IC 5068—70 в созвездии Лебедя, Ереванский университет, 1975.
- 15. N. D. Melikian, H. S. Chavushian, M. K. Tsvetkov, IBVS, No. 1470, 1978.
- 16. N. D. Melikian, H. S. Chavushian, I. Jankovics, IBVS, No. 1629, 1979.
- 17. И. Суджюс, Бюлл. Вильнюской обс., № 39, 18, 1974.

- Л. В. Мирзолн, О. С. Чавушян, Л. К. Ерастова, Г. В. Оганян, Н. Д. Мсликян, Р. Ш. Нацвлишвили, М. К. Цвстков, Астрофизика, 13, 205, 1977.
- 19. Г. Б. Оганян, Картотека вспыхивающих звезд в Плеядах, Бюраканская астрофизическая обсерватория (не опубликовано).
- 20. I. Jankovics, IBVS, No. 839, 1973.
- 21. G. Haro, E. Chavira, G. Gonzalez, Bol. Inst. Tonantzintla, 2, 95, 1976.
- 22. I. Jankovics, K. P. Tsvetkova, M. K. Tsvetkov, IBVS, No. 1454, 1978.
- 23. L. Rosino, Contr. Obs. Asiago, No 187, 1966.
- 24. Р. В. Гершберг, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
- 25. E. S. Parsamtan, Star Cluster Symposium, ed. B. Balazs, Budapest, 1977, p. 119.
- G. Haro, E. Chavira, Vistas in Astronomy, v. 8, ed. A. Beer, Aa. Strand, Pergamon Press, London, 1964, p. 89.
- 27. В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян, Вспыхивающие звезды, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1977, стр. 63.
- 28. Э. С. Парсамян. Астрофизика, 12, 235, 1976.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.802

ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ ВУ Dra

А. С. МЕЛКОНЯН, К. ОЛА, А. В. ОСКАНЯН мл., В. С. ОСКАНЯН Поступила 14 июля 1979

Пересмотрена 4 декабря 1979

Выполнен анализ вспышечных данных звезды ВУ Dга, полученных в течение 751 часа (1971—1975 гг.) эффективного патрулирования. Указано, что полученные параметры, характеризующие вспышечную активность звезды ВУ Dга, вписываются в имеющуюся из данных других вспыхивающих эвезд картину вспышечной активности.

Введение. Настоящая работа является результатом пятилетних (1971—1975 гг.) электрофотометрических наблюдений звезды ВҮ Dга, самой яркой из известных вспыхивающих звезд в окрестности Солнца. Существовавшие в начале семидесятых годов наблюдательные данные об этой звезде нельзя было считать достаточными для каких-либо выводов о ее вспышечных характеристиках. Поэтому, в сотрудничестве с обсерваторией Конколи (Венгрия), была организована более продолжительная серия наблюдений, результаты которых приводятся в настоящей работе. Так как в 1971 г. уже было известно, что у ВҮ Dга наблюдается медленное периодическое изменение блеска [1—3], то наши наблюдения были организованы так, чтобы одновременно получалась информация и о медленных изменениях блеска, и о вспышечной активности звезды.

Схема наблюдений была следующая: каждые полчаса в течение 5—6 минут сравнивался блеск звезды ВУ Dra с блеском двух звезд сравнения. В промежуточном интервале между двумя сравнениями в течение, примерно, 25 минут велось непрерывное патрулирование звезды ВУ Dra с целью обнаружения вспышек. Таким образом, моменты сравнения блеска были равномерно распределены на весь интервал наблюдений в течение ночи. В Бюраканской обсерватории сравнения блеска выполнялись в 1971 г. и 1975 г. в *u*, *b*, *v* цветах, в 1972 г. в *u* цвете, а в 1973 г. и 1974г. в *b* цвете. В обсерваториях Конколи и Матра (Венгрия) сравнения выполнялись всегда в *u*, *b*, *v* цветах.

А. С. МЕЛКОНЯН И ДР.

Наблюдения велись на телескопах 40-см Бюраканской обсерватории, 60-см обсерватории Конколи и 50-см обсерватории Матра. Значения коэффициентов (ψ , $|\psi, \varepsilon$) для перехода от инструментальной *u*, *b*, *v* к международной UBV системе приведены ниже:

	8	'n	7
Бюракан	+ 0.016	+ 1.010	+1.027
Конколи	- 0.13	+ 1.10	+ 1.07
Матра	+ 0.06	+ 0.89	0.9

Основные данные о звезде ВУ Dra и использованных нами звездах сравнения приведены в табл. 1.

Takana 1

Эвезда	α ₁₉₅₀	⁰ 1950	V B-V U-B	Mv	SP	π	Литература				
BY Dra = HD 234677 BD + 51.2402	18 ^h 32 ^m 45 ^s	+51°41.0	8 ^m 44 1.24 1.03	7 ^{'n} 47	dK7e	0.064	[3]				
HD 172268 = BD + 51.2408	18 35 21	+51 50.0	7.89 1.26 1.31		dK5		[4]				
HD 172468 BD + 51.2410	18 36 31	+51 54.1	7.51 1.29 1.15		dK2		[4]				

Распределение этих звезд на небе изображено на рис. 1. Бросается в глаза, что звезды ВУ Dra, HD 172268 и HD 172468 близки как по спектральному типу, так и по видимым величинам, к тому же расположены на



одной прямой, образуя видимую цепочку. К сожалению, нет необходимых данных, чтобы ответить на вопрос, образуют ли эти звезды физическую группу или нет. Но нужно сказать, что их собственные движения не говорят в пользу предположения о наличии физической группы.

Год	Пернод	Число	Эффекти патрулиро	вное время вания (мин)
	наолюдения	лочев	u	6
1971	11-VII 12-X	51	1152	184
19 72	14—IV 5—X	56	9301	514
1973	9—IV 5—X	51		13328
1974	12-V 24-IX	47		9764
1975	8-IV 27-IX	55		10824
	Сумма	260	10453	34614

Наблюдения. В табл. 2 приведены основные данные о наблюдениях.

Эмиссионные линии ионизованного кальция Н и К были обнаружены в спектре ВҮ Dra Мюнчем [5]. Наблюдения Джоя и Вильсона [6] подтвердили существование этих эмиссионных линий. Первая вспышка этой звезды наблюдалась в 1953 г. Поппером [7]. В период до 1970 г. было несколько попыток обнаружить вспышки звезды ВҮ Dra, но они были либо безуспешными [8, 9]. либо указывали на очень низкий уровень ее вспышечной активности [10].

Имея в виду эти результаты, было решено вести патрулирование в *и* цвете, чтобы увеличить вероятность обнаружения вспышек. Но результаты наблюдений 1971 г. и особенно 1972 г. показали, что, вопреки сравнительно низкой средней частоте вспышек этой звезды, все-таки можно обнаружить достаточное число вспышек, если наблюдательные серии более длительные. Поэтому, начиная с 1973 г., патрулирование велось в *b* цвете, чтобы полученные данные о вспышках могли быть сравнены с имеющимися в Бюраканской обсерватории данными о вспышках других звезд [11].

Результаты наблюдения вспышек приведены в табл. 3, где в последовательных столбцах даны: 1 — дата наблюдения вспышки: 2 — момент UT максимума; 3 — продолжительность возрастания блеска — t_b ; 4 продолжительность затухания блеска вспышки t_a ; 5 — интенсивность излучения вспышки в максимуме в единицах интенсивности излучения звезды в нормальном состоянии (индекс в заголовках столбцов указывает на цвет, в котором велись наблюдения); 6 — среднее квадратичное отглонение, выраженное в единицах нормального излучения звезды [12]; 7— интегральная энергия излучения вспышки [12]; 8 — эффективное время патрулирования; 9 — средняя частота вспышек; 10 — вспышечная свети-

Tobuna 2

Aara	UT _{max}	tь (мпн)	† _а (мин)	$\left(\frac{I_{fm}}{I_s}\right)_a$	$\left(\frac{\sigma}{l_s}\right)_{\rm H}$
17 VIII 17 VIII	21 11.8 21 12.8	0.1 0.1	0.5 0.2	0.17 0.25	0.018 0.018
19 VI 20 VI 3 VII 10 VII 5 VIII 5 VIII 6 VIII 14 VIII	21 6.7 23 19.2 20 15.2 19 58.5 17 46.0 20 16.9 17 40.0 19 29.9	3.7 1.3 7.5 2.3 2.5 0.4 0.8 1.9	13.3 12.0 39.5 13.5 19.0 2.5 3.0 10.1	0.34 0.10 0.31 0.40 0.99 0.08 0.21 0.67	0.018 0.017 0.020 0.016 0.013 0.011 0.023 0.022
21 VI 22 VI 24 VI 27 VI 21 VIII 28 VIII	19 45.8 20 15.4 21 22.8 23 3.8 22 21.3 21 51.9	1.7 4.8 0.2 1.8 0.6 1.3	18.4 12.0 0.4 11.6 4.5 21.1		
13 VII 14 VII 14 VII 14 VII 14 VII 13 VIII 14 VIII	21 54.3 20 19.1 22 14.3 00 15.1 18 51.7 19 12.7	5.4 27.7 0.6 8.6 3.7 1.0	11.5 53.9 12.0 48.9 40.0 7.6		
22 VIII 2 VIII 14 IX	20 21.4 20 17.4 18 43.8	8.8 4.5 2.7	30.6 15.9 9.0		

Σ

Таблица З

....

Р _а (мнн)	Т _а (мян)	∨ _и 10 ³ (всп/мин)	$\frac{\sum P_u}{T_u} \cdot 10^3$	$\left(\frac{I_{fm}}{I_s}\right)_b$	$\left(\frac{1}{I_s}\right)_b$	Р _ь (мин)	Т _ь (мнн)	• 10 ³ (всп/мнн)	$\frac{\Sigma P_b}{T_b} \cdot 10^3$
0.04 0.01 1.57	1152	1.736	0.044	0.052		0.18	184 <i>b</i> 1152 <i>u</i> 1336		-
0.55 7.86 1.50 8.50 0.09 0.23 2.67	9301	0,860	2,469	0.048 0.062 0.153 0.103		0.91 0.17 0.99	514b 9301u 9815	0.509	0,261
				0.840 0.540 0.048 0.080 0.150 0.870	0.012 0.007 0.008 0.007 0.018 0.013	2.80 13.55 0.01 0.47 0.23 5.20	13328	0.450	1.670
				0.178 0.526 0.397 3.590 1.110 0.220	0.009 0.007 0.011 0.012 0.007 0.005	0.81 12.44 0.96 35.66 7.06 0.59	9764	0.615	5.891
				0.540 0.380 0.270	0.013 0.005 0.006	6.60 3.13 2.00	10824	0.277	1.082
23.02	10453 Σ/n	0.957	2.2 02		0.009	94.04	45067	0.444	2.087

Примечания к таблице 3

а) В столбце 11 данные для 1971 г. и 1972 г. вычислены по данным наблюдений в и цвете с использованием уравнения U—B = — 1, дающего связь между и и в цветами в максимуме вспышки [13]. В столбце опущены данные для вспышек (предполагая их необнаруживаемыми в цвете b), вычисленные амплитуды которых в в цвете меньше пятикратного значения среднего значения с (столбец 12), т. с. меньше 0.047 ав. величин [12].

6) В столбце 13 приведенные значения для 1972 г. подсчитаны по данным P_u для того же года. Значения P_b вычислены с помощью уравнения $P_b = 0.1166 \times P_u - 0.1898$, коэффициенты которого подсчитаны методом наименьших квадратов, с использованием опубликованных значений P_u и P_b для вспышек звезд EQ Peg, UV Cet, YZ CMI, EV Lac, BD \pm 55.1832, AD Leo и BY Dra, полученных другими авторами при синхронных и, b, v наблюдениях.

в) В столбце 14 для 1971 г. н 1972 г. ко времени патрулирования в b цвеге прибавлено и время патрулирования в и цвете, так как данные, полученные в и цвете, пересчитаны в b цвет.

мость: 11 — интенсивность излучения вспышки, выраженная в единицах нормального излучения звезды: 12 — среднее квадратичное отклочение [12]: 13 — ингегральная энергия вспышки; 14 — эффективное время патрулирования, 15 — средняя частота вспышек; 16 — вспышечная светимость [11].

Обсуждение. Уже неоднократно было показано, что распределение вспышек по времени не противоречит гипотезе о его пуассоновском характере [11, 13, 14]. Поэтому можно предположить, что упомянутая закономерность имеет место и в случае вспышек, происходящих у злезды ВУ Dra.

Однако интересно попробовать убедиться в точности такого предположения путем анализа полученных нами наблюдательных данных. Из табл. З видно, что средний промежуток времени между двумя вспышками порядка 2200 мин. Интервалы времени непрерывного наблюдения, как уже было сказано, были порядка 25 мин. Очевидно, что при таких условиях наблюдений невозможно применить какой-либо критерий согласия. Даже если пренебречь пятиминутными перерывами между интервалами непрерывного патрулирования, то самый большой интервал не будет длиться больше 400 мин, т. е. в шесть раз короче среднего интервала между двумя вспышками, что явно не соответствует условиям, необходимым для применения критериев согласия. Итак, остается косвенным путем искать ответ на этот вопрос.

Из наших наблюдений следует, что средняя частота вспышек в b цвете равняется v = 0.000444 (всп/мин), а в и цвете — v = 0.00957(всп/мин). Если предположить, что распределение вспышек по времени является пуассоновским, то, исходя из вышеприведенных значений для средних частот, можно подсчитать, что вероятность появления двух вспышек в интервале двух часов равняется 0.001 для b цвета и 0.006 для u цвета. Из табл. З видно, что такие маловероятные события осуществлялись один раз при наблюдениях в b цвете и два раза при наблюдениях в u цвете. Таким образом, из двадцати пяти вспышек шесть (24%) осуществлялись в маловероятных комбинациях. Этот факт позволяет заподозрить некоторую тенденцию к группированию вспышек, т. е. некоторое отклонение от пуассоновского распределения. Поэтому можно сказать, что у звезды ВҮ Dга существуют некоторые признаки, позволяющие заподозрить наличие тенденции к группированию вспышек, которая может быть вызвана, например, существованием активных областей на звезде—подобно активным областям на Солнце — способных порождать «симпатетические» вспышки.

Из данных столбцов 15 и 16 видно, что как средняя частота вспышек, так и вспышечная активность имеют максимальное значение в 1974 г. Интересно отметить, что энергия, излученная всеми вспышками, обнаруженными в 1974 г. за 162.7 часов наблюдений, составляет 61% энергии, излученной всеми вспышками, обнаруженными за все время (751 час) наблюдений. Более того, количество энергии, излученной только одной вспышкой 27 июля 1974 г., составляет 37% энергии, освобожденной всеми вспышками вместе. Все это дает право заподозрить, что вспышечная активность звезды ВҮ Dга подвержена колебаниям такого типа, как изменения уровия солнечной активности, и что 1974 г. был годом максимума активность этой звезды.

Изменение уровня вспышечной активности звезды ВУ Dra нельзя считать доказанным, но и нельзя исключить из-за совпадения интервала наивысшей частоты с интервалом наибольших амплитуд. Напомним, что подобное совпадение было обнаружено В. С. Осканяном [15] у звезды UV Cet. Так как и на Солнце в интервале максимума активности наблюдается одновременное увеличение частоты и мощности вспышек, то не исключено, что вышеупомянутое совпадение максимальных частот и амплитуд вспышек является признаком существования циклического изменения уровня вспышечной активности звезды.

В заключение отметим, что полученные нами параметры вспышечной активности звезды ВҮ Dra вписываются в картину, являющуюся результатом анализа данных других вспыхивающих звезд [11, 16].

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику В. А. Амбарцумяну за ценные указания и замечания, сделанные им при обсуждении статьи.

Бюраканская астрофизнческая обсерватория Обсерватория им. Конколи, Будапешт

FLARE ACTIVITY OF BY Dra

A. S. MELKONIAN, K. OLAH, A. V. OSKANIAN jr., V. S. OSKANIAN

The analysis of flare data of BY Dra, obtained during 751 hours (1971-1975) of effective patrol observations is accomplished. It has been pointed out that different parameters characterizing the flare activity of BY Dra complement the general picture of flare activity obtained from other flare stars.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. P. F. Chugainov, IBVS, 122, 1966.
- 2. W. Krzeminski, R. P. Kraft, A. J., 72, 307, 1967.
- 3. W. Krzeminski, Low-Luminosity Stars, ed. S. S. Kumar, Gordon and Breach Science Publishers, London, 1959, p. 57.
- 4. S. Vogt, Ap. J., 199, 418, 1975.
- 5. G. Münch, Ap. J., 99, 273, 1944.
- 6. A. H. Joy, R. E. Wilson, Ap. J., 109, 231, 1949.
- 7. D. Popper, PASP, 65, 278, 1953.
- 8. W. Wenzel, Mitt. Veränderliche Storne, 210, 1955.
- 9. П. Ф. Чугайнов. Изв. КрАО, 26, 171, 1961; 28, 150, 1962.
- 10. S Cristaldi, M. Rodonó, Astron. Astrophys. Suppl. ser., 2, 223, 1970,
- 11. В. С. Осканян, В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 7, 83, 281_ 1971.
- 12. A. D. Andrews, P. F. Chugainov, R. E. Gershberg, V. S. Oskanian, IBVS, 326, 1969.
- W. E. Kunkel, An Optical Study of Stellar Flares, dissertation, The University of Texas, Austin, Texas, 1967.
- 14. C. Lacy, T. J. Moffett, D. S. Evans. Ap. J. Suppl. ser., 30, 1976, p. 85.
- 15. В. С. Осканян, Нестационарные звезды, ред. М. А. Аракслян, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1957, стр. 17.
- В. С. Осканян, Вспыхивающие звезды, ред. Л. В. Мирзоян, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1977, стр. 11.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

.

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.035.33

МЕЖКОНФИГУРАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ С III, N IV, OV В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД ВОЛЬФА-РАЙЕ

А. Ф. ХОЛТЫГИН

Поступила 5 февраля 1979

Вероятности ряда межконфигурационных переходов, имеющих важное значение для интерпретации спектров звезд Вольфа—Райе, вычислены в многоконфигурационном приближении для ионов СШІ, N IV, OV, Для независимой оценки вероятностей использовались лабораторные интенсивности линий. Результаты, полученных для переходов, разрешенных в одноконфигурационном приближении, находятся в хорошем согласии с теоретическими и экспериментальными данными других авторов.

1. Развитый эмиссионный спекто С III, N IV и отчасти ОV является характерной особенностью звезд Вольфа-Райе (WR) [1-5]. Ряд линий этих ионов наблюдается также в спектрах планетарных туманностей, звезд Of, квазаров и других объектов. Детальный анализ эмиссионных звездных спектров в первую очередь требует знания энергетической схемы и вероятностей переходов для изучаемых нонов. В рамках одноконфигурационного приближения (ОКП) эта задача была рассмотрена в работах [6-8]. Структура возбужденных состояний С III, N IV, OV связана с электронными конфигурациями 2snl и 2pnl. Полное описание этих состояний возможно только при учете межконфигурационных (МК) эффектов. Такой учет необходим, поскольку в спектрах звезд WR наблюдаются досгаточно интенсивные МК линии иона С III: λ 4159 (2p3p 3D - 2s5f 3F°). λ7037 (2p3s ¹P⁰ - 2s4d ¹D), λ8352 (2s4d ³D - 2p3d ³F⁰), λ 10545 (2s4p ³P⁰ -- 2p3p 3S) и др. [1-5], аналогичные переходы есть и у NIV и OV. Существенно также и то, что от МК эффектов заметно зависят вероятности, а следовательно, и интенсивности многих линий, разрешенных в схеме ОКП, таких, как, например,). 5696 (2s3p ¹P⁰ - 2s3d ¹D) иона СШ и др. МК линии сравнимы по интенсивности с линиями, разрешенными в ОКП, даже для наиболее интенсивных одноконфигурационных (ОК) линий. Аналогичная ситуация имеет место для ионов NIV и OV, но их звездный спектр в видимой и инфракрасной областях спектра менее богат линиями, в основном вследствие того, что наиболее интенсивные линии этих ионов лежат в недостаточно изученной ультрафиолетовой области спектра.

В спектрах звезд WR наблюдаются также МК и разрешенные в ОКП переходы, связанные с уровнями возбужденных конфигураций 2pn/. Представляет большой интерес механизм заселения таких уровней. Прямая радиативная рекомбинация из состояния $2s^2S$ ионов C IV, N V, O VI, являющаяся основным механизмом заселения для конфигураций 2sn/, запрешена в ОКП правилами отбора, а рекомбинация из состояния $2p^2P^0$ ионов C IV, N V, O VI, видимо, мало эффективна, поскольку населенность возбужденного состояния $2p^2P^1$ существенно меньше, чем основного состояния $2s^2S$. Наличие МК эффектов приводит к возможности заселения уровней конфигураций 2pn/ через МК переходы: $2pn'l^{1.3}L_{l'} - 2snl^{1.3}L_{l}$. Кроме того, становится возможной фоторекомбинация из основного состояния $2s^2S$ ионов C IV, N V, O VI. Возможно, что некоторое значение при заселении этих уровней имеют также диэлектронная рекомбинация через автоионизационные термы $2pnl^{1.3}L$ и ступенчатое возбуждение из основного состояния $2s^{2^1S}$ изучаемых ионов.

Основой анализа звездных спектров является лабораторный спектр. Обращает на себя внимание большое сходство лабораторного и звездного спектров ионов С III, N IV, OV, что свидетельствует о возможной близости механизмов их образования. Как и в звездном, так и в лабораторном спектрах наблюдается много интенсивных МК линий [9—11]. Вероятности МК переходов в значительной степени определяются энергети ческой структурой, сильно различающейся у рассматриваемых ионов. Поэтому, как правило, МК линии, интенсивные в спектре одного иона, будут слабыми в спектре другого или вовсе не будут наблюдаться. Таким образом, общая задача интерпретации эмиссионного спектра звезд WR должна рассматриваться с учетом МК эффектов, имеющих наибольшее значение именно для ионов С III, NIV, OV.

В настоящей работе рассмотрены МК эффекты для ионов С III, N IV, ОV и получены вероятности разрешенных в ОКП и МК переходов. Определению вероятностей для этих ионов посвящено достаточно много работ, однако они ограничиваются в основном лишь разрешенными в ОКП переходами. Укажем только работу [12], в которой получены вероятности большого числа переходов, разрешенных в ОКП, в приближении, близком к использованному в настоящей работе.

2. Наиболее естественно межконфигурационные эффекты можно учесть в рамках многоконфигурационного приближения (МКП). Многоконфигурационные (МНК) волновые функции разлагаются по одноконфигурационным. Коэффициенты разложения определяются диагонализацией матрицы энергии. Для изучаемых ионов С III, N IV, OV термы хорошо описываются LS связью, а релятивистские эффекты малы по сравнению с межконфигурационными, поэтому использовался нерелятивистский гамильтониан. В атомных единицах

$$H = \sum_{i=1}^{n} \left(-\frac{1}{2} \nabla_{i}^{2} - Z/r_{i} \right) + \sum_{i>j}^{n} \frac{1}{r_{ij}}, \qquad (1)$$

где n — число электронов; остальные обозначения обычны. Матричные элементы гамильтониана вычислялись в LS связи по ОК волновым функциям, полученным в [6, 7]. Матричные элементы ($_1\pi$ LS $|H|_1$ (LS) = 0, если полный орбитальный момент L L', полный спин S = S' и четности $\pi + \pi'$, поэтому матрица энергии распадается на блоки, соответствующие одинаковым π , L, S. Таким образом, в МНК разложении волновой функции терма LS конфигурации К будут присутствовать только волновые функции конфигураций, имеющих одинаковую четность с четностью конфигурации K, и терм LS. Тогда МНК волновая функция терма LS конфигурации K представляется в виде

$$\Psi(\text{KLS}) = \sum_{i} \alpha_{i} (\text{K}_{i} \text{ LS}) \Psi(\text{K}_{i} \text{ LS}), \qquad (2)$$

где $\Psi(K_i LS) - OK$ волновая функция терма LS конфигурации K. Коэффициенты разложения z_i удовлетворяют условию $\sum_i \alpha_i^2 = 1$. Практически суммирование в (2) производится по ограниченному набору конфигураций. Априори не ясно, какие конфигурации следует включать в разложение (2). Из-за некоммутативности гамильтониана (1) и операторов переходов, увеличение числа поправочных конфигураций в разложении (2) уточняет эпергии термов, но не обязательно улучшает вероятности переходов. Результаты наших расчетов показывают, что основной вклад в разложение (2) дают 2—3 конфигурации типа 2snl, 2pnl с перекрывающимися или близкими термами. Поэтому мы включили в базис разложения (2) конфигурации 2snl, при $n \leq 6$ и 2pnl, при $n \leq 4$. Приведем для примера МНК разложение волновой функции терма 2p3s ¹P⁰ иона C III:

$$\begin{split} \psi \left(2p3s\ {}^{1}P^{0} \right) &= 0.026 \ \psi \left(2s2p\ {}^{1}P^{0} \right) + 0.178 \ \psi \left(2s3p\ {}^{1}P^{0} \right) + \\ &+ 0.686 \ \psi \left(2p3s\ {}^{1}P^{0} \right) - 0.699 \ \psi \left(2s4p\ {}^{1}P^{0} \right) - 0.067 \ \psi \left(2s5p\ {}^{1}P^{0} \right) - \\ &- 0.052 \ \psi \left(2p3d\ {}^{1}P^{0} \right) - 0.031 \ \psi \left(2s6p\ {}^{1}P^{0} \right) - 0.032 \ \psi \left(2p4s\ {}^{1}P^{0} \right). \end{split}$$

Аналогичные разложения получены для всех термов указанных конфигураций ионов С III, N IV, OV. Энергии термов, соответствующие МНК волновым функциям, определялись как собственные значения матрицы энергии. Учет межконфигурационных эффектов в рассматриваемом базисе уменьшает разность экспериментальных и теоретических энергий до 500—3000 см⁻¹ по сравнению с 10 000—20 000 см⁻¹ в ОКП. В табл. 1 даны энергии термов конфигураций 2s3l, 2p3l в ОКП, МКП и экспериментальные данные [9—11].

Таблица 1

Теры	Ион	E1	E,	E ₃	E ₂ -E ₃
2s3p 'Po	C III	249148*	261395	258931	2646
	N IV	394704	408025	404522	+ 3503
	O V	569077	584133	580825	- 3308
2s3p 3P0	C III	244824	259155	259720	565
	N IV	391434	403966	406005	2039
	O V	562646	579392	582879	3487
2p3s 1P0	C III N IV O V	297806 458747 640604	311126 472178 665470	310006 473029 664486	$^{+1120}_{-851}$ $^{+984}$
2p3s ³ P ⁰	C III	292889	309239	308250	+ 989
	N IV	450033	466537	465454	1083
	O V	632527	655177	653249	1928
2p3d 1P"	C III	329805	348261	346713	+1548
	N IV	506438	520197	518610	+1587
	O V	697930	720997	719275	+1722
2p3d 3P0	C III	323594	339631	340127	- 496
	N IV	495070	513505	511535	+ 1970
	O V	684916	707302	708051	- 749

ЭНЕРГИИ ТЕРМОВ В см $^{-1}$, ВЫЧИСЛЕННЫЕ В ОКП $-E_1$, МКП $-E_2$, И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ — E_3

[#] Используется обычное спектроскопическое обозначение термов: п/^{1.3} L для 2sn/^{1.3} L и n/^{·1.3} L для 2pn/^{1.3} L.

Вероятности дипольных переходов получены по обычным формулам:

$$gW(\gamma SL - \gamma' SL') = 2.13 \cdot 10^{10} \Delta E \cdot S(\gamma SL - \gamma' SL') c^{-1},$$
(3)

здесь ΔE — разность энергий термов в атомных единицах; g — статистический вес терма $\gamma'SL'$, если рассматриваются вероятности перехода для излучения; S — сила линии в МКП, определяемая через ОК приведенныс матричные элементы операторов переходов

$$\widetilde{S}(\widetilde{\gamma}SL - \widetilde{\gamma}'SL') = \left\{ \sum_{ij} \alpha_i \alpha_j \left(\widetilde{\gamma}_i LS \mid Q_i \mid \widetilde{\gamma}_j L'S \right) \right\}^2,$$
(4)

где Q₁ — оператор дипольных переходов.

Суммирование в (4) производится по всем конфигурациям, входящим в МНК разложение волновых функций термов SL и TSL'. В табл. 2 для иллюстрации точности используемого приближения представлены вероятности нескольких разрешенных в ОКП переходов и одного интеркомбинационного перехода, которые сравниваются с расчетами в МКП [12—14]. Сравнение вычисленных вероятностей с экспериментальными данными [15] показывает, что рассмотренный вариант МКП существенно уточняет вероятности переходов по сравнению с полученными нами ранее в ОКП [6, 8].

Таблица 2

ВЕРОЯТНОСТИ НЕКОТОРЫХ ПЕРЕХОДОВ. РАЗРЕШЕННЫХ В ОКП, ВЫЧИСЛЕННЫЕ В ОКП — A_1 . В МКП — A_2 . И ПОЛУЧЕННЫЕ В РАБОТАХ $[N] = A_3$

Переход	Ион	⊼(A)	A ₁	A,	A ₃	N
2s ² ¹ S - 2s2p ¹ P ⁰	C III N IV O V	977 765 630	2.54+9° 3.41+9 4.12+9	1.67÷9 2.34+9 2.77 9	1.79+9 2.32+9 2.87+9	[12] [12] [12]
2s ³ ¹ S — 2s2p ³ P ^o	C III N IV O V	1909 1486 1218	1.90+21.06+34.04+3	$\begin{array}{c} 7.70 \pm 1 \\ 4.28 \pm 2 \\ 2.72 \pm 3 \end{array}$	9.60+1 1.88+3	[14]]13]
2s2p1P0 - 2p3 1S	C III N IV O V	1247 955 774	1.24+9 1.759 2.26+9	2.28+9 3.11+9 4.13+9	2.11+93.11+94.02+9	[14] [12] [12]
2s2p ¹ P ⁰ - 2p ² ¹ D	C III N IV O V	2304 1719 1371	1.98+8 3.08+8 4.08+8	1.49 +8 2.54+8 3.48+8	$ \begin{array}{r} 1.41 \\ 2.38 \\ 3.48 \\ +8 \end{array} $	[14] [12] [12]
2s2p ³ P ⁰ - 2p ² ³ P	C III N IV O V	1176 913 760	1.47+91.94+92.39+9	1.39+9 1.95-9 2.46+9	$1.359 \\1.80 - 9 \\2.26 + 9$	14] 12] 13]

* $2.54 + 9 = 2.54 \cdot 16^{9} c^{-1}$.

3. Основная трудность, встречающаяся при изучении межконфигурационных переходов, — недостаток экспериментальных значений версятностей. Частично эту трудность можно преодолеть, если использовать лабораторные интенсивности МК линий. Рассмотрим приближенный метод оценки вероятностей переходов, не требующий знания детальных условий в излучающей лабораторной плазме. При получении спектров в лабораторных условиях обычно можно пренебречь эффектами самопоглощения в линиях. Тогда интенсивность излучения в линии i - j

$$I_{ij} = N_j h v_{ij} A_{ji} V, \tag{5}$$

где N_i — населенность уровня j, hv_{ii} — энергия перехода i = j, A_{ij} — соответствующая вероятность перехода, V = 05ъем излучающего газа. Для переходов с общим верхним уровнем j легко получить соотношение

$$\frac{I_{ij}}{I_{kj}} = \frac{\lambda_{kj} A_{ji}}{\lambda_{ij} A_{ji}}$$

позволяющее по известной вероятности разрешенного в ОКП перехода и лабораторным интенсивностям линий получить вероятность МК перехода. Вероятности, определенные этим методом, имеют лишь оценочный характер, в основном из-за неточностей в определении интенсивностей. Однако они все же могут быть критерием правильности выбранной схемы МКП. Вероятности ряда МК переходов, как вычисленные в МКП, так и полученные по лабораторным интенсивностям для С III и N IV, приведены в табл. 3. В табл. 4 наши результаты, полученные для О V, сравниваются с данными работы [13]. Вероятности переходов получены для всех МК переходов между термами конфигураций 2snl при $n \leq 6$ и 2pnl при $n \leq 4$.

Таблица З вероятности мк перехолов ионов с.ш. N.V.

(6)

полученні	HE B	мкп — Д	А, И	по	ЛАБОРА	торным		
ИНТЕНСИВНОСТЯМ ЛИНИЙ – А,								

	Ион	Переход*	λ (A)* *	Aı	A,
		25 ² ¹ S - 3s' ¹ P ⁰	322.6	8.81+8	3.7+8
		2p ² ¹ S - 3p ¹ P ⁰	1308.7	5.24+7	5.8+7
		2p ^{3 1} D - 3p ¹ P ⁰	884.5	5.17+8	
		2p ² ³ P - 3p ³ P ⁰	818.1	3.66+7	
		2p ³ ¹ S 4p ¹ P ⁰	714.9	6+00.4	3.8+8
	C III	3s' 1P0 - 4d 1D	7037.2	5.79+7	
		3s' ³ P ⁰ - 4d ³ D	7606	3.66+5	
		3p' ¹ D - 5f ¹ F ⁰	635 0.8	1.13+7	1.2+7
		3d' ¹ F° - 5g ¹ G	19200	5.73+6	
		3d' 3F0 - 5g 3G	7597	4.64+7	7.7+7
		4p ³ P ⁰ — 3p' ³ S	10545	4.44+6	
		2p ¹ 'S — 3p ¹ P ⁰	591.2	3.13+8	
+		2p ² ¹ D - 3p ¹ P ⁰	463.7	1.78 8	
		3s' 1Pº 4d 1D	2402.8	4.75+8	
	NIV	3p' 1P — 4p 1P0	3825.1	3.09+7	4.3+7
		3p' ³ P — 4f ³ F ⁰	3129	4.61+7	
		3d 3P0 - 5d 3D	2225	1.07+8	1.1+8
		3d' 1F° - 5g 'G	2081.0	8.10+8	4.6+8
3		3d' ³ F ⁰ — 6g ³ G	1245	3.26+8	1.8-+8

• Используется обычное спектроскопическое обозначение термов: $nl^{1,3}L$ для $2snl^{1,3}L$ и $nl'^{1,3}L$ для $2pnl^{1,3}L$,

•• Для триплетов приведена длина волны, усредненная по уровням термов.

МЕЖКОНФИГУРАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Общий вывод, который может быть сделан на основании проведен ных расчетов вероятностей и сравнения с лабораторным и звездным спектрами, состоит в том, что рассмотренное многоконфигурационное приближение для ионов С III, N IV, O V объясняет появление всех наблюдавшихся в лабораторном и звездном спектрах МК линий этих ионов и дает реальные вероятности переходов.

Ион	Переход	λ(Α)	A	A ₂
0 V	$\begin{array}{c} 2p^{2} \ {}^{1}S - \ {}^{3}p \ {}^{1}P^{\circ} \\ 2p^{2} \ {}^{1}D - \ {}^{3}p \ {}^{1}P^{\circ} \\ 2p^{2} \ {}^{3}P - \ {}^{3}p \ {}^{3}P^{\circ} \\ 2p^{2} \ {}^{3}P - \ {}^{3}p \ {}^{3}P^{\circ} \\ 2p^{2} \ {}^{3}P - \ {}^{4}p \ {}^{3}P^{\circ} \\ 3d' \ {}^{1}F^{\circ} - \ {}^{5}g \ {}^{3}G \end{array}$	341.4 286.4 270.8 222.2 191.5 1047.9 865.6	1.01+8 5.72+9 1.83+8 5.80+9 1.41+9 5.89+8 2.10+8	1.46+8 4.55+9 1.95+8
	•	•		

Таблица 4 ВЕРОЯТНОСТИ МК ПЕРЕХОДОВ ИОНА ОV, В МКП—А1 И ПОЛУЧЕННЫЕ В РАБОТЕ [13]-А2

В заключение автор выражает благодарность А. А. Никитину и Т. Х. Феклистовой за полезное обсуждение работы.

Ленинградский государственный университет

INTERCONFIGURATION TRANSITIONS OF CIII, NIV, OV IN SPECTRA OF WOLF-RAYET STARS

A. F. KHOLTYGIN

The transition probabilities for some interconfiguration transitions of CIII, NIV, OV, important for interpretation of WR stars spectra are obtained by the configuration interaction method. These probabilities are also estimated using laboratory intensities of lines. The obtained values for transitions allowed in approximations of one configuration are in good agreement with theoretical and experimental results of other authors.

А. Ф. ХОЛТЫГИН

ЛИТЕРАТУРА

- 1. L. H. Aller, D. J. Faulkner, Ap. J., 140, 167, 1964.
- 2. B. Edlen, Vistas in Astronomy, 2. 1456, 1956.
- 3. L. V. Kuhi, Ap. J., 145, 715, 1966.
- 4. A. D. Code, R. C. Bless, Ap. J, 139, 787, 1964.
- 5. T. G. Barnes, D. L. Lambert, A. E. Potter, Ap. J., 187, 73, 1974.
- 6. А. Ф. Холтыгин, Вестн. ЛГУ, № 19, 127, 1977.
- 7. А. А. Никитин, А. Ф. Холтыгин, Т. Х. Феклистова, Публ. Тартуской обс., 45, 56, 1977.
- 8. А. А. Никитин. А. Ф. Холтыгин, Т. Х. Феклистова, Публ. Тартуской обс., 45, 63, 1977.
- 9. K. Bockasten, K. B. Johanson, Ark. Fysik, 38, 563, 1968.
- 10. C. E. Moore, NSRDS-NBS, 3, Section 3, 1971.
- 11. C. E. Moore, NSRDS-NBS, 3, Section 4, 1971.
- 12. D. G. Hummer, D. Norcross, M. N., 168, 263, 1974.
- 13. M. Malinowski, Astron. Astrophys., 43, 101, 1975.
- 14. H. P. Nussbaumer, P. J. Storey, Astron. Astrophys., 64, 139, 1978.
- 15. J. R. Buchet, M. C. Buchet-Poulizak, M. Druetta, J. Opt. Soc. Am., 66, 842, 1976.

.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.872

СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ В СРЕДЕ СО СВЕРХЗВУКОВЫМИ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧ-НЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ. II. ГАЗОПЫЛЕВЫЕ СИСТЕМЫ С ЛОКАЛЬНЫМ РАДИАЦИОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В. П. ГРИНИН

Поступила 9 апреля 1979

Показано, что световое давление, производимое излучением в резонансных миниях на частицы пыли или свободные электроны в среде со сверхзвуковыми аксиально-симметричными движекиями, является самым эффективным (в расчете на единичную плотность излучения) механизмом передачи углового момента от излучения к веществу. К. п. д. этого процесса q_n зависит от оптической толщины системы по пыли и максимален при $\pi_n \sim 1$. При этом в оптически тонких системах тангенциальное давление на пыль всегда совпадает с направлением вращения системы. Получены критерии эффективности светового давления и рассмотрена его роль в создании углового момента в условиях ядер активных галактик и квазаров.

Введение. В предыдущей работе [1] было показано, что в газовых оболочках с дифференциальным вращением и расширением световое давление, производимое излучением в резонансных линиях на поглощающие атомы, способно изменять скорость вращения газа. Эта важная функция излучения связана с наличием асимметрии углового распределения оптической толщины газа в спектральной линии $\pi_{\alpha}(r, \theta)$ по отношению к ра-

диус-вектору r, обусловленной дифференциальным вращением системы. В этих условиях естественно ожидать существования тангенциальной (трансверсальной) составляющей потока излучения в спектральной линии. Поэтому, если в газовой системе содержится некоторая примесь пылевых частиц (или свободных электронов), то под действием этой составляющей они также будут испытывать ускорение в тангенциальном направлении.

В. Л. ГРИНИН

Ниже рассматривается световое давление, производимое излучением в спектральных линиях на пыль в плоских газопылевых системах со сверхзвуковыми аксиально-симметричными движениями. Предполагается, что при взаимодействии фотона с пылевой частицей происходит истинное поглощение. Как и в работе [1], рассматриваются кинематики с локальным раднационным взаимодействием в спектральных линиях.

1. Радиальная и тангенциальная составляющие потока излучения в спектральных линиях. Для нахождения составлющих F_r и F_{θ} потока излучения рассмотрим в сопутствующей системе координат единичную площадку, нормаль к которой ориентирована соответственно в радиальном и тангенциальном изправлениях. По определению

$$F_{\mathfrak{r}}(r) = \Delta v_D \int_{0}^{2\pi} \cos \theta \, d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, \theta, x) \, dx,$$

$$F_{\theta}(r) = \Delta v_D \int_{0}^{2\pi} \sin \theta \, d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, \theta, x) \, dx.$$
(1)

Эдесь θ — угол между некоторым произвольным направлением в точке r в плоскости движений и радиус-вектором r, отсчитываемый в направлении вращения системы: $l(r, \theta, x)$ — интенсивность излучения в спектральной линии в точке r в направлении θ , рассчитанная на единичный интервал безразмерной частоты ($x = \Delta v / \Delta v_D$, где Δv_D — доплеровская полуширина, обусловленная тепловыми движениями). Заметим, что переход от (1) к соответствующим выражениям для трехмерной среды приводит к появлению в окончательных формулах несущественного множителя, близкого к единице.

Так как частицы поглощают излучение в пределах линии неселективно, то компоненты светового давления, действующего на пыль, связаны с соответствующими компонентами потока излучения простыми соотношениями:

$$p_{r}(r) = (\sigma_{n}/c) N F_{r}(r); \quad p_{h}(r) = (\sigma_{n}/c) N_{n} F_{\theta}(r),$$
 (2)

где N_n — концентрация частиц в 1 см³, ^дn — сечение поглощения излучения одной частицей.

В приближении полного перераспределения по частоте интегральная интенсивность излучения в (1) может быть представлена в виде:

$$I(r, \theta) = \Delta v_D \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, \theta, x) dx = \Delta v_D \int_{0}^{p_0(\theta)} S(r') e^{-\tau_n(r, \theta, p)} \frac{dp}{l_a(r')} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} a(x') e^{-\tau_a(r', \theta', x')} dx.$$
(3)

Эдесь $S - \phi$ ункция источников для рассматриваемой спектральной линии: $x' = x + v_p(r', r, \theta) - частота$ излучающего атома в точке r' в системе координат, связанной с точкой r (см. рис. 1); $z_a(r, \theta, x) -$ эффективная оптическая толщина оболочки в точке r в направлении θ



Рис. 1.

в частоте x, x (x) — профиль коэффициента поглощения. При наличии локального радиационного взаимодействия [2]

$$\tau_a(r, \theta, x) = \int_{0}^{\infty} \alpha(y) \, dy/l_a(r) + (\theta, r), \qquad (4)$$

гле l_a — взвешенная по профилю коэффициента поглощения средняя длина свободного пробега кванта, обусловленная поглощением атомами газа, $\psi(\theta, r)$ — градиент безразмерной скорости дифференциальных движений в сопутствующей системе координат в точке r в направлении θ :

$$\psi(\theta, r) = \frac{dv_{+}}{dp} = \xi_1(r)\cos^2\theta + \frac{v_{-}}{r} + \xi_2(r)\sin\theta\cos\theta, \qquad (5)$$

$$\xi_1 = \frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}; \quad \xi_2 = \frac{du}{dr} - \frac{u}{r}, \quad (6)$$

и и v — соответственно радиальная и тангенциальная компоненты скорости, выраженные в единицах тепловой скорости v_i.

$$\tau_n(r, \theta, p) = \int_0^p \frac{dp'}{l_n(r'')}$$
(7)

— опгическое расстояние в частотах спектральной линии между точками \vec{r} и $\vec{r'}$, обусловленное поглошением пылевыми частицами; $l_n = 1/\mathfrak{z}_n \mathcal{N}_n$ соответствующая длина свободного пробега кванта; $r'' = (r^2 + p'^2 - 2p'r\cos\theta)^{1/2}$. Верхний предел интегрирования в (3) определяется из выражения: $R^2 = r^2 + p_0^2 - 2p_0r\cos\theta$.

Выполняя во втором интеграле в (3) замену $x \rightarrow x'$, после интегрирования по частоте получаем:

$$I(r, \theta) = \Delta v_D \int_{0}^{p_0(\theta)} S(r') e^{-\tau_p(r, \theta, p)} \psi(\theta, r) \left[1 - e^{-\tau_a(r', \theta')} \right] dp.$$
(8)

Здесь (r, θ) = $1/l_u(r) \psi(\theta, r)$ — оптическая толщина системы в спектральной линии; переменные r', p, θ' и θ связаны между собой соотношениями (см. рис. 1): $r' = r^2 + p^2 - 2pr\cos\theta$; $\sin\theta' = (r/r')\sin\theta = (r/p)\sin\alpha$.

Если подставить (8) в (1), то нетрудно убедиться, что в предельном случае: $\tau_a(r, \theta) \rightarrow 0$ — тангенциальное давление на пыль (так же, как и на газ [1]) равно нулю. Поэтому ниже мы ограничимся рассмотрением наиболее интересного с точки эрения приложений случая, когда $\tau_a(r, \theta) \gg 1$. При этом под значением R будем понимать радиус зоны непрозрачности газопылевой системы, обусловленной поглощением атомами газа.

Согласно (8) в этом случае

$$I(r, \theta) = \Delta v_D \int_{0}^{p_0(\theta)} S(r') e^{-\tau_n(r, \theta, p)} \psi(\theta', r') dp.$$
(9)

Приведенные выше соотношения позволяют определить радиальную и тангенциальную составляющие потока излучения, а следовательно, и соответствующие компоненты светового давления, действующего на пыль в газопылевых системах с локальным радиационным взаимодействием, то есть, в системах, компоненты скорости которых удовлетворяют неравенству [2]: 4(v/r)(dv/dr) > 1.

2. Световое давление в оптически тонких по пыли газопылевых системах. Пусть вначале оптическая толщина системы по пыли много меньше

СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ. 11

единицы: $r/l_n(r) \ll 1$, $\exp(-\tau_n) \simeq 1$. Подставляя (9) в (1) и переходя в полученных выражениях от переменных f и $p \kappa \alpha$ и r, после интегрирования по α получаем:

$$F_{r}(r) = \Delta v_{D} \frac{\pi}{r} \int_{0}^{R} S(r') \left(\frac{dv}{dr'} + \frac{v}{r'}\right) r' dr',$$

$$F_{0}(r) = -\Delta v_{D} \pi r \int_{0}^{R} S(r') \left(\frac{du}{dr'} - \frac{u}{r'}\right) \frac{dr'}{r'}.$$
(10)

Поскольку рассматриваются кинематики с локальным радиационным взаимодействием (dv/dr > 0), то согласно первому из выражений (10) радиальная составляющая потока F_r , а следовательно, и соответствующая компонента светового давления всегда положительны и независимо от знака градиента функции источников направлены от центра системы к периферии.

Так как далее $\xi_2 < 0$ (рост угловой скорости с расстоянием r не может происходить быстрее, чем при твердотельном вращении), то вихревая компонента потока также всегда положительна. Это означает, что в оптически тонких по пыли газопылевых системах тангенциальное давление на частицы пыли направлено всегда в сторону вращения.

Эта однозначность радикально отличается от той ситуации, которая имеет место в случае давления на газовую подсистему. Как показано в [1], направление светового давления на газ зависит от знака градиента функции источников; например, направление тангенциального давления совпадает с направлением вращения системы — при dS/dr < 0 и противоположно ему — при dS/dr > 0. Другое важное отличие состоит в том, что световое давление на пыль отлично от нуля при S(r) = const:

$$\{F_r(r) = \pi \Delta v_D S v(r), \{F_{\theta}(r) = \pi \Delta v_D S u(r) [1 - (r/R) (u(R)/u(r))],$$
 (11)

тогда как давление на атомы в этом случае равно нулю [1]. Оба эти отличия обусловлены различным характером взаимодействия излучения в спектральной линии с газом и пылью.

3. Световое давление в оптически толстых по пыли газопылевых системах. Считая по-прежнему $\tau_a(r, \theta) \gg 1$, ограничимся рассмотрением ситуации, когда средняя длина свободного пробега излучения в частотах линии обусловлена поглощением атомами газа: $\overline{l_a} \ll l_n \ll R$ (в этом случае наличие пыли в системе не влияет на функцию источников и на световое давление, действующее на газ).

В. П. ГРИНИН

Очевидно, что при $l_n/r \ll 1$ отношение p/r можно рассматривать как малый параметр задачи. Представляя в (7) и (9) длину свободного пробега $l_n(r^*)$, функцию источников S(r') и градиент скорости (θ', r') в виде ряда по этому параметру, получим разложение интенсивности $l(r, \theta)$ по степеням p/r. Подставляя его далее в (1) и сохраняя после интегрирования по θ первые ненулевые члены, после несложных преобразований получаем:

$$\begin{aligned} F_r(r) &= -\frac{\pi}{4} \Delta v_D \frac{l_n}{r^2} \left\{ 3 \frac{d}{dr} \left| r^{-1/3} l_n S \frac{d}{dr} (r^{1/3} v) \right| + 2l_n S \frac{\xi_1}{r} \right\}, \\ F_{ij}(r) &= -\frac{\pi}{4} \Delta v_D \frac{l_n}{r^2} \left| \frac{d}{dr} (r^2 l_n S \xi_2) \right|. \end{aligned}$$
(12)

Для анализа этих соотношений рассмотрим поле скоростей вида: $v(r) = v_0 r^{i_v}, u(r) = u_0 r^{i_u}$ и примем, что $l_u(r) = (l_u)_0 r^{i_l}$ и $S(r) = S_0 r^{i_s}$. В этом случае согласно (13):

$$|F_{\mathfrak{s}}(r) = (\pi/4) a_{\mathfrak{s}} \Delta_{\mathcal{V}_{D}}(l_{\mathfrak{n}}/r)^{2} S(r) v(r),$$

$$F_{\mathfrak{s}}(r) = (\pi/4) a_{\mathfrak{s}} \Delta_{\mathcal{V}_{D}}(l_{\mathfrak{n}}/r)^{2} S(r) u(r),$$
(13)

где

$$\begin{cases} a_r = 3 + \gamma_v - (3\gamma_v + 1) (\gamma_v + \gamma_l + \gamma_s), \\ a_q = (1 - \gamma_u) (1 + \gamma_u + \gamma_l + \gamma_s). \end{cases}$$
(14)

Из (2) и (13) с учетом результатов раздела 2 следует, что с повышением конценграции пыли световое давление на пыль сначала растет пропорционально N_n . Когда оптическая толщина системы по пыли становится порядка единицы ($l_n/r \sim 1$), рост давления прекращается, и при дальнейшем увеличении концентрации пыли обе компоненты давления уменьшаются пропорционально N_n^{-1} . Таким образом, световое давление на пыль действует с максимальной эффективностью при $\tau_n \sim 1$.

Далее, из (13) и (14) следует, что при $\gamma_l = \gamma_s = 0$ раднальное давление направлено наружу при $\gamma_v < 1$ и внутрь — при $\gamma_v > 1$. Случай свободного разлета ($\gamma_v = 1$) является, таким образом, выделенным состоянием, при котором раднальное давление на пыль равно нулю. В общем случае, когда градиент функции источников отличен от нуля, связанная с ним составляющая радиального давления направлена наружу при $\gamma_s < 0$ и внутрь — при $\gamma_s > 0$.

Согласно второй паре соотношений (13) и (14) при $\gamma_l = \gamma_s = 0$ состояние с $p_0^n = 0$ осуществляется при $\gamma_u = \pm 1$. Первое из этих двух значений ($\gamma_u = 1$) соответствует твердотельному вращению, второе —

вращению с сохранением углового момента. В промежуточной области $(|\gamma_u| < 1) p_0^n > 0$. Следовательно, при наличии высокой плотности излучения из двух возможных состояний с нулевым тангенциальным давлением устойчивым является лишь состояние твердотельного вращения и именно к нему будет стремиться система под действием светового давления.

При $\gamma_s \neq 0$ и $\gamma_l \neq 0$ обусловленное градиентом функции источкиков дополнительное тангенциальное давление на пыль совпадает с направлением вращения при $\gamma_s > 0$ и направлено против вращения при $\gamma_s < 0$. При этом в последнем случае при $\gamma_s > -\gamma_l$ устойчивым состоянием с нулевым тангенциальным давлением, по-прежнему, является твердотельное вращение.

4. Соотношение между световым давлением на газ и пыль. Как видно из вышеизложенного, световое давление на пылевую и газовую подсистемы в ряде случаев действует в противоположных направлениях. Поэтому от соотношения между ними зависит не только величина, но и знак результирующего давления. Для выяснения этого вопроса предположим, как и в разделе 3. что величины и, v, l_n и S меняются с расстоянием по степенному закону и ограничимся рассмотрением тангенциальной компоненты давления.

Пусть вначале то 1. Согласно (2) и (10) тангенциальное давление на 1 см³ пылевых частиц равно:

$$p_{\theta}^{n}(r) = \pi \left(\Delta v_{D} | c \right) b_{\theta} l_{n}^{-1} S(r) u(r) \left[1 - (r/R)^{2} \right], \qquad (15)$$

rge $\alpha = 1 - \gamma_s - \gamma_a; \ b_0 = (1 - \gamma_a)(\gamma_a + \gamma_s - 1).$

Согласно формулам (20) и (21) работы [1] тангенциальное давление на 1 см³ газа определяется выражением:

$$p_{g}^{r}(r) = -(8/3) \left(\Delta v_{D}/c \right) \gamma_{s} r^{-1} S(r) f(r), \qquad (16)$$

где $f(r) - \phi_{axtop}$ анизотропии углового распределения оптической толщины $\tau_a(r, \theta)$: $f(r) \sim u/v$. Комбинируя (15) и (16), получаем:

$$|p_{\theta}^{n}(r)/p_{\theta}^{r}(r)| = (8/3) |b_{\theta}/\gamma_{s}|(r/l_{n}) v(r)|1 - (r/R)^{\alpha}|.$$
(17)

Допустим, что парциальная плотность пыли в системе постоянна. В этом случае со: ласно уравнению неразрывности $(r/l_n)v(r) = \text{const} = C_1$ и если $\alpha > 0$, го во внутренних частях системы отношение

$$|p_{\theta}^{n}(r)/p^{r}(r)| \sim (r/l_{n}) v(r) = C_{1}$$
(18)

постоянно. Поскольку рассматриваются сверхзвуковые движения
 9—1325

($u \gg 1$), то при не слишком больших длинах свободного пробега кванта величина $C_1 \gg 1$, и почти на всем протяжении системы презбладает давление, действующее на пыль. Если $\alpha < 0$, то в правой части (18) будет стоять произведение $C_1 (r/R)^{\alpha}$, что лишь усилит это неравенство. Согласно (13) и (16) при $\tau_n \gg 1$

$$|p_{\mathfrak{g}}^{\mathfrak{n}}(r)/p_{\mathfrak{g}}^{\mathfrak{r}}(r)| = (3\pi/32) |a_{\mathfrak{g}}/\gamma_{\mathfrak{g}}| (l_{\mathfrak{n}}/r) u(r)/f(r) \sim C_{\mathfrak{l}}^{-1} v^{2}(r).$$
(19)

Так как по условию r > 0, то согласно (19) в оптически толстых по пыли газопылевых системах возможны два случая: а) на всем протяжении системы преобладает давление, действующее на газовую подсистему: 6) существует некоторое характерное расстояние r_0 , такое, что при $r < r_0$ преобладает давление на газ, при $r > r_0$ — давление на пылевые частицы.

Таким образом, в зависимости от значения средней длины свободного пробега фогона в частотах спектральной линии, обусловленной логлощением пылевыми частицами, возможны различные соотношения между световым давлением, действующим на пыль и газ. Существенно, что в целом ряде случаев, несмотря на большие различия в концентрациях ($\rho_n \ll \rho_r$), результирующее давление на единичный объем газопылевой смеси обусловлено давлением, действующим на пыль. Например, согласно (19) при $l_n \sim r$ отношение $p_n^n/p_6 \sim v$, т. е по порядку величины равно числу Маха, которое при сверхзвуковых движениях существенно больше единицы. Столь большие различия в эффективности ускорения пыли и газа световым давлением в спектральных линиях обусловлены, как мы увидим ниже, неселективным характером поглощения излучения (в частотах линии) пылевыми частицами.

5. Эффективность ускорения вещества световым давлением, действующим на пыль. Для выяснения этого вопроса рассмотрим уразнения движения плоской газопылевой системы под действием силы гравитации и светового давления, сосредоточив основное внимание на изменение тангенциальной скорости u (r). В цилиндрической системе координат указанные уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{u^2}{r} = \frac{1}{\rho} p_r^n - g, \qquad (20)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) = \frac{1}{\rho} p_{\theta}^{n}.$$
 (21)

Здесь ρ — плотность вещества: $\rho = \rho_n + \rho_p$; g — ускорение силы тяжести; компоненты скорости u и v выражены в обычных единицах.

С учетом результатов разделов 2 и 3 выражение для тангенциального давления на пыль можно представить следующим образом:

$$p_{b}^{m}(r) = A(r) u(r) \begin{cases} [1 - (r/R)'] \text{ при } l_{n} \gg r \\ 1 & \text{при } l_{n} \ll r, \end{cases}$$
(22)

где

$$A(r) = (\nu/c^2) q_n(r) r^{-1} S(r), \qquad (23)$$

$$q_n(r) = \begin{cases} \pi (r/l_n) & \text{при } l_n \gg r \\ (\pi/4) \alpha_h(l_n/r) & \text{при } l_n \ll r. \end{cases}$$
(24)

Из уравнения (21) с учетом (22) и (23) следует, что тангенциальное давление на пыль становится существенным динамическим фактором, если характерное время изменения углового момента сравнимо с характерным временем расширения системы, т. е. если $r/v \sim \rho/A$. Принимая во внимание (23), последнее равенство можно переписать в виде:

$$q_n \left(\Delta \nu/c \right) S \sim \rho v^2/2, \tag{25}$$

где $\Delta v = v (v/c)$ — ширина спектральной линии, обусловленная дифференциальными движениями. В правой части (25) стоит плотность кинетической энергии вещества E_k . В левой — произведение плотности излучения в спектральной линии $E_u = (\Delta v/c) S$ — на безразмерный множитель q_n , представляющий собой к. п. д. переработки лучистой энергии в направленный импульс. Особенность полученного соотношения состоит в том, что оно не зависит от тангенциальной скорости. Это обстоятельство обусловлено типом рассматриваемых здесь кинематик с локальным радиационным взаимодействием (т. е. кинематик с преобладающими радиальными движениями). Конкретно оно связано с тем, что в этом случае тангенциальное давление пропорционально скорости вращения.

Как показано в [1], соотношение, аналогичное (26), характеризует эффективность светового давления, действующего на газ, с той лишь разницей, что к. п. д. этого процесса $q_r = \Delta v_0/\Delta v$ — характеризует «полезную» часть излучения, падающего на элементарный объем, которую способны поглощать находящиеся в нем атомы. С учетом (24) в оптимальном варианте светового давления на пыль ($l_n \sim r$) отношение $q_n/q_r \sim \sim v \gg 1$. Таким образом, как и в предыдущем разделе, мы приходим к выводу, что отношение p_0^n/p_0^r по порядку величины равно числу Маха. Из вышеизложенного видно, что более высокая эффективность светового давления на пыль по сравнению с давлением на атомы обусловлена более высоким к. п. д. переработки лучистой энергии в направленный импульс, связанным с неселективным характером поглощения пылью излучечия в спектральной линии.

В. П. ГРИНИН

На практике вместо (25) удобнее использовать соотношение, связывающее интегральные характеристики системы. Для получения порядковых оценок соотношение $t_P = R/v \sim v/A$ перепишем следующим образом:

$$Mu - = jq_{\mu}t_{\mu}(L/c). \tag{26}$$

Здесь $L \sim Rh\Delta vS$ — светимость газопылевой системы в спектральной линии, где h — геометрическая толщина системы; $M \sim \pi R^{2} \rho h$ — ее масса, коэффициент $j \sim u/v$. Заметим, что в оптически толстых по пыли системах их светимость в спектральной линии ослаблена по сравнешию с оптически тонким случаем примерно в R/l_n раз. Поэтому при $\tau_n \gg 1$ значение q_n в выражении (26) необходимо принять равным единице.

Физический смысл соотношения (26) весьма прост: оно связивает приращение тангенциальной составляющей количества движения системы с количеством движения, теряемым системой за время t_p в виде излучения в спектральной линки. При этом множитель q_n учитывает ту часть направленного импульса, которая передается веществу световым давлением, множитель j учитывает проекцию этого импульса на тангенциальное направление.

Итак, если светимость системы в спектральной линии достаточно высока, ее «затравочное» вращение может эффективно усиливаться световым давлением. Проиллюстрируем это на следующем простом примере Рассмотрим оптически тонкую по пыли систему, в которой функция источников и парциальная плотность пыли не зависит от r. (В этом случае отношение A(r)/p(r) = const). Предположим далее, что в результате созместного действия гравитации и светового давления радиальная скорость медленно растет с удалением от центра (последнее предположение, обеспечивая локальность радиационного взаимодействия ($\gamma_v > 0$), позволяет, вместе с тем, пренебречь изменением v(r) в (21)). С учетом этого решение уравнения (21) в режиме установившегося движения имеет вид:

$$u(r) = \frac{u_0}{r} \left[1 + kr + \frac{(kr)^2}{2} - (1 + kR) e^{-k(R-r)} \right], \quad (27)$$

где введено обозначение: $k = A/\rho v$.

Из (27) следует, что существует характерное расстояние $r_k = k^{-1}$, на котором зависимость угловой скорости от r претерпевает качественное изменение. При $r \ll r_k$ вращение системы происходит с сохранением углового момента: $u(r) \sim r^{-1}$. При $r \gg r_k$ оно близко к твердотельному вплоть до расстояния R, на котором оптическая толщина системы в спектральной линии становится меньше единицы. Начиная с этого расстояния, вращение системы будет вновь происходить с сохранением углового момента. Таким образом, на вопрос — что является источником вращения газопылевой системы в области $r > r_{\rm s}$, мы можем дать простой, хотя и несколько необычный ответ: «резервуаром», питающим вращение системы, являются внутренние источники возбуждения в спектральной линии, го есть, элементарные процессы типа электронных ударов, рекомбинаций и т. д. Другими словами, вращение системы в этой области осуществляется за счет перехода тепловой энергии системы в излучение в спектральных линиях, часть которого при взаимодействии с пылью превращается в направленный импульс. При этом в соответствии с критерием (25) харакгерный радиус r_k указывает расстояние, начиная с которого $q_n E_{\rm s} > E_{\rm s}$.

6. Световос давление в спектральных линиях и радиационная вязкость. Как впервые показал Джинс [3], в системах, обладающих дифференциальным вращением и непрозрачных для излучения в континууме, производимое им световое давление создает вязкую силу $(f_0)_{ps} = \eta_r \Delta u \sim$ $\sim \eta_r u/r^2$. Здесь $\eta_r -$ радиационная вязкость:

$$q_r = (4/15) \rho_{\text{ROHT}} l/c,$$
 (28)

где $\rho_{\text{конт.}}$ и l-плотность излучения и длина свободного пробега кванта в непрерывном спектре ($l \ll r$).

Сравним действие радиационной вязкости с действием тангенциального давления, производимого излучением в спектральных линиях на пыль. Пусть для определенности $l_n \ll r$. Согласно (2) и (13) в этом случае сила светового давления может быть представлена в виде: $(f_{\theta})_{c\partial} = (3/8) a_{\theta} r^{-1} (u/v)_{i'cn}$. Здесь $\rho_{cn, x_i} = n$ лотность излучения в спектральной линии в точке $r: c_{cn, x_i} = (\Delta v/c) S$, где $\Delta v = \langle dv_{-}/dp \rangle l_n (v/c);$

$$\langle dv_{\vec{p}}/dp \rangle = v_t^{-1} \int_{0}^{2\pi} \phi(\theta, r) d\theta = \pi (dv/dr) \sim \pi (v/r)$$
. Сравнивая между со-

бой эти силы, получаем:

$$(f_{\theta})_{\rho s}/(f_{\theta})_{c\partial} \simeq (l/r) (v/c) (\rho_{\text{KONT}}/\rho_{\text{cn. A}}).$$
⁽²⁹⁾

Таким образом, в пересчете на единичную плотность излучения к. п. д. радиационной вязкости в (l/r)(v/c) раз меньше к. п. д. светового давления в спектральной линии, действующего на пылевые частицы. Столь низкая эффективность радиационной вязкости объясняется тем, что обусловленное ею тангенциальное давление на газ создается вследствие изменения температуры равновесного излучения на величину δT из-за доплеровского смещения частоты излучения. Так как $\delta T/T \sim \Delta v/c \sim u/v$, то за исключением релятивистских движений подавляющая часть равновесного излучения не принимает участия в создании тангенциального давления. В случае же спектральной линии эта «бесполезная» часть излучения сведена к минимуму и составляет величину порядка (1 - u/v) полной энергии.

Другое важное отличие заключается в том, что радиационная вязкость, выравнивая дифференциальное вращение системы, в целом замедляет его [3]. В то же врсмя, как было показано в разделах 2 и 3, под действием светового давления в спектральных линиях вращение системы может как усиливаться, так и затухать. Иными словами, если ввести радиационную вязкость, обусловленную взаимодействием излучения в спектральной линии с частицами пыли, то она может быть как положительной, так и отрицательной.

7. Процесс диффузии пыли сквозь газ. Одним из наиболее необычных свойств раднационной вязкости, возникающей при взаимодействии излучения в спектральной линии с веществом, является то обстоятельство, что ее знак зависит от типа взаимодействия (резонансное, неселективное) и при определенных условиях тангенциальное давление на пыль и газ могут быть противоположными по направлению. Это означает, что при совместном вращении газовая и пылевая подсистемы будут иметь несколько отличные скоросги вращения, то есть, будет происходить диффузия одной подсистемы относительно другой. Оценим скорость диффузии. Для этого достаточно приравнять минимальное из двух давлений p_0^n и p_0^r силе трения. Допустим, что $p_0^r < p_0^n$. Тогда из уравнения $p_0^r/N_a = F_{\tau p} = mu_d^2 \mathfrak{I}_n N_n$, где m приведенная масса ($m \simeq m_n$), N_a — концентрация атомов, $u_d = u_n - u_r$ — скорость диффузии, и выражения (16) для p_0^r следует:

$$u_{J} = [(8/3) | \gamma_{c} | (\Delta v_{D}/c) l_{u} f S/(r)]^{1/2}.$$
 (30)

Принимая во внимание, что $f(r) \sim u/v$ и используя обозначения раздела 5, формулу (30) можно переписать в виде:

$$u_{d} = \left[(2\pi/3) |_{1,s} \right] uvq_{r} \left(E_{\kappa}/E_{\kappa} \right) \left(l_{n}/r \right) \right]^{1/2}.$$
(31)

Отсюда следует, что скорость диффузии пыли сквозь газ можег достигать довольно больших значений даже в тех случаях, когда световое давление на пыль не способно оказывать заметного влияния на динлмику системы. Например, при $E_{\rm s}/E_{\rm s} \sim 10^{-2}$, $q_{\rm s} \sim 10^{-1}$, $l_{\rm u}/r \sim 10^{-1}$ значение $u_d \sim 10^{-2} (uv)^{1/2}$. Полагая $u \sim v \sim 10^2$ км/с, получаем: $u_d \sim 1$ км/с.

СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ. 11

Отметим три возможных следствия, связанных с процессом диффузии. 1) В результате трения при столкновении атомов с частицами пыли часть кинетической энергии их относительного движения будет переходить в тепло и, следовательно, этот процесс может играть определенную роль в тепловом балансе газопылевой системы. 2) При наличии в ней первичных неоднородностей может произойти их последующая стратификация на неоднородности, состоящей преимущественно из пыли и преимущественно из газа. Характерное время этого процесса порядка L/a_d , где L — характерный размер первичной неоднородности. 3) Как показали Долгинов и Митрофанов [4], при движении пыли сквозь газ в присутстви: магнитного поля происходит динамическая ориентации пылинок, в результате чего среда становится оптически анизотропной. Излучение, проходящее через такую систему, будет обладать поляризационными свойствами.

8. Радиационная вязкость в линии L₁ в условиях ядер сейфертовских галактик и квазаров. Как уже отмечалось ранее в [1], объектами, где радгационная вязкость, производимая излучением в резонансных линиях, может оказаться существенным динамическим фактором, являются оболочки ядер сейфертовских галактик и квазаров. Светимость этих объектов в резонансных линиях в ряде случаев достигает огромных значений. Например, по данным Гринстейна и Шмидта [5] светимость квазара 3С 273 в одной только линии H₂ составляет 8.8 · 10⁴³ эрг/с. С учетом отношения $I_{L_4}/I_{H_4} \sim 4$, полученного для этого квазара в работе Дэвидсена и др. [6], его светимость в линии L порядка 3 · 10⁴¹ эрг/с. Это обстоятельство в сочетании с низкой плотностью вещества в оболочках ядер, а также с предполагаемым наличием там пыли (в тех случаях, когда пыль отсутствует, тангенциальное световое давление может быть связано с рассеянием на свободных электронах) делает такое предположение довольно правдоподобным.

Для оценки эффективности тангенциального светового давления в линии L_n на пыль рассмотрим отдельно области образования ширэках крыльев разреченных линий и области образования их центральных пиков, а также запрещенных линий. Как показывают наблюдения (Дибай и Проник [7]. Андерсон [8]), указанные области существенно отличаются характерными размерами, плотностью газа и кинематическими харахтерами. В области образования широких крыльев ($r \sim 1 - 10$ пс) газ движется со скоростями порядка нескольких тысяч километров в секунду. Характерное время расширения здесь мало, и оценки по формуле (26) показывают, что за это время изменение тангенциальной скорости оказывается незначительным.

В. П. ГРИНИН

В области образования центральных пиков линий ($r \sim 100$ пс) скорости радиальных движений примерно на порядок меньше и, хотя светимости газа в этой области составляют в среднем 0.1-0.2 полной светимости в линии, влияние тангенциального светового давления на пыль здесь оказывается более существенным. Принимая в (26) значения $v \sim 200$ км/с, $r \sim 100$ пс и $q_n \sim 1$, получаем соотношение, связывающее массу газа, приобретающего в результате светового давления скорость вращения $u \sim 100$ км/с, с его светимостью в линии L_a :

$$(M/M_{\odot}) \sim 1.5 \cdot 10^{-4} (L/L_{\odot}).$$
 (32)

Если подставить сюда светимость в линии $L_x: L \sim 3 \cdot 10^{43}$ эрг/с, характерную для 3С 273, то получим $M \sim 10^6 M_{\odot}$, что примерно соответствует массе излучающего газа (6 · 10⁵ M_{\odot}) по данным [5].

В случае сейфертовских галактик ожидаемые светимости в линии L_a примерно на 2—3 порядка ниже (если, как и в случае 3С 273, принять отношение $I_{L_a}/I_{H_a} \sim 4:1$), однако и массы эмиссионных областей также значительно меньше [7, 8]. Поэтому радиационная вязкость в линии L_a и в этих условиях может быть существенным динамическим фактором.

9. Заключение. Резюмируя содержание работы, отметим следующее: 1) Одним из наиболее важных свойств светового давления, производимого излучением в резонансных линиях на пыль. является его способность усиливать «затравочное» вращение системы, т. е., превращать тепловую энергию в энергию вращения. 2) Эффективность этого механизма зависит от соотношения между плотностью лучистой энергии в спектральной линии и плотностью кинетической энергии вещества, а также от к.п. д. переработки лучистой энергии в направленный импульс 9. 3) Энак радиационной вязкости, обусловленной излучением в спектральных линиях, зазисит от типа взаимодействия излучения с веществом (резонансное, неселективное). В результате, в процессе совместного вращения может иметь место диффузия пылевой подсистемы относительно газовой. 4) Световое давление в спектральных линиях на пыль является самым эффективным способом передачи углового момента от излучения к веществу. 5) Следствием этого может быть замстное воздействие светового давления к резонансных линиях на вращение эмиссионных областей сейфертовских галактик и квазаров.

В заключение еще раз подчеркнем, что все выводы работы остаются в силе, если вместо пыли рассматриваются свободные электроны. В этом случае в полученных выше формулах необходимо сделать замену: $N_n \rightarrow N_e, \ l_n \rightarrow l_r, \ J_n \rightarrow J_r, \ где \ J_r - сечение томсоновского рассеяния.$

Крымская астрофизическая обсерватория

СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ. II

THE RADIATION PRESSURE IN SPECTRAL LINES IN THE MEDIUM WITH SUPERSONIC AXIAL-SYMMETRIC MOTIONS. II. SYSTEMS OF GAS AND DUST WITH LOCAL RADIATIVE COUPLING

V. P. GRININ

It is shown that the radiation pressure in resonance lines acting on dust particles or free electrons in the medium with supersonic axialsymmetric motions is the most effective way of angular momentum transmission (for the unit radiation density) from the radiation to the matter. The efficiency of the directed momentum transmission from the radiation to the matter depends upon the optical depth τ_n of the dust subsystem and is maximum when $\tau_{\rm m} \sim 1$. Moreover, in optical thin media the tangential radiation pressure upon the dust coincides with the direction of rotation of the system.

The efficiency criteria of radiation pressure are obtained. The influence of the radiative pressure on the angular momentum of the emission regions of Seyfert galaxies and guasars is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Гринин, Астрофизика, 14, 537, 1978.

2. В. П. Гринин, Астрофизика, 14, 201, 1978.

3. J. H. Jeans, Astronomy and Cosmogony, Cambridge University Pross, 1929.

4. А. З. Долгинов, И. Г. Митрофанов, Ранние стадии эволюции звезд, Наукова Думка. Киев. 14. 1977.

5. J. L. Grenstein, M. Schmidt, Ap. J., 140, 1, 1964.

6. A. F. Davidsen, G. F. Hartig, W. G. Fastie, Nature, 269, 23, 1977.

7. Э. А. Дибой, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.

8. K. Anderson, Ap. 1., 162, 743, 1970.
академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.035.2

РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОННЫМ РАССЕЯНИЕМ. III. ЭМИССИОННАЯ ЛИНИЯ

В. Г. ВЕДМИЧ

Поступила 20 апреля 1979

Вычислены профили эмиссионных линий, образующихся в плоском полубесконечном слое, в котором фотоны изотропно рассеиваются в линии и на свободных электронах. Считается, что рассеяние в линии происходит с полным перераспределением по частотам, а при электронном рассеянии — согласно закону перераспределения, полученному Хаммером и Михаласом. Вычисления произведены для доплеровского профиля коэффициента поглощения в линии при экспоненциальном распределении первичных источников. Найдена асимптотическая формула для интенсивности выходящего излучения в крыле линии.

1. Введение. В предыдущей работе автора [1] были рассчитаны профили спектральных линий, расширенных электронным рассеянием (ЭР) при чистом поглощении в линии, с учетом излучения и поглощения в континууме. В настоящей статье описаны алгоритмы вычислений и представлены профили спектральных линий, образующихся в плоской полубесконечной среде при условии, что фотоны рассеиваются и в линии, и на свободных электронах. Рассеяние в линии и на электронах считалось изотропным, причем предполагалось, что рассеяние в линии проислодит с полным перераспределением по частоте. Как и в [1], при вычислениях был принят доплеровский кээффициент поглощения в линии и функция перераспределения по частоте при ЭР, зависящая от модуля разности аргументов [2]. Распределение мощности первичных источников излучения в линии было принято экспоненциальным.

Расчеты производились, в основном, методом разделения рассечний, описанным в [3]. Для контроля ряд вычислений проделан методом двумерного линейного интегрального уравнения, выведенного в [3]. Кроме того, как и в [1], для интенсивности излучения, выходящего из среды.

В. Г. ВЕДМИЧ

получена асимптотическая формула, удовлетворительно описывающая линию.

В данной работе формулы статьи [3] мы будем нумеровать, ставя вначале римскую цифру I.

2. Основные уравнения и формулы. Исходное уравнение переноса излучения (1.1) для рассматриваемого случая принимает вид

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, x)}{d\tau} = - [\alpha(x) + \beta] I(\tau, \mu, x) +$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} R(x, x') J(\tau, x') dx' + \alpha(x) S_{L}^{0}(\tau),$$
(1)

с обычным начальным условием $I(0, \mu, x) = 0$ при $-\infty < x < \infty$ и $0 < \mu \leqslant 1$, функция R(x, x') дается формулой

$$R(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = i A \alpha(\mathbf{x}) \alpha(\mathbf{x}') + \frac{\beta}{\gamma} R\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}{\gamma}\right), \qquad (2)$$

причем $a(x) = e^{-x^2}, A = \frac{1}{\sqrt{\pi}},$

$$\bar{R}(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{|y|}{2}}^{\infty} e^{-z^{z}} (2z - |y|) dz.$$
(3)

Так как поглощения в континууме нет, то отношение коэффициента рассеяния на электронах к коэффициенту поглощения в центре линии будем обозначать просто β.

Согласно методу разделения рассеяний интенсивность излучения в безразмерной частоте x, выходящего из слоя под углом arc cos µ к нормали, представляется в виде

$$I(\mu, x) = I_{e}\left(\mu, \frac{x}{\gamma}\right) + I_{L}(\mu, x), \qquad (4)$$

где в соответствии с (1.13)

$$I_L(\mu, x) = i_0(\mu, x) + \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta} i_L(z), \qquad (5)$$

при $z = \frac{\mu}{\alpha(x) + \beta}$

РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИИ

Функция $i_0(p, x)$ определяется формулой (1.26) при $I_c(z) = 0$:

$$i_0(\mu, x) = -I_e(\mu, 0) + \frac{\beta}{\alpha(x) + \beta}I_e(\beta z, 0),$$
 (6)

а функции $i_L(z)$ и $I_e(z, 0)$ находятся из решения системы уравнений, которые получаются из уравнений [3] при $\beta_e = 0$, $\beta = \beta_e$, $I_e = I_e^0 = 0$:

$$i^{0}(z) = I_{L}^{0}(z) - \frac{\lambda}{2} \int_{\frac{\beta}{1+\beta}}^{\beta} \left[1 - G_{0}\left(\frac{z'}{1-z'}, \frac{1}{\beta}\right)\right] \left[I_{e}(\beta z, 0), z'\right] dz' +$$
(7)

$$+\frac{\lambda\beta}{\pi\gamma}\int_{0}^{\infty}Q_{1}\left(\beta z,\,\beta z',\,0\right)\frac{zv\left(z\right)-z'v\left(z'\right)}{z-z'}\,dz'+\frac{\lambda}{\pi\gamma}\,v\left(z\right)\int_{0}^{1}\left[\varphi_{1}\left(\beta z,\,u\right)-1\right]du,$$

$$i_{L}(z) = H_{D}(z) \left\{ i^{0}(z) + \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{1/\beta} G\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right) \frac{R_{L}(z')}{H_{D}(z')} \frac{zi^{0}(z) - z'i^{0}(z')}{z-z'} dz' \right\},$$
(8)

$$v(z) = \frac{1}{2A} \int_{0}^{1/\beta} G_{0}\left(\frac{z'}{1-\beta z'}\right) [i_{L}(z), z'] dz' - \int_{\frac{\beta}{1+\beta}}^{1} x \left(\frac{z'}{1-z'}, \frac{1}{\beta}\right) [I_{e}(\beta z, 0), z'] dz',$$
(9)

$$I_{*}(z,0) = \frac{f(z,0)}{\pi\gamma} v(z/\beta) + \frac{1}{\pi\gamma} \int_{0}^{\infty} Q_{2}(z, z', 0) \frac{zv(z/\beta) - z'v(z'/\beta)}{z - z'} dz', \quad (10)$$

где $H_D(z) - H$ -функция, вычисляемая по формуле (I.38); $G_k(z)$ — стандартные функции, определяемые формулой (I.16), при этом для случая $\alpha(x) = e^{-x^*}$, $\kappa(z) = \sqrt{\ln z}$; $R_L(z)$ вычисляется по формуле (I.39), а $I_L^0(z)$ определяется мощностью первичных источников в линии по формуле (I.6), для случая $S_L^0(z) = e^{-x^*}$,

$$I_L^0(z)=\frac{z_0}{z+z_0}$$

Обозначение $[i_L(z), z']$ согласно (1.7) означает

$$[i_{L}(z), z'] = \frac{zi_{L}(z)}{z+z'} + \frac{zi_{L}(z) - z'i_{L}(z')}{z-z'}, \qquad (11)$$

а функции $f(\mu, y)$ и $Q_n(\mu, \mu', y)$ определяются формулами

$$f(\mu, y) = \int_{0}^{\infty} \lambda_{*}(u) \varphi_{1}(\mu, u) \cos uy du, \qquad (12)$$

$$Q_{\kappa}(\mu, \mu', y) = \begin{vmatrix} \frac{1}{2} \int_{0}^{\pi} \lambda_{\epsilon}^{\kappa}(u) \varphi_{1}(\mu, u) & \frac{R_{\epsilon}(\mu', u)}{\varphi_{1}(\mu', u)} \cos uy du, & 0 \leqslant \mu' \leqslant 1, \\ \frac{1}{2} \lambda_{\epsilon}^{\kappa}(u) \frac{\varphi_{1}(\mu, u)}{\mu' \varphi_{1}(\mu', u)} & \frac{u(\mu') \cos uy}{\lambda_{\epsilon}(u) [1 + u^{2}(\mu')] - 1}, & \mu' > 1. \end{vmatrix}$$
(13)

Б формулах (12), (13): $h_e(u) = \frac{1 - e^{-u^*}}{u^2}; \quad \varphi_1(\mu, u) = \varphi(\mu, h_e(u)) - \phi$ функция Амбарцумяна; функция $R_e(\mu, u)$ дается выражением (1.33) при

замене і, на (и), а функция и (и) определяется уравнением

$$\lambda_{e}(u) - \frac{\mu}{2} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1} = 1, \quad 1 < \mu < \infty.$$
 (1.4)

Наконец, электронная составляющая полной интенсивности находится по формуле

$$I_{\epsilon}(\mu, y) = \frac{f(\mu, y)}{\pi \gamma} \upsilon(\mu/\beta) + \frac{1}{\pi \gamma} \int_{0}^{\infty} Q_{2}(\mu, \mu', y) \frac{\mu \upsilon(\mu/\beta) - \mu' \upsilon(\mu'/\beta)}{\mu - \mu'} d\mu'.$$
(15)

3. Схема вычислений. Последовательность расчетов была следующей:

1. Вычисляем функцию $u(\mu)$, для данных β и λ находим $H_D(z)$, затем $G(z/1 - \beta z) R_L(z)/H_D(z)$, $f(\mu, 0)$, $f(\mu, y)$, $Q_n(\mu, \mu', 0)$ при n = 1, 2 и $Q_2(\mu, \mu', y)$;

2. Решаем систему уравнений (7)-(10);

3. Находим l.(µ, y) по формуле (15);

4. Находим полный профиль линии по формуле

$$I(\mu, x) = I_{e}\left(\mu, \frac{x}{\gamma}\right) + \frac{\beta}{\alpha(x) + \beta}I_{e}(\beta z, 0) - I_{e}(\mu, 0) + \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta}I_{L}(z).$$
(16)

Вычисления, в основном, производились так же, как и в [1] — предварительно изучались особенности функций и в необходимых случаях находились их асимптотики, при этом использовались известные асимлтотические разложения [4]. Функция $R_{L}(z)$ вычислялась по формуле (1.35), а $H_{D}(z, \lambda, \beta)$ — по известному интегральному представлению (см. [4], гл. V). Методика вычислений была такая же, как в [5]. При вычислении функций $f(\mu, y)$, $Q_{2}(\mu, \mu', y)$ значения μ и μ' задавались в узлах квадратурной формулы Лагерра [6] порядка 15 и 20, а по yстроилась сетка с неравномерным шагом в пределах $0 \le y \le 20$. При вычислении $Q_{1}(\beta z, \beta z', 0)$ значения z выбирались такими, как и μ , а z' так, чтобы $0 \le \beta z' \le 10\,000$ при $\beta = 0.001$, 0.01, 0.05, 0.1.

Система уравнений (10) – (13) решалась итерациями. За начальное приближение принималось $i^0(z) = I_L^0(z)$, $I_e(z, 0) = 0$. Все интегралы разбивались на части в соответствии с шагом таблиц функций $G_0(z)$, $G_1(z)$ и особенностями подынтегральных функций. При этом делались соответствующие замены переменных и использовались квадратурные формулы Симпсона, Лагерра и Эрмита [6]. Все искомые функции вычислялись в узлах квадратурной формулы Лаггера порядка 15 и 20. В тех случаях, когда требовалось, использовалась интерполяция и численное дифференцирование с помощью стандартной подпрограммы. Экстраполяция производилась по асимптотикам: $i^0(z) \sim$ $\sim 1/z$, $v(z) \sim \ln z/z$, $i_L(z) \sim 1/z^2$, $I_e(z, 0) \sim 1/|z$. В выражениях типа (zf(z) - z'f(z'))/(z - z') неопределенность раскрывалась по правилу Лопиталя. Для контроля применялось сравнение значений функций, найденных при различном числе узлов, а также тот факт, что при первой итерации уравнение (11) должно давать

$$I_{L}^{(1)}(z) = \frac{z_{0}}{z + z_{0}} H_{D}(z_{0}, \lambda, \beta) H_{D}(z, \lambda, \beta).$$
(17)

В зависимости от значений β и z_0 требовалось сделать 3—5 итераций, причем итерирование прекращалось при достижении абсолютной точности 0.01 в значениях $I_e(z, 0)$.

4. Асимптотическая формула. В соответствии с (1.11) и (1.12) имеем приближенные уравнения

$$\mu \frac{dI_{L}(\tau, \mu, x)}{d\tau} = - [\alpha(x) + \beta] I_{L}(\tau, \mu, x) +$$

$$+ \lambda A \alpha(x) \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') J_{L}(\tau, x') dx' + \alpha(x) S_{L}^{0}(\tau),$$
(18)

$$\mu \frac{dI_{\epsilon}(\tau_{\epsilon}, \mu, y)}{d\tau_{\epsilon}} = -I_{\epsilon}(\tau_{\epsilon}, \mu, y) + \int_{-\infty}^{\infty} R(y - y') f_{\epsilon}(\tau_{\epsilon}, y') dy' + \frac{1}{\gamma} R(y) \int_{-\infty}^{\infty} J_{L}\left(\frac{\tau_{\epsilon}}{\beta}, x\right) dx,$$
(19)

описывающие обе составляющие интенсивности излучения. При написании (18) мы пренебрегли в (1.12) дополнительными источниками $J_{e}(\tau_{e}, 0)$ и $I_{e}(\tau_{e}, \mu, 0)$. Тогда для $S_{L}^{0}(\tau) = e^{-it_{e}}$ из (18) получаем

$$I_L(0, -\mu, x) \equiv I_L(\mu, x) = \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta} \frac{H_D(z_0) H_D(z)}{z + z_0} z_0, \qquad (20)$$

 $r_{\mathcal{A}}e \ z = \frac{\mu}{\alpha(x) + \beta}$

К (19) применим преобразование Фурье по частотам:

$$\mu \frac{d\widetilde{I}_{e}(\tau_{e}, \mu, u)}{d\tau_{e}} = -\widetilde{I}_{e}(\tau_{e}, \mu, u) + \widetilde{R}(u)\widetilde{J}_{e}(\tau_{e}, u) + \frac{1}{\tau}\widetilde{R}(u)\widetilde{J}_{L}\left(\frac{\tau_{e}}{\beta}\right)$$
(21)

где

$$\widetilde{R}(u) = \int_{-\infty}^{\infty} R(|y|) e^{-iuy} dy = \frac{1-e^{-u^2}}{u^2}$$

Но из (18)

$$J_{L}(\tau, x) = \frac{\alpha(x)}{2} \int_{0}^{\infty} E_{1}\left(\left[\alpha(x) + \beta\right] | \tau - \tau'|\right) S(\tau') d\tau' \qquad (22)$$

при обычном обозначении

$$S(\tau) = \lambda A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') f_L(\tau, \cdot, \epsilon') dx' + S_L^0(\tau).$$

Вынесем из-под интеграла в (22) $S(\tau')$ при $\tau' = \tau$ (это приближение иногда используется при решении уравнения для функции источников в движущейся среде; поскольку нас интересуют крылья линии, то можно думать, что такой прием допустим и в нашем случае). Получаем

$$J_L(\tau, x) \approx \frac{\alpha(x)}{2} S(\tau) \frac{2 - E_2([\alpha(x) + \beta]\tau)}{2}.$$
 (23)

Поскольку $0 \leq E_2(z) \leq 1$, то примем, что

$$J_L(\tau, x) \approx \frac{\tau_L(x)}{2} S(\tau).$$
(24)

Используя такой же прием в уравнении

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{\infty} K(|\tau - \tau'|, \beta) S(\tau') d\tau' + S_{L}^{0}(\tau), \qquad (25)$$

получаем

$$S(\tau) \approx \frac{S_{L}^{0}(\tau)}{1 - \frac{\hbar}{2} a \left[1 - \beta \delta(\beta)\right]},$$
(26)

где $1 \leqslant a \leqslant 2$ и с (β) — стандартная функция [4]:

$$\delta(\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \frac{2}{r}} dx.$$

Следовательно,

$$J_{L}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} J_{L}(\tau, x) dx \approx \frac{S_{L}^{0}(\tau)}{2A \left\{ 1 - \frac{\lambda}{2} \alpha [1 - \beta \delta(\beta)] \right\}}$$
(27)

Аналогично упрощая свободный член, имеем приближенное уравнение

$$\widetilde{J}_{e}(\tau_{e}, u) = \frac{\widetilde{R}(u)}{2} \int_{0}^{\infty} E_{1}(|\tau_{e} - \tau_{e}^{'}|) \widetilde{J}_{e}(\tau_{e}^{'}, u) d\tau_{e}^{'} + \frac{\widetilde{R}(u)}{\tau} \widetilde{J}_{L}\left(\frac{\tau_{e}}{\beta}\right)$$
(28)

Поэтому

$$\widetilde{I}_{e}(0, -\mu, u) \equiv \widetilde{I}_{e}(\mu, u) = \widetilde{R}(u) \int_{0}^{\infty} e^{-\frac{\tau_{e}}{\mu}} \widetilde{J}_{e}(\tau_{e}, u) \frac{d\tau_{e}}{\mu} + \frac{\widetilde{R}(u)}{\gamma} \int_{0}^{\infty} e^{-\frac{\tau_{e}}{\mu}} \overline{J}_{L}\left(\frac{\tau_{e}}{\beta}\right) \frac{d\tau_{e}}{\mu}.$$
(29)

10-1325

Учитывая (I.22), (27) и (28), находим

$$\widetilde{I}_{e}(\mu, u) \approx \frac{z_{0}}{z_{0} + \mu} \frac{\widetilde{R}^{2}(u)}{\gamma} \frac{\varphi_{1}(z_{0}, \widetilde{R}(u)) \varphi_{1}(\mu, \widetilde{R}(u))}{2A\left(1 - \frac{\lambda}{2}\alpha[1 - \beta\delta(\beta)]\right)} + \frac{\widetilde{R}(\overline{u})}{\gamma} v(\mu/\beta).$$
(30)

При обращении (30) учтем четность R(u) и то, что при $y \gg 1$ главный вклад в интеграл дает область $u \ll 1$, для которой $1 - R(u) \ll 1$, что позволяет использовать асимптотику функции $\varphi(\mu, \lambda)$ при $1 - \lambda \ll 1$. Заменяя, кроме того, один множитель $\widehat{R}(u)$ в квадратичном члене на 1, после несложных преобразований получаем асимптотику электронной составляющей интенсивности излучения.

$$I_{e}(\mu, y) \approx \frac{z_{0}}{z_{0} + \mu} \frac{\varphi(z_{0}, 1) \varphi(\mu, 1)}{2A\gamma\left(1 - \frac{\lambda}{2}a[1 - \beta\delta(\beta)]\right)} \times \left[R(y) + \frac{\sqrt{6}\mu}{\pi y^{2}}\right] + \frac{R(y)}{\gamma}v(\mu/\beta).$$
(31)

С учетом (20) для полной интенсивности линии излучения ямеем асимптотическую формулу

$$I(\mu, x) = I_{L}(\mu, x) + I_{e}\left(\mu, \frac{x}{\gamma}\right) \approx \frac{\alpha(x)}{\alpha(x) + \beta} \frac{H_{D}(z_{0}) H_{D}(z)}{z_{0} + z} z_{0} + \frac{1}{\gamma} R\left(\frac{x}{\gamma}\right) \left[\upsilon\left(\mu/\beta\right) + g\left(\mu, z_{0}, \beta\right)\right] + \frac{V \tilde{6} \gamma}{\pi} \frac{g\left(\mu, z_{0}, \beta\right)}{x^{2}} \mu,$$
(32)

где

$$g(\mu, z_0, \beta) = \frac{z_0}{z_0 + \mu} \frac{\varphi(z_0, 1) \varphi(\mu, 1)}{2A \left(1 - \frac{\lambda}{2} a \left[1 - \beta \delta(\beta)\right]\right)}$$
(33)

5. Обсуждение результатов. Часть полученных результатов представлена на рисунках. На рис. 1 показано влияние параметра ЭР β на профиль линии. Если сравнить профили для случаев а) $\beta = 0$, 6) R(x) = 0 при $\beta = 0.01$ и в) $R(x) \neq 0$ при $\beta = 0.01$, то можно заключить сдедующее:

1. Учет ЭР только как добавки к поглощению приводит к сужению линии, сглаживанию ее максимумов и более быстрому убыванию интенсивности в крыльях.

РАСШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

2. При учете рассеяния на электронах интенсивность в центре линии слегка увеличивается (т. к. фотоны, попадая в крылья, быстрее покидают среду и тем самым истинное поглощение испытывает меньшая их доля), чуть сильнее сглаживаются максимумы линии, в силу чего ядро линии слегка уширяется и появляются крылья, протяженность и мощность которых растет с ростом 9. На этом же рисунке показано влияние параметра 7, увеличение которого приводит к увеличению протяженнности и мощности далеких крыльев за счет более сильного сглаживания ядра линии.



Рис. 1. Влияние величины β на профиль линии для случая $z_0 = 10, \lambda = 1.0, \gamma = 42.8$. Пунктиром показан профиль линии при $\beta = 0.01, z_0 = 10, \lambda = 1.0, \gamma = 320$.

Рис. 2 дает представление о характере профилей линий в зависимости от скорости убывания мощности первичных источников с глубиной. Зависимость имеет обычный характер [4], за тем исключением, что ЭР сглаживает максимумы и образует протяженные крылья линии.

Рис. З характеризует изменения профилей линий по диску звезды. При уменьшении и ядро линии меняется незначительно, но в крыльях изменения достаточно существенны. Это вполне понятный эффект, поскольку при уменьшении и в среднем увеличивается длина пути фотона в среде до его выхода.

Наконец, на рис. 4 представлены профили линий для различных λ. Как и следовало ожидать, при уменьшении λ уменьшается интенсивность излучения в ядре линии, что приводит и к уменьшению мощности и протяженности крыльев.



Рис. 2. Изменение профилей линий в зависимости от величины z_{0} для случая $\beta = 0.01, \lambda = 1.0, \gamma = 42.8.$

Приведены также две таблицы. В табл. 1 в качестве примера для одного набора параметров даны значения функции v(z), находимой при решении системы уравнений (7)—(10) и используемой при расчетах по асимптотической формуле (32). По табл. 2 можно проследить характер профиля линии излучения в далеких крыльях. Сравнение значений интенсивности излучения, вычисленных по точной формуле (16) и асимптоти-

Таблица 1

Z	0.1	0.5	1.2	2.3	3.7	5.4	7.6	10.1	13.1	16.6	20.8	25.6	31.4	38.5	48.0
v (z)	0.86	0.72	0,56	0.49	0.43	0.36	0.31	0.27	0.23	0.20	0.17	0.14	0.12	0.10	0.08

ФУНКЦИЯ v(z) ($\beta_s = 0.01$, $z_0 = 0.2$, $\lambda = 1.0$, $\gamma = 42.8$)

ческой (32), показывает, что асимптотическая формула удовлетворительно описывает весь профиль линии. При этом надо отметить следующее:

1. Во втором слагаемом формулы (32), описывающем промежуточную (между ядром и крыльями линии) часть профиля, при вычислении функции $g(\mu, z_0, \beta)$ следует брать параметр $a \gtrsim 1$.



Рис. 3. Изменение профилей линий по диску звезды для $\beta = 0.01$, $z_0 = 10$, $\lambda = 1.0$, $\gamma = 42.8$. Для $\mu = 1$ показаны также профили: a) $\beta = 0$ — пунктирная линия, b) $R_c = 0$ при $\beta = 0.01$ — штрих-пунктирная линия.



Рис. 4. Изменение профилей линий в зависимости от величины λ для случея $\beta = 0.01, z_{a} = 10, \gamma = 42.8.$

В. Г. ВЕДМИЧ

2. В третьем слагаемом формулы (32), описывающем крылья линии, следует брать параметр $a \leq 2$ и учитывать это слагаемое, начиная с $x \geq 50$.

Таблица 2

À		0.5						
zo	0.2	2		10	10.0			
β	0.0	01	0.0)1	0,	05	0.01	
x	асимпт.	точн.	асимпт.	точн.	асныпт.	точн.	асимпт.	точн.
0.0	0.42	0.40	7.72	7.46	4.81	4.34	1.60	1.49
0.6	0.40	0.37	7.82	7.54	4.98	4.46	1.51	1.46
1.5	0.18	0.15	8.50	8.33	3.85	3.47	1.00	0.96
1.8	0.14	0.10	6.41	6.28	2.57	2.15	0.60	0.52
2.1	0.08	0.08	3,33	2.95	1.39	1.18	0.33	1.30
2.4	0.07	0.07	1.58	1.20	1.01	0.81	0.15	0.13
2.7	0.04	6.03	1.02	0.75	0.94	0.80	0.10	0.10
3.0	0.03	0.03	0.88	0.67	0.91	0.78	0.08	0.07
5.0	0.03	0.02	0.81	0.65	0.89	0.78	0.08	0.07
25.0	0.02	0.02	0.75	0.64	0.83	0.77	0.07	0.07
125.0	0	0,00	0.18	0.17	0.31	0.28	0.07	0.06
225.0	0	0.00	0.04	0.04	0.07	0.07	0.04	0.04
325.0	0	0	0.02	0.02	0.03	0.03	0.02	0.02
425.0	0	0	0.01	0.01	0.02	0.02	0.01	0.01
525.0	0	0	0.00	0.00	0.01	0.01	0	0

интенсивность выходящего излучения согласно точной и асимптотической формулам (;2 = 1.0, 7 == 42.8)

Полученные результаты могут представлять определенный интерес для физики ряда астрофизических объектов с эмиссионными линиями в спектрах и большой ролью ЭР. Действительно, используя наблюдательные данные (7)—(12), можно оценить значение параметра β для бальмеровских линий водорода. Для звезд типа Ве получается $\beta \sim 10^{-1} - 10^{-2}$, для звезд W — R, $\beta \sim 10^{-3} - 10^{-2}$, для сейфертовских галактик $\beta \sim 10^{-2} - 10^{-1}$. Именно исходя из этих оценок, нами были выбраны значения β для расчетов. Однако непосредственно применить наши результаты к исследованию указанных объектов трудно, так как в их оболочках кроме тепловых движений имеются и крупномасштабные (вращение, истечение вещества и т. д.). Учет подобных движений предполагается произвести в отдельной работе. В заключение автор считает приятным долгом выразить глубокую благодарность Д. И. Нагирнеру за помощь в выборе алгоритмов вычислений.

Пушкинское высшее училище радиоэлектроники

THE BROADENING OF SPECTRAL LINES BY ELECTRON SCATTERING. III. THE SCATTERING IN EMISSION LINE

V. G. VEDMICH

Emission line profiles formed in a semiinfinite atmosphere under simultaneous action of isotropic resonance scattering and electron scattering are calculated. Complete frequency redistribution in a line is taken into account. As an electron scattering frequency redistribution is taken the function proposed by Hummer and Mihalas. The calculations are performed for the exponential distribution of primary sources and Doppler absorption coefficient. The asymptotic formula for the emergent intensity in line wing is derived.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Ведмич, Астрофизика, 13, 493, 1977.

2. D. G. Hummer, D. Mihalas, Ap. J., 150, L 57, 1967.

3. Д. И. Нагирнер, В. Г. Ведмич, Астрофизика, 12, 438, 1976.

4. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел. Наука, М., 1969.

5. Д. И. Нагирнер, Уч. зап. ЛГУ, 31, 3, 1975.

6. В. И. Крылов, Приближенное вычисление интегралов, Наука, М., 1967.

7. G. Munch, Ap. J., 112, 266, 1950.

8. А. А. Боярчук, Астрон. ж., 34, 193, 1957.

9. В. В. Соболев, Астрон. ж., 36, 753, 1959.

10. K. S. Anderson, Ap. J., 162, 743, 1970.

11. E. J. Wampler, Ap. J., 164, 1, 1971.

12. О. Э. Ааб, Н. Ф. Войханская, Изв. САО, 9, 22, 1977.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.854

НЕЛИНЕЙНЫЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ В МОДЕЛИ ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ. II. ТОНКИЙ СЛОЙ

С. Н. НУРИТДИНОВ

Поступила 15 июня 1979 Пересмотрена 2 сентября 1979

Исследованы вопросы существования и свойства бегущих воли плотности конечной амплитуды в модели звездной системы в виде тонкого слоя с двухступенчатой функцией распределения. Последняя является аппроксимацией широкого класса функций распределения равновесных состояний. Найдены зависимости фазовой скорости и длины бегущей волны плотности от амплитуды. С ростом амплитуды длина бегущей волны уменьшается. Область устойчивости на диаграмме длина волны—амплитуда сужается с увеличением фазовой скорости. Полученные волны звездной плотности устойчивы по отношению к колебаниям, вызывающим модуляционную неустойчивость.

В первой части работы [1] мы исследовали поведение бегущей волны плотности с большой амплитудой в сильно сплюснутой эллипсоидальной модели звездной системы с фазовой плотностью в виде одноступенчатой функции распределения. Последняя относится к категории, так назызаемой, модели «водяного мешка» [2], которая стимулировала исследования в направлениях численных экспериментов [3] и теоретических расчетов [4, 5]. В [1] было показано, что нелинейная бегущая волна звездной плотности ведет себя существенно иначе, чем такая же стационарная волна.

Так как большинство галактик являются относительно плоскими образованиями, то представляет интерес рассмотреть бегущие монохроматические волны звездной плотности в случае системы в виде тонкого слоя. Подробный анализ соответствующей стационарной волны плотностя конечной амплитуды нами уже проводился [6]. В данной работе, в огличие от [1, 6], кроме того мы рассматриваем двойной «водяной мешок» с двухступенчатой функцией распределения. К этому побуждает нас то, что реальное равновесное состояние звездной системы описывается более сложной функцией скоростей, в качестве которой можно применять не

С. Н. НУРИТДИНОВ

только максвелловское распределение, но и ряд других функций [7, 8]. При рассмотрении двухступенчатой функции мы имеем возможность варьировать отношение значений ее на этих ступеньках и получать фазовую плотность разной формы.

1. Равновесное состояние и основные уравнения. Самосогласуем гравитационный потенциал однородного невращающегося тонкого слоя $\mathfrak{P}_0(z)$ со следующей двухступенчатой функцией фазовой плотности:

$$f_0(v) = \eta_1 \theta(v_1^2 - v^2) + \eta_2 [\theta(v - v_1) \theta(v_2 - v) + \theta(-v - v_1) \theta(v + v_2)], (1)$$

где $\theta(v) = \phi$ ункция Хевисайда, $v = cкорость, \eta_1, \eta_2, v_1$ и $v_2 = некоторые постоянные, причем <math>\eta_1 > \eta_2 > 0, v_2 > v_1 > 0$. Тогда имеем

$$\varphi_0(z) = -4\pi G \left[(\eta_1 - \eta_2) v_1 + \eta_2 v_2 \right] \cdot |z|.$$
(2)

Данная модель звездной системы на фазовой плоскости, например, (x, v_x) имеет вид фигуры, состоящей из вложенных друг в друга двух подсистем, фазовые границы которых параллельны оси x и тянутся до бесконечности. При этом фазовая плотность внутренней подсистемы больше внешней. Поскольку направления x и y физически равновероятные, достаточно исследовать поведение бегущей волны звездной плотности, распространяющей по оси x, полагая в (1) $v = v_x$.

Возмущенное состояние модели (1) характеризуется деформацией фазовых границ каждой подсистемы. Обозначим через $w_i(x, t)$ $(i = \overline{1-4})$ значение скорости точки с координатой x на *i*-той границе в текущий момент времени, причем в исходном состоянии

$$w_1 = -w_2 = v_1, \quad w_3 = -w_4 = v_2.$$
 (3)

Функции w, (x, t) удовлетворяют уравнению эволюции фазовой границы [1]

$$\frac{\partial w_i}{\partial t} + w_i \frac{\partial w_i}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0.$$
 (4)

Эдесь $\varphi(x, z, t)$ — возмущенный гравитационный потенциал системы, подчиняющийся уравнению Лапласа вне плоскости z = 0

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \qquad (5)$$

при z = 0 условию скачка

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_{z=0} = -2\pi G[(\eta_1 - \eta_2)(w_1 - w_2) + \eta_2(w_3 - w_4)]$$
(6)

и условию на бесконечности lim $(\phi - \phi_0) = 0.$

НЕЛИНЕЙНЫЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ. И 155

Из (4)—(6) выводится следующее дисперсионное уравнение линейного приближения:

$$\frac{v_1(\eta_1 - \eta_2)}{k^2 v_1^2 - \omega^2} + \frac{v^2 \eta_2}{k^2 v_2^2 - \omega^2} - \frac{1}{4\pi Gk} = 0,$$
(7)

где k — модуль волнового вектора, ω — частота. В (7) от переменной ω можно перейти к фазовой скорости υ = ω/k. Тогда длина бегущей волны в линейной теории

$$\mathcal{V}_{0}(v_{p_{0}}) = \frac{1}{2G} \left| \frac{v_{1}(\eta_{1} - \eta_{2})}{v_{1}^{2} - v_{p0}^{2}} + \frac{v_{1}\eta_{2}}{v_{2}^{2} - v_{p0}^{2}} \right|^{-1}.$$
 (8)

Для любого v_{р.}, лежащего в интервале

$$0 < v_{\rho 0} < v_1 < v_2, \tag{9}$$

согласно (8) найдется свое значение $\lambda_0 (v_{p0})$, и легко видеть, что эти значения заполняют отрезок $\lambda_0 (v_{p0}) \leq \lambda_0 (0)$, где $\lambda_0 (0) = (v_1 v_2/2G) [v_1 q_2 + v_2 (q_1 - q_2)]^{-1}$ — аналог критической длины Джинса. Кроме того существуют еще другие волны, удовлетворяющие неравенству $v_1 < v_{p_0} < v_2$, причем значение $\lambda_0 (v_p)$ может быть произвольным. Однако в последнем случае задача не имеет своего стационарного решения ($v_{p_0} = 0$), и поэтому в данной работе такие волны мы не рассматриваем.

2. Нахождение фазовой границы возмущенной системы. Пусть $v_p(\varepsilon)$ — фазовая скорость нелинейной волны с амплитудой ε , причем v > 0, $\varepsilon < 1$. Перейдем к системе координат, двужущейся вместе с волной, т. е. в (4) заменим $\partial/\partial t$ на — v ($\partial/\partial x$), подразумевая далее под x разность $x - v_p t$. Интегрируя полученное уравнение, возьмем только следующие решения, имеющие физический смысл:

$$w_{1,2}(x) = v_{p} \pm \sqrt{v_{p}^{2} + 2(\varphi + q_{1,2})}, \qquad (10)$$

$$w_{3,4}(x) = v_p \pm 1 \, \overline{v_p^2 + 2 \, (\varphi + q_{3,4})} \quad . \tag{11}$$

Эдесь q_i — постоянные интегрирования, являющиеся также функциями от амплитуды ε . Вследствие периодичности волны плотности имеет место равенство $q_i(\varepsilon) = q_i(-\varepsilon)$. Решения (10) и (11) определяют возмущенные фазовые границы звездной системы.

Для нахождения $q_i(\varepsilon)$ необходимо выписать условия неизменности импульса и сохранения массы всей звездной системы

С. Н. НУРИТДИНОВ

$$(\eta_1 - \eta_2) \int_0^\lambda dx \int_{w_1(x)}^{w_1(x)} v dv + \eta_2 \int_0^\lambda dx \int_{w_1(x)}^{w_2(x)} v dv = 0, \qquad (12)$$

$$\int_{0}^{1} (w_{1} - w_{2}) dx = 2v_{1}^{\lambda}, \quad \int_{0}^{1} (w_{3} - w_{4}) dx = 2v_{2}^{\lambda}, \quad (13)$$

где $\lambda = \lambda (\varepsilon, v_{\mu}) - длина$ волны плотности конечной амплитуды. Подставляя (10) и (11) в (12) и (13), после некоторых преобразований имеем

$$(\eta_1 - \eta_2) (q_1 - q_2 + 2v_1v_p) + \eta_2 (q_3 - q_4 + 2v_2v_p) = 0.$$
(14)

Поскольку нас интересует бегущая волна плотности с амплитудой $\varepsilon < 1$, то в данном случае достаточно определять $q_i(\varepsilon)$ с точностью порядка ε^2 . Из (14), принимая во внимание условие (3) и вид функций $w_i(x)$ в (10) и (11), получаем

$$q_{1,2} = v_1^2/2 + v_2^2v_p + \varepsilon^2 q^{(1)} + o_1(\varepsilon^3)$$
, (15)

$$q_{3,4} = v_2^2/2 \mp v_2 v_p + \epsilon^2 q^{(2)} + o_2(\epsilon^3),$$
 (16)

где постоянные q⁽¹⁾ и q⁽²⁾ уже не зависят от ч должны определяться из граничного условия (6). Возмущенный гравитационный потенциал ψ(x, z) в случае волн плотности конечной амплитуды имеет вид

$$\varphi(x, z) = \varphi_{\varphi}(z) + \varepsilon \varphi_{1}(x, z) + \varepsilon^{2} \varphi_{2}(x, z) + \varepsilon^{3} \varphi_{3}(x, z) + \cdots$$
(17)

Очевидно, бегущая волна плотности в общем случае определяется двумя параметрами. В нашей задаче в качестве одного из них фигурирует амплитуда ε. Кроме амплитуды нужно фиксировать длину волны λ или фазовую скорость υ_n. Мы рассмотрим оба варианта в отдельности.

3. Зависимость фазовой скорости от амплитуды. Ее мы будем искать в виде

$$v_{p}(\varepsilon) = v_{p0} + \varepsilon^{2} v_{p} + o(\varepsilon^{3}), \qquad (18)$$

считая заданной длину нелинейной волны плотности. В (18) величина v_{po} определяется из дислерсионного уравнения (7) и подчиняется неравенству (9).

Подставляя (10), (11), (15)—(17) в (6) и разлагая правую часть последнего по степени ^е, получаем следующие граничные условия для нелинейных гармоник гравитационного потенциала:

$$-\frac{1}{4\pi G} \left(\frac{\partial \varphi_2}{\partial z}\right)_{z=0} = \frac{\upsilon_1 \left(\eta_1 - \eta_2\right)}{u_1} \left(q^{(1)} + \varphi_2 - \frac{\varkappa_1^2}{2u_1^2} \varphi_1^2\right) + \frac{\upsilon_2 \eta_2}{u_2} \left(q^{(2)} + \varphi_2 - \frac{\varkappa_2^2}{2u_2^2} \varphi_1^2\right),$$
(19)

$$-\frac{1}{4\pi G} \left(\frac{\partial \varphi_3}{\partial z}\right)_{z=0} = \frac{\upsilon_1 \left(\eta_1 - \eta_2\right)}{u_1} \left\{ \varphi_3 + \frac{v_1^2}{2u_1^4} \varphi_1^3 + \frac{\varphi_1}{u_1} \right\| 2\upsilon_{p_4} \upsilon_{p_4} - (20)$$

$$-\frac{x_1^2}{u_1}(q^{(1)}+\varphi_2)\bigg|\bigg\}+\frac{v_2y_1}{u_2}\bigg|z_3+\frac{x_2^2}{2u_2^4}\varphi_1^3+\frac{\varphi_1}{u_2}\bigg|2v_{\rho_0}v_{\rho_1}-\frac{x_2^2}{u_2}(q^{(2)}+\varphi_2)\bigg|\bigg|,$$

где введены обозначения $u_n = v_n^2 - v_{\mu 0}^2$, $x_n^2 = v_n^2 + 3v_{\mu 0}^2$, $v_n^2 = v_n^4 + 10 v_n^2 v_{\mu 0}^2 + 5v_{\mu 0}^4$, (n = 1, 2).

Решение уравнения Лапласа (5) для т-го приближения

$$\varphi_m(x, z) = \sum_{j=1}^m \, \mu_{mj} \cos jkx \exp\left(-jkz\right), \, z > 0, \, m = 1, \, 2, \, 3, \dots \, . \tag{21}$$

Для удобства далее будем считать, что постоянная µ11 содержится в ε. Тогда из (19), с учетом (21) следует, что

$$\mu_{22} = -\frac{\pi G}{k} \left[\upsilon_1 \left(\eta_1 - \eta_2 \right) \frac{\chi_1^2}{u_1^3} + \upsilon_2 \eta_2 \frac{\chi_2^2}{u_2^3} \right], \tag{22}$$

$$\frac{v_1(\eta_1-\eta_2)}{u_1}\left(q^{(1)}-\frac{x_1^2}{4u_1^2}\right)+\frac{v_2\eta_2}{u_2}\left(q^{(2)}-\frac{x_2^2}{4u_2^2}\right)=0,$$
(23)

а значение постоянной μ_{21} вычисляется из третьего приближения. Для определения $q^{(1)}$ и $q^{(2)}$ заметим, что граничное условие (6) можно было бы написать для каждой подсистемы в отдельности. Точнее, если $\varphi = \psi + \Psi$, где ψ и Ψ — гравитационные потенциалы, соответственно, подсистем с плотностями η_1 — η_2 , то

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \end{pmatrix}_{z=0} = -2\pi G \left(\eta_1 - \eta_2 \right) \left(w_1 - w_2 \right), \left(\frac{\partial \Psi}{\partial z} \right)_{z=0} = -2\pi G \eta_2 \left(w_3 - w_4 \right).$$
 (24)

Отсюда находим,

$$q^{(1)} = x_1^2/4u_1^2, \quad q^{(2)} = x_2^2/4u_2^2.$$
 (25)

Подставляя (21) при m = 3 в (20), с учстом (22) и (25) получаем $\mu_{21} = \mu_{32} = 0$,

$$\mu_{33} = \frac{\pi G}{k} \left[\upsilon_1 \left(\eta_1 - \eta_2 \right) \left(\frac{\nu_1^2}{4u_1^5} - \frac{\varkappa_1^2}{u_1^3} \mu_{22} \right) + \upsilon_2 \eta_2 \left(-\frac{\nu_2^2}{4u_2^5} - \frac{\varkappa_2^2}{u_2^3} \mu_{22} \right) \right], \quad (26)$$

$$\boldsymbol{v}_{\rho 2} = -\frac{1}{16 \, \boldsymbol{v}_{\rho 0}} \left| \frac{\boldsymbol{v}_{1}}{u_{1}^{2}} \left(\boldsymbol{\eta}_{1} - \boldsymbol{\eta}_{2} \right) + \frac{\boldsymbol{v}_{2}}{u_{2}^{2}} \, \boldsymbol{\eta}_{2} \right|^{-1} \left[\frac{\boldsymbol{v}_{1} \left(\boldsymbol{\eta}_{1} - \boldsymbol{\eta}_{2} \right)}{u_{1}^{5}} \left(\boldsymbol{v}_{1}^{4} + 18 \, \boldsymbol{v}_{1}^{2} \boldsymbol{v}_{\rho 0}^{2} - 3 \boldsymbol{v}_{\rho 0}^{4} \right) + \frac{\boldsymbol{v}_{2} \boldsymbol{\eta}_{2}}{u_{2}^{5}} \left(\boldsymbol{v}_{2}^{4} + 18 \, \boldsymbol{v}_{2}^{2} \boldsymbol{v}_{\rho 0}^{2} - 2 \boldsymbol{v}_{\rho 0}^{4} \right) + \frac{4k}{\pi G} \, \boldsymbol{\mu}_{22}^{2} \right|,$$
(27)

причем слагаемые с коэффициентом μ_{31} сокращаются. Из (27) следует, что для всякого $v_{p0} \in [0, v_1)$ величина $v_{p2} < 0$, поскольку $\eta_1 > \eta_2$ и $v_n^4 + 18 v_n^2 v_{p0}^2 - 3v_{p0}^4 > 0$. Это означает, что значение фазовой скорости волны звездной плотности конечной амплитуды (18) меньше соответствующего значения в линейной теории.

4. Длина волны плотности конечной амплитуды. Зафиксируем фазовую скорость v_{p} , считая ее малым параметром, а состояние системы, соответственно, близким к границе устойчивости, что представляет интерес для нелинейного обобщения критерия Джинса. Тогда вследствие периодичности волны имеет место разложение

$$\lambda(\varepsilon, v_{p}) = \lambda_{00} + v_{p}^{2}\lambda_{02} + \varepsilon^{2}\lambda_{20} + \varepsilon^{2}v_{p}^{2}\lambda_{22} + \cdots, \qquad (28)$$

где $\lambda_{00} = \lambda_0$ (0) определяется из (8). Сравнивая (28) при $\varepsilon = 0$ с (7), находим выражение для второй неизвестной постоянной

$$\lambda_{02} = -2G\left(\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{v_1^3} + \frac{\gamma_2}{v_2^3}\right)\lambda_{00}^2.$$
 (29)

С целью нахождения λ_{20} и λ_{22} подставим (17) в (5) и заменим х на $\lambda x^*/\lambda_{00}$. Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях є и опуская звездочку в x^* , получаем

$$L\varphi_1=0, \quad L\varphi_2=0, \tag{30}$$

$$L\varphi_{3} = 2 \left(\beta_{20} + v_{\mu}^{2}\beta_{22}\right) \frac{\partial^{2}\varphi_{1}}{\partial x^{2}},$$
(31)

где

$$L = \Delta^2 \frac{\partial^2}{\partial x^3} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \Delta^2 = 1 - 2v_{\rho,02}^{29}, \quad \beta_{I_s} = \lambda_{I_s}/\lambda_{00}.$$

Теперь в граничных условиях (19) и (20) $v_{\rho 2} = 0$, $v_{\rho 0} = v_{\rho}$.

Напишем решения уравнений (30) и (31).

НЕЛИНЕЙНЫЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ ЗВЕЗДНОЙ ПЛОТНОСТИ. II 159

$$\varphi_{1}(x, z) = \cos \frac{kx}{\Delta} \exp(-kz), \qquad \varphi_{2}(z, z) = \mu_{22} \cos \frac{2kx}{\Delta} \exp(-2kz), \quad (32)$$

$$\varphi_{3}(x, z) = \left| \mu_{31} + (\beta_{20} + v_{p}^{2}\beta_{22}) \frac{kz}{\Delta^{2}} \right| \cos \frac{kx}{\Delta} \exp(-kz) + \mu_{33} \cos \frac{3kx}{\Delta} \exp(-3kz). \quad (33)$$

Здесь коэффициенты μ_{m_s} те же постоянные, которые были найдены в предыдущем пункте, причем коэффициент μ_{11} содержится в ε . Подставляя (32) и (33) в (19) и (20), находим

$$\beta_{29} = \frac{\pi G}{k} \left[\beta_{02} \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{v_1^3} + \frac{\eta_2}{v_2^3} \right) - \frac{\eta_1 - \eta_2}{v_1^5} - \frac{\eta_2}{v_2^5} \right], \quad (34)$$

$$\beta_{22} = \frac{3\pi G}{k} \left\{ \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{v_1^5} + \frac{\eta_2}{v_2^5} \right) \right| \beta_{02} - \frac{4\pi G}{k} \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{v_1^3} + \frac{\eta_2}{v_2^3} \right) \right] - \frac{23}{6} \left(\frac{\eta_1 - \eta_2}{v_1^7} + \frac{\eta_2}{v_2^7} \right) - 2\beta_{02}\beta_{20}. \quad (35)$$

Поскольку $\beta_{02} = \lambda_{02}/\lambda_{00} < 0$ согласно (29), то из (34) и (35) видно, что для волн плотности конечной амплитуды $\beta_{20} < 0$, $\lambda(\varepsilon, v_p) < \lambda(\varepsilon, 0) < < \lambda_{00}$, и с ростом фазовой скорости длина волны $\lambda(\varepsilon, v_p)$ уменьшается.

Заключение. Таким образом, на основании идей общей теории нелинейных колебаний найдены зависимости длины бегущей волны звездной плотности и ее фазовой скорости от амплитуды в модели тонкого слоя (2). Видно, что при заданной длине волны плотности ее фазовая скорость уменьшается. Такая же закономерность имеет место между длиной волны и амплитудой при фиксированной фазовой скорости. Это значит, что с ростом фазовой скорости область устойчивости постепенно сужается. Эти результаты справедливы только в том случае, когда фазовая плотность внутренной подсистемы больше внешней, т. е. при условии $\tau_1 < \tau_2$ выражение (8) не обязательно равно длине Джинса). Данному условию, как известно, соответствует широкий класс функций распределения (например, функции Максвелла, Планка [7], Линденбелла [9]). Из (27) следует, что качественная картина остается неизменной и в случае, когда число ступенек в функции распределения f_0 (v_1 больше двух.

Как видно из (6), (10) и (11), когда $v_{\mu} \neq 0$ поверхностная плотность возмущенной системы, в отличие от стационарного случая [6], нигде не обращается в нуль, и тонкий слой не сможет разделиться на отдельные сгущения. \mathcal{U}_{3} (7) легко заметить, что $d_{N}/dk < 0$. Следовательно, учигывая $v_{p2} < 0$, заключаем, что рассмотренные нами волны плотности не подчиняются критерию Лайтхилла и являются устойчивыми по отношению к разбиению волны на пакеты и самосжатию этих пакетов. Пользуясь случаем отметим, что в первой части работы [1] формула (16) неточна. Верный ее вид, приведенный в журнале «Астрофизика», 1979, 15, № 4, также показывает наличие модуляционной устойчивости в эллипсоидальной модели.

Наконец, следует подчеркнуть, что вся полученная качественная картина относительно поведения бегущей волны плотности в тонком слое оказалась такой же, как в [1], с учетом последнего замечания.

Автор выражает благодарность В. А. Антонову за обсуждение результатов работы.

Астрономический институт АН Узб. ССР

NON-LINEAR RUNNING WAVES OF STELLAR DENSITY IN MODEL OF A HOMOGENEOUS MEDIUM. II. THIN LAYER

S. N. NURITDINOV

The existence and properties of running waves of finite amplitude in the model of stellar system in a form of thin layer with two-stage distribution function are studied. The latter is an approximation of large class of equilibrium distribution function.

The dependence of the phase velocity and wavelength from the amplitude is found. With the increase of the amplitude the length of running wave decreases. The region of stability with the increase of the phase velocity becomes narrow. These stellar density waves are stable with reference to the oscillation which lead to the modulation instability.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. С. Н. Нуритлинов, Астрофизика, 13, 697, 1977.
- 2. P. Bouvier, G. Janin, Astron. Astrophys., 5, 124, 1970.
- 3. S. Cuperman, A. Harten, M. Lecar, Astrophys. Space Sci., 13, 411, 425, 1971.
- 4. Г. С. Бисноватый-Коган, Астрофизика, 7, 121, 1971.
- 5. В. А. Антонов, Фигуры равновесия, в сб. «Астрономия», 10. ВИНИТИ, М., 1975, стр. 7.
- 6. С. Н. Нуритдинов, Астрофизика, 14, 671, 1978.
- 7. Р. Б. Шацова, Астрон. ж., 48, 126, 1971; 51, 980, 1974.
- 8. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, Введение в космогонию, Наука, М., 1978.
- 9. D. Lynden-Bell, M. N., 136, 101, 1967.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.841+533.9

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ЛЕНГМЮРОВСКИЙ СОЛИТОН В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРОВ

Г. И. МЕЛИКИДЗЕ, А. Д. ПАТАРАЯ Поступила 26 февраля 1979 Пересмотрена 5 сентября 1979

Исследуется модуляционная неустойчивость одномерных ленгмюровских волн, фазовая скорость которых близка к скорости света, распространяющихся в релятивистской плазме. Для этих волн с помощью релятивистского кинетического уравнения и уравнений Максвелла получено нелинейное уравнение Шредингера с учетом нелинейного затухания Ландау. Найдены области изменения параметров плазмы, для которых может существовать релятивистский ленгмюровский солитон. Рассматривается как трехмерная, так и одномерная модель плазмы. Предполагается, что обсуждаемые процессы могут протекать в магнитосфере пульсаров.

Исследованию структуры магнитосферы пульсаров было посвящено большое число работ (см., например, [1—4]), в которых сделана понытка объяснить наблюдаемое излучение пульсаров. Для интерпретации радиоизлучения пульсаров, по-видимому, большое значение имеет изучение неустойчивости магнитосферной плазмы. В настоящее время пока нельзя отдать предпочтение какому-либо конкретному механизму радиоизлучения пульсаров. Так, например, существуют модели, в которых радиоизлучение пульсаров генерируется электронами [5], электронно-позитронными парами [2], протонами и ядрами [6]. В последнее время, однако, все более утверждается точка зрения, что пульсарная плазма является скорее не электронно-ионной, а электронно-позитронной [7—10].

В рамках модели магнитосферы пульсара, которая предполагает существование в ней электронно-позитронной плазмы, которую пронизывает ультрарелятивистский пучок, вследствие взаимодействия пучка с плазмой, возбуждаются ленгмюровские волны с фазовой скоростью, близкой к скорости света [7, 11, 12]. В настоящей работе мы рассматриваем нелинейное взаимодействие возбужденных ленгмюровских воли.

Для решения поставленной задачи используем релятивистские кинетические уравнения и уравнение Пуассона, записанные в системе отсчета, которая движется относительно лабораторной системы (в этой системе плазма как целое покоится) со скоростью $h = d\omega/dk$, равной групповой скорости ленгмюровской волны, где ω и k частота и волновой вектор в лабораторной системе отсчета.

Проведя аналогичные [13] математические преобразования, получаем уравнение Шредингера (с учетом нелинейного затухания Ландау) для первой гармоники амплитуды напряженности электростатического поля E_x [14].

$$i\frac{\partial E_{x}}{\partial t} + P\frac{\partial^{2} E_{x}}{dx^{2}} + q|E_{x}|^{2}E_{x} + \frac{s}{\pi}pv\int \frac{|E_{x}(x')|^{2}}{x-x'}dx'E_{x} = 0, \quad (1)$$

x и t — координата и время в движущейся системе отсчета, член с коэффициентом s обусловлен нелинейным затуханием Ландау, pv перед интегралом означаег, что интеграл следует брать в смысле главного значения.

Модуляционную неустойчивость нелинейных волн, описываемых уравнением (1), исследуем хорошо известным методом [13, 15]. Если выполняется условие Лайтхилла $P \cdot q > 0$, максимальный инкремент модуляционной неустойчивости возмущения, направление которого совпадает с направлением распространения нелинейной волны, имеет следующий вид:

$$\Gamma_m = (q^2 + s^2)^{1/2} \cdot \rho_0,$$
 (2)

где $\rho_0 = |E_{x0}|^2$, E_{x0} — невозмущенное значение E_x . Соответствующий волновой вектор возмущения равен:

$$K_m = \left(\frac{q^2 + s^2}{Pq} \rho_0\right)^{1/2}$$
 (2')

Если выполняется условие Лайтхилла и $|q| \gg |s|$, то уравнение (1) имеет солитонное решение:

$$E_{x} = E_{\max} \operatorname{sech} \left[E_{\max} \sqrt{\frac{q}{2P}} (x - ut) \right] \exp \left[i \left[\frac{u}{2P} \left(x - \frac{ut}{2} \right) + \frac{1}{2} q E_{\max}^{2} t \right] \right],$$
(3)

где и — произвольная постоянная.

Коэффициенты *P*, q и s уравнения (1) зависят от невозмущенной функции распределения в лабораторной системе отсчета и от параметров

плазмы. Ниже мы рассматриваем как электронно-позитронную, так и электронно-протонную плазму.

1. Электронно-позитронная плазма. T рехмерная модель. Рассмотрим случай, когда внешнее магнитное поле равно нулю. Невозмущенную функцию распределения в лабораторной системе выберем в виде функции. Максвелла. Так как общие выражения для коэффициентов уравнения имеют довольно громоздкий вид, приведем их приближенные выражения для различных значений параметра $\mu = m_e c^2 / T$, где m_e — масса покоя электрона, T — температура в энергетических единицах как электронной, так и позитронной компоненнт.

Если $\mu \sim 1$, то частота и групповая скорость ленгмюровской волны, при фазовой скорости $v_{\phi} \approx c$ равны:

$$\omega_0 \approx 0.89 \omega_s, \quad \lambda \approx 0.85 c,$$

где $w_{\rho}^2 = (8\pi e^2 n_0)/m_e$, е — заряд электрона, n_0 — невозмущенная плотность числа частиц в лабораторной системе отсчета. P, q и s имеют следующий вид:

$$P \approx 0.46 \ \frac{c^2}{\omega_0} \gamma_0^{-3}; \quad q \approx 1.7 \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{1}{\omega_0}; \quad s \approx -1.6 \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{1}{\omega_0}.$$
 (4)

Если
$$1 \gg \mu \gg \frac{|k-k_0|}{k_0}$$
, где $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$, то
 $\omega_0 \approx \omega_\rho \left[\mu \ln\left(\frac{1.85}{\mu}\right) \right]^{1/2}$, $\lambda = c \left[1 - \frac{1}{6} \mu^2 \ln\left(\frac{1.85}{\mu}\right) \right]$ (5)

И

$$P = \frac{5}{6} \frac{c^{2}}{\omega_{0}} \mu^{2} \ln\left(\frac{0.89}{\mu}\right) \left[\ln\left(\frac{1.85}{\mu}\right)\right]^{3/2} \gamma_{0}^{-3},$$

$$q = \left(\frac{e}{m_{e}c}\right)^{2} \frac{1}{\omega_{0}} q_{1}, \qquad s = -\left(\frac{e}{m_{e}c}\right)^{2} \frac{1}{\omega_{0}} s_{1},$$
(6)

где

$$q_{1} = 1 + \frac{2}{3} (\gamma_{0}\mu)^{2} - \frac{1}{3} (\gamma_{0}\mu)^{4} [e^{-\gamma_{0}\mu} E^{*}i(\gamma_{0}\mu) + e^{\gamma_{0}\mu} Ei(-\gamma_{0}\mu)], \quad (7)$$

$$s_1 = 3\pi \left| \ln \left(\frac{1.85}{\mu} \right) \right|^{-2} e^{-\tau_{d^k}}.$$
 (8)

 $\gamma_0 = (1 - \lambda^2/c^2)^{-1/2}$, E*i ($\gamma_0\mu$) и Ei ($-\gamma_0\mu$) — интегральные показательные функции [16].

Когда $\gamma_0 \mu \sim 1$, значения q_1 и s_1 даны в табл. 1, когда $\gamma_0 \mu \ll 1$, то $q_1 \approx 3$ и если $\gamma_0 \mu \gg 1$, то $q_1 \approx -9$.

Если $\mu \ll (|k-k_0|)/k_0$, то $q_1 \approx -3$, s = 0.

100	~		
10	16 J	uua	

μ 0.251 0.152 0.092 0.083 0.075 0.068 0.062 0.056 0	Yo P	2	2.5	3	3.1	3.2	3.3	3.4	3.5	4
q_1 6.054.672.171.570.960.33 -0.31 -0.97 -4 a_1 0.320.120.050.040.040.030.030.020	μ. 91	0.251 6.05 0.32	0.152 4.67 0.12	0.092 2.17 0.05	0.083 1.57 0.04	0.075 0.96 0.04	0.068 0.33 0.03	0.062 -0.31 0.03	0.056 - 0.97 0.02	0.034 -4.23 0.01

2. Электронно-позитронная плазма. Одномерная модель. Если плазма находится в сильном магнитном поле, то частицы быстро теряют поперечный импульс, что обусловлено магнитотормозным излучением, и их функция распределения оказывается близкой к изомерной. Поэтому мы исследуем случай и с одномерной функцией Максвелла, и со степенной функцией.

Рассмотрим первый случай.

Если µ~1, то w₀~1.64 w_р и i = 0.93 с, а

$$P \approx 0.2 \frac{c^2}{\omega_0} \gamma_0^{-3}; \qquad q \approx 15.6 \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{1}{\omega_0}; \quad s \approx -4.28 \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{1}{\omega_0}. \tag{9}$$

А если $\mu \ll 1$, то $\omega_0 \approx (2/\mu) \omega_{\mu}$, $i \approx c (1 - (1/12) \mu^2)$, $\iota_0 \mu = V \overline{6}$ и

$$P \approx 0.3 \,\mu^2 \, \frac{c^2}{\omega_0} \, \gamma_0^{-3}; \quad q \approx 28.8 \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{1}{\omega_0}; \quad s \approx -\left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{4}{\omega_0}. \tag{10}$$

Исследуем плазму со следующей степенной функцией распределения [12]:

$$f_{0} = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{1}{p_{0}} \left(1 + \frac{p_{0}^{2}}{m_{e}^{2} c^{2}} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{p^{2}}{m_{e}^{2} c^{2}} \right)^{-3/2}, & p \leq p_{0} \\ 0 & p > p_{0} \end{cases}$$
(11)

где

$$p_0 \gg m_e c$$

В этом случае интересующие нас величины принимают следующие значения:

$$\omega_{0} = \sqrt{\frac{3\pi}{4}} \omega_{p}; \quad \frac{\lambda}{c} = 1 - \frac{\pi}{4} \frac{m_{e}c}{p_{0}}. \tag{12}$$

СОЛИТОН В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРОВ

$$P = \frac{\pi^2}{12} \frac{c^2}{\omega_0} \gamma_0^{-3}; \ q = 2 \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{1}{\omega_0}; \ s = -\sqrt{\frac{\pi m_e c}{2p_0}} \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{1}{\omega_0}.$$
 (13)

Рассмотрим случай, когда невозмущенная функция распределения имеет вид:

$$f_{0} = \frac{1}{m_{e}c} \frac{1}{B\left(\frac{1}{2}, v - \frac{1}{2}\right)} \left(1 + \frac{p^{2}}{m_{e}^{2}c^{2}}\right)^{-v},$$

где $\nu > 2$, а $B(1/2, \nu - 1/2) -$ бета-функция. В этом случае

$$P = \frac{c^2}{\omega_0} \gamma_0^{-3} P_1; \quad q = \left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{1}{\omega_0} q_2; \quad s = -\left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{1}{\omega_0} s_2. \quad (13')$$

Значения P₁, q₂ и s₂ для некоторых у даны в табл. 2.

						Гаолица 2
ν	2.5	3.5	4.5	5.5	6.5	7.5
λ/ c	0.75	0.5	0.375	0.3	0.25	0.21
<i>q</i> ₂	84	34	30	39	28	32
\$2	1.5	2.1	2.3	2.5	2.7	2.7
P_1	-1.31	1.4	0.8	0.8	0.8	0.8
	1				1	

3. Электронно-протонная плазма. Исследуем электронно-протонную плазму с максвелловской функцией распределения, не находящейся во внешнем магнитном поле. Исходя из результатов работы [14], при $\mu = m_e c^2/T_e > 1$, где T_e — температура электронов в энергетических единицах, получаем:

$$P = \frac{3}{2} \frac{T_e}{m_e \omega_{p_e}}; \quad q = -\left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{6\mu_e^2}{\omega_{p_e}} q_s; \quad s = -\left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \frac{27\sqrt{2\pi}}{4\omega_{p_e}} \mu_e^{-3/2},$$

где $\omega_{p_e}^2 = 4\pi e^2 n_0/m_e$,

$$q_3 = \frac{1}{\mu_e^3} - \frac{1}{8\mu_e} + \frac{m_e}{108 m_e}, \qquad (14)$$

 m_p — масса покоя протона. Простой анализ показывает, что q>0, если

$$8.1 \le \mu \le 153.2.$$
 (15)

4. Обсуждение результатов. Мы нашли область изменения параметра р и значения показателя степенной функции, для которых выполняется

Г. И. МЕЛИКИДЗЕ, А. Д. ПАТАРАЯ

условие Лайтхилла. Рассмотрим возможность существования ленгмюровского солитона в магнитосфере пульсаров. Будем исходить из одномерной модели плазмы с функцией распределения (11). Плазма как целое движется вдоль открытых магнитных силовых линий с лоренц-фактором 7, относительно системы отсчета, связанной со звездой. Назовем эту систему системой наблюдателя. Малый параметр теории возмушения равен

$$\varepsilon = \left(\frac{\rho_0}{8\pi W_k}\right) \ll 1,\tag{16}$$

где W_{k} — средняя кинетическая энергия частиц невозмущенной плазмы, в расчете на единицу объема, которая для функций распределения (11) равна

$$W_{k} = \frac{\pi - 2}{2} n_{0} m_{e} c^{\pm}. \tag{17}$$

Как видно из (13), P q > 0, $q \gg |s|$ и уравнение (1) имеет решение (3). Для существования солитона в магнитосфере пульсаров необходимо, чтобы время образования солитона было меньше времени за которое плазма вылетит за пределы светового цилиндра; $\sim \Pi/2\pi$, где Π – период вращения пульсара. В системе наблюдателя это условие записывается следующим образом:

$$\frac{1}{\Gamma_m} \gamma_0 \tilde{\gamma}_\rho < \tau, \tag{18}$$

где

$$\gamma_0 = \left(1 - \frac{\lambda^2}{c^2}\right)^{-1/2} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{p_0}{m_e c}}$$

Используя (2) и (13), условие (18) можно переписать в виде

$$\left(\sqrt{\frac{3}{2}}\frac{1}{\pi-2}\right)\frac{1}{\omega_0} \tau_p \sqrt{\frac{p_0}{m_e c}} \varepsilon^{-1} < \tau.$$
(19)

Подставив в (19) численные значения и считая $T_p \sim 10^3$ и $p_0 \sim 10^4 m_e c$, приближенно получим:

$$n_0^{-1/2} \varepsilon^{-1} < \tau,$$
 (20)

Так как т всех известных пульсаров порядка или больше 10⁻² с, то, ясно, что существует довольно большая область изменения плотности плазмы и амплитуды линейной волны, для которых выполняется условие (20).

СОЛИТОН В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРОВ

В заключение авторы выражают благодарность А. Б. Михайловскому, Дж. Г. Ломинадзе и Г. Э. Мачабели за стимулирующие обсуждения.

Абастуманская астрофизическая обсерватория

RELATIVISTIC LANGMUIR SOLITONS IN MAGNETOSPHERE OF PULSARS

G. I. MELIKIDZE, A. D. PATARAYA

The modulational instability of the one-dimensional Langmuir waves, propagated in the relativistic plasma, the phase velocity of which is about the light velocity is investigated. For these waves the nonlinear Shrödinger equation with regard for the nonlinear Landau damping has been derived by means of the relativistic Vlasov and Maxwell equations. The regional change of the parameters of the plasma, for which the relativistic Langmuir solitons exist, is found. Both one and three dimensional models of plasma are discussed. The discussed processes may proceed in the magnetosphere of the pulsars.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. P. Goldreich, W. H. Jullian, Ap. J., 157, 869, 1969.
- 2. P. A. Sturrok, Ap. J., 164, 529, 1971.
- 3. W. H. Jullian, Ap. J., 183, 967, 1973.
- 4. Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Астрофизика, 12, 339, 1976.
- 5. В. А. Гинзбург. УФН, 103, 393, 1971.
- 6. F. Pacini. M. J. Rees, Nature, 226. 622, 1970.
- 7. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, Ap. J., 196, 51, 1975.
- 8. S. Hinata, Ap. J., 206 282, 1976.
- 9. R. Buschauer, G. Benford, M. N., 179, 91, 1977.
- 10. P. E. Hadee, W. K. Rose, Ap. J., 219, 274, 1978.
- 11. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Астрофизика, 8, 441, 1972.
- 12. Дж. Г. Ломиналзе, А. Б. Михайловский, ЖЭТФ, 76, 959, 1979.
- 13. Y. H. Ichikawa, T. Suzuki, T. Taniuti, J. Phys. Soc. Japan, 34, 1089, 1973.
- 14. Г. И. Меликилзе, А. Д. Патарая, Сообщ. АН Груз. ССР. 90, № 1, 1978.
- 15. Б. Б. Каломцев, Коллективные явления в плазме. Наука, М., 1976.
- 16. Е. Ямкс. Ф. Эмде, Ф. Лёш. Специальные функции, Наука, М., 1968.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 523.355

ЭВОЛЮЦИЯ ЭНТРОПИЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОСЛЕРЕКОМБИНАЦИОННУЮ ЭПОХУ. II. НЕЛИНЕЙНАЯ СТАДИЯ

А. С. ЗЕНЦОВА, А. Д. ЧЕРНИН Поступила 26 декабря 1978

Исследуется нелинейная стадия развития первичных энтропийных возмущений, которые после рекомбинации превращаются в растущие сильные возмущения потенциального типа. Обсуждаются основанные на этом возможные варианты космогонического процесса в горячен Вселенной.

1. Нелинейное решение задачи о гравитационной неустойчивости в расширяющемся мире, предложенное Я. Б. Зельдовичем около десяти лет назад [2], послужило основой целого ряда дальнейших исследований по космогонии галактик и скоплений (см., например, [3, 4]). Решение торажает тенденцию к уплощению сгущений вещества в ходе развития гоавитационной неустойчивости в нелинейном режиме. Оно относится к масштабам, превосходящим длину Джинса, и потому давление счигается равным нулю. Решение характеризуется также следующими тремя свойствами:

А) в линейном приближении (Ф/р << 1) оно соответствует раслущей моде возмущений, известной по общей теории малых возмущений [5],</p>

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_1 - t^{2/3}; \tag{1}$$

В) в нелинейной области ($\partial \rho \gtrsim 1$) решение является точным, если возмущение зависит лишь от одной декартовой координаты; в этом случае оно имеет вид

$$\begin{aligned} x_1(t, \lambda_1) &= t^{2/3} \lambda_1 + t^{4/3} \beta(\lambda_1), \\ c_2(t, \lambda_2) &= t^{2/3} \lambda_2, \quad x_3(t, \lambda_3) = t^{2/3} \lambda_3, \end{aligned}$$
(2)

где x_1, x_2, x_3 — эйлеровы, а χ_1, χ_2, χ_3 — лагранжевы координаты, $\beta(\chi_1)$ — произвольная функция выделенной координаты χ_1 ;

С) экстраполяция решения на трехмерный случай в форме

$$\mathbf{x}_{i}(t, \lambda_{1}, \lambda_{2}, \lambda_{3}) = t^{2/3} \lambda_{i} + t^{4/3} \beta_{i}(\lambda_{1}, \lambda_{2}, \lambda_{3}), \quad i = 1, 2, 3$$
(3)

является хорошим приближением, как это следует из сравнения с численными решениями для нескольких частных случаев.

Ниже мы дадим более общее решение задачи о гравитационной неустойчивости в той же постановке; новое решение сохраняет свойства А) и В), а вероятнее всего, и С). Оно, однако, содержит дополнительную произвольную функцию координат, что допускает независимое задание «начальных условий» для плотности и скорости среды. Последнее существенно для картины первичных энтропийных неоднородностей, рассматриваемых нами в первой части этой работы [1]. В этой картине возмущения плотности и схорости действительно независимы в начале развития гравитационной неустойчивости.

2. Если возмущение является функцией одной декартовой переменной,

$$x(t, X_1) = a(t)X_1 + \delta x(t, X_1),$$
 (4)

то уравнения движения и неразрывности

$$\frac{dV_i}{dt} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x_i}, \quad V_i = \frac{\partial x_i}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\varphi \operatorname{div} \vec{V}$$
(6)

и уравнение Пуассона

$$\Delta \varphi = 4 \pi G \rho \tag{7}$$

сводятся к одному уравнению второго порядка относительно $\delta x(t, \lambda_1)$:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial}{\partial \chi_1} \delta x (t, \chi_1) + 2 \frac{a}{a} \frac{\partial}{\partial \chi_1} \delta x (t, \chi_1) = 0.$$
(8)

Здесь a (t) — масштабный фактор модели Фридмана.

Учитывая, что

$$a = -\frac{GM}{a^2} = -\frac{4\pi}{3} G_{t'a}, \quad z \ll z_1 \simeq 100,$$
 (9)

можно переписать уравнение (8) (после тривиального интегрирования по X₁ и отбрасывания несущественной функции времени) в виде

$$\frac{\partial^2 \delta x}{\partial t^2} = \frac{2GM}{a^3} \delta x. \tag{10}$$

Если перейти от дифференцирования по t к дифференцированию по a, найдем вместо (10):

$$a^{2}\left(1+k\frac{a}{a_{0}}\right)\frac{\partial^{2}\delta_{x}}{\partial a^{2}}-\frac{1}{2}a\frac{\partial\delta_{x}}{\partial a}-\delta_{x}=0,$$
 (11)

где k = 1, 0, -1, соответственно для открытой, плоской и закрытой моделей Фридмана и выбрано $a_0 = a$ ($\eta = 1$) (см. формулу (16) в [1]), η — безразмерное космологическое время, связанное с возрастом мира t и масштабным фактором метрики Фридмана a (t) соотношением $cdt = ad\eta$.

При k = 0 общий интеграл находится без труда:

$$\delta x = C_1 a^2 + C_2 a^{-1/2}, \quad k = 0, \quad a \sim t^{2/3},$$
 (12)

где С₁, С₂ — произвольные функции Х₁. Соответственно этому плотность вещества

$$\rho = \frac{\text{const}}{a^3 \left(1 + \frac{1}{a} \frac{\partial \delta x}{\partial \chi_1}\right)} = \frac{1}{6\pi G t^2} \left(1 + t^{23} \frac{\partial C_1}{\partial \chi_1} + t^{-1} \frac{\partial C_2}{\partial \chi_1}\right)^{-1}$$
(13)

Решение (12), (13) служит также асимптотикой для $k \neq 0$ при $a \ll a_0$.

При k = 1, что соответствует $\Omega < 1$. асимптотика при больших t, г. е. для инерциального режима расширения фона, имеет вид

$$b_x = D_1 a + D_a, \quad k = 1, \quad a \gg a_0, \quad a \sim t,$$
 (14)

где D_1 , D_2 — произвольные функции χ_1 . Нелинейное асимптотическое решение (14) имеет тот же вид, что и линейное решение [5] на стадии инерциального разлета; фактически это означает отсутствие гравитационной неустойчивости, так как возмущенное движение в (14) тоже инерциально. (Стоит заметить, что для трехмерных сферически симметричных возмущений усиление в нелинейном режиме может продолжаться и на стадии, когда внешняя невозмущенная среда расширяется инерциально — см., например, [6]). Точное решение уравнения (11) для k = 1 найти не удается; может быть, однако, предложена простая интерполяционная формула, правильно передающая асимптотики $a \ll a_0$ (то есть (12)) и $a \gg a_0$ (то есть (14)):

$$\delta x = C_1 \frac{a^2}{1 + a/a_0} + C_2 \left(\frac{1 + a/a_0}{a}\right)^{1/2}, \quad k = 1.$$
 (15)

3. Точное решение (12), (13) является общим в том смысле, что оно содержит максимальное число (две в одномерном случае) независимых произвольных функций координаты, необходимых и достаточных для удовлетворения независимых «начальных условий» для плотности и скорости в области возмущения. Если «начальные условия» формулируются на линейной стадии эволюции возмущений (скажем, на момент рекомбинации, как это делается в современных теориях образования галактик), функции $C_1(\ell_1)$ и $C_2(\ell_1)$ просто выражаются через относительное возмущение плотности $\delta v/v$ в состветствующую раннюю эпоху $t = t_R$:

$$\frac{\partial \rho}{\rho}\Big|_{t_R} = -i_R^{2/3} \frac{\partial C_1}{\partial \lambda_1} - t_R^{-1} \frac{\partial C_2}{\partial \lambda_1}, \qquad (16)$$

$$\frac{\partial t_{t}}{\upsilon}\Big|_{t_{R}} = \frac{\partial \delta_{X}}{\partial t} \frac{1}{\frac{\partial x}{\partial t}}\Big|_{t_{R}} = 2t_{R}^{23} \frac{C_{1}}{\chi_{1}} - \frac{1}{2} t_{R}^{-1} \frac{C_{2}}{\chi_{1}}.$$
(17)

При $C_1 = C_2 = 0$ возмущение отсутствует. При $C_1 \neq 0$, $C_2 = 0$ решение (12), (13) совпадает с (2), причем возмущения плотности и скорости в момент t_R не независимы и выражаются через одну и ту же функцию $C_1(\ell_1)$. Если, например, $C_1 = \alpha \cos \ell_1$ (см. [2]), то $\delta v/v = 2t_R^{2/3} \alpha (1-F)^{1/2}/\operatorname{arc} \sin F$, где $\alpha = \operatorname{const.} F = (\delta \varphi/\rho) \alpha^{-1} t_R^{-2/3} < 1$. Общее решение (12), (13), не связанное таким условием, необходимо, в частности, для анализа эволюции первичных энтропийных возмущений, порождающих после рекомбинации новые потенциильные движения, рассмотренные в работе [1]. При $C_1 \equiv 0$, $C_2 \neq 0$ отклонения от фридмановского решения падают со временем, однако при малых временах член, содержащий функцию C_2 , существенен, и вблизи начала расширения, когда $t \to 0$, он преобладает. В этой асимптотике

$$x_1 \sim x_2 \sim t^{2/3}, \quad x_3 \sim t^{-1/3}, \quad t \to 0.$$
 (18)

Такая сильно анизотропная динамика совпадает со случаем однородной анизотропной космологической модели Казнера

$$ds^{2} = c^{2}dt^{2} - a_{1}^{2}d/_{1}^{2} - a_{2}^{2}d/_{2}^{2} - a_{3}^{2}d/_{3}^{2},$$

$$a_{1} \sim a_{2} \sim t^{2/3}, \qquad a_{3} \sim t^{-1/3}.$$
(19)

Последняя является, как известно [7], вакуумным решением уравчений ОТО и служит асимптотикой при $t \rightarrow 0$ для анизотропного решения с пылевидным (давление равно нулю) веществом.

В линейной области, когда ох « х, решение (12), (13) соответствует комбинации двух мод малых возмущений, фигурирующих в соотношении (43) работы [1]. Вторая из них является, по терминологии [5], координатной: она соответствует сдвигу начала отсчета времени, т. е. вариации момента начальной сингулярности (см. [8]). В теории [5] возмущения такой природы исключены (преобразованием координат) и общее решение — в линейном приближении — складывается из первой моды и еще одной, падающей,

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{3} \sim t^{-2/3},\tag{20}$$

которая в решениях (2) и (12), (13) не содержится*.

При экстраполяции решения (12). (13) на трехмерный случай * получим по образцу (3):

$$\mathbf{x}_{i}(t, \lambda_{1}, \lambda_{2}, \lambda_{3}) = t^{2/3} \lambda_{i} + t^{4/3} \beta_{i}(\lambda_{1}, \lambda_{2}, \lambda_{3}) + t^{-1/3} \gamma(\lambda_{1}, \lambda_{2}, \lambda_{3}) \quad (21)$$
$$i = 1, 2, 3.$$

Функция $C_1(Z_1)$ превращается при этом в тройку функций от трех координат, $C_1(Z_1) \rightarrow \beta_1(Z_1, Z_2, Z_3)$; функция же $C_2(Z_1)$ остается одной (это связано с указанным выше происхождением соответствующей моды возмущений), но также зависит теперь от всех пространственных переменных. $C_2(Z_1) \rightarrow \gamma_1(Z_1, Z_2, Z_3)$. Полное число независимых произвольных функций координат в приближенном трехмерном решении (21) равно четырем, как это и должно быть для задания независимых «начальных условий» для плотности и трех компонентов скорости.

Характер эволюции возмущений, следующий из решения (2). (3). качественно сохраняется и в решениях (12), (13) и (21). Вклад слагаемого, содержащего дополнительную функцию координат, убывает со временем; в этом смысле решение (2), (3) устойчиво относительно движений, допускаемых общим решением (12), (13) и (21).

4. Усиление возмущений ведет в обоих рассмотренных выше решениях к пересечению траекторий частиц. После момента пересечения решения такого рода уже формально неприменимы. Наступающая вслед за этим заключительная фаза граєитационной неустойчивости существенно зависит от того, что в действительности представляют собой «частицы», лодразумеваемые решениями (2), (3) и (12), (13), (21). В теории «блинов» [2, 3, 10] это атомы водорода и гелия, из которых состоит непрерывная метагалактическая среда в послерекомбинационную эпоху. Пересече-

^{*} Общего решения, содержащего все частные случаи, может не быть из-за нелинейности исходной системы уравнений.

^{**} Обоснование такой экстраполяции для решения Зельдовича [2] дано и работе [9]; в нашем случае это требует дополнительного анализа.

ние траекторий, следующее из этих решений, фактически означает в данном случае возникновение ударной волны масштаба скоплений галактик [2, 10]. Эта возможность является единственной в картине первичных адиабатических, потенциальных возмущений. Если же первичные возмущения имели энтропийный характер, как мы здесь предполагаем, основываясь на результатах работы [11], то спектр теоретически допустимых возможностей гораздо богаче.

Первичные энтропийные возмушения выживают, как отмечалось, во всех масштабах, поевышающих по массе масштаб отдельной звезды. Поэтому существенное значение понобретает характер распределения амплитуды неоднородности плотности по масштабам, т. е. спекто возмущений. Если (средняя) амплитуда круто спадает с ростом масштаба, то первыми должны, вероятно, обособляться объекты с массами вблизи джинсова предела в послерекомбинационную эпоху. $M_1 \sim 10^5 - 10^6 M_{\odot}$ [12, 13]. Стушения такой массы способны поевоатиться в гипотетические «празвезды» [12], а, может быть, и в шаровые скопления [13]; последние действительно являются самыми старыми объектами Вселенной и имеюг как раз подходящую массу. Не входя в сравнительное обсуждение обоих вариантов, заметим, что в любом случае нелинейная фаза эволюции возмущений с массой вблизи джинсова предела не должна, по-видимому, вести к ударным волнам. При $M \sim M_I$ значительную роль играет дисперсия воли в газе, обязанная самогравитации [14]; дисперсия способна предотвратить укручение и «опрокидывание» волн, а тем самым и формирование гидоодинамических оазоывов.

В картине [12] предполагается, что шаровые скопления, формирующиеся вскоре после рекомбинации, скучиваются затем в галактики, а галактики в свою очередь собираются в скопления. На этом пути можно, как полагают, объяснить некоторые важные свойства космических систем (см. также [15]), хотя и не удается избежать ряда трудностей, на которые указано недавно в работе [16]. По существу, процесс скучивания представляет собой гравитационную неустойчивость, но она развивается в «среде», «частицами» которой являются шаровые скопления. Решения (2), (3), (12), (13), (21) применимы и в этом случае; они описывают эволюцию возмущений в пространственном распределении шаровых скоплений для масштабов, гораздо больших среднего расстояния между ними. Слабые сгущения в этом распределении усиливаются со временем, что и ведет к образованию систем соответствующего масштаба. При этом пересечение траекторий, о котором упоминалось выше, уже не означаег, очевидно, появления ударных волн (как это было бы в газе). «Газ», «частицами» которого являются шаровые скопления, нужно считать бесстолкновительным, и в нем вместо плоских слоев должны возникать более или менее сферические образования. Парные взаимодействия шаровых скопле-

ЭВОЛЮЦИЯ ЭНТРОПИЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

ний становятся эффективными, когда соответствующие слои «газа» оказываются досгаточно сильно сжатыми, но это ведет не к контактным столкновениям, а к релаксации системы. Процесс релаксации протекает сначала в сильно нестационарном состоянии системы в целом (ср. бурную релаксацию Линден—Белла [17]); можно ожидать, что он способствует дальнейшей сферизации, а также и гравитационному связыванию системы, которая в конечном итоге приходит в вириальное равновесие. Скорее всего, часть наиболее «быстрых» членов системы может испариться в ходе этого процесса, что и обеспечивает отрицательность полной механической энергии системы (если она сначала была несвязанной) или усиление гравитационной связи.

Вместе с тем, в среде должен параллельно развиваться, как чужно полагать, и другой процесс, в котором помимо шаровых скоплений участвует и окружающий газ. Конденсация среды в шаровые скопления вряд ли могла быть полной, и часть метагалактического материала несомненно должна была оставаться в газовой фазе. Газ также участвует в продолжающейся гравитационной неустойчивости, которая, таким образом, охватывает и бесстолкновительную и столкновительную компоненты среды, т. е. распределение шаровых скоплений и распределение газа. Решения для нелинейной фазы развития гравитационной неустойчивости, которые здесь обсуждаются, применимы и к такой двухкомпонентной среде, причем в конце ее пересечение траекторий означает для газа возникновение ударной волны.

5. С течением времени развитие гравитационной неустойчивости переводит в нелинейный режим эволюцию возмущений все больших масштабов (при падающем спектре первичных энтропийных возмущений). Вслед за формированием протогалактик должно происходить формирование

протогрупп и протоскоплений; этот процесс также охватывает двухкомпонентный «газ» — совокупность изолирующихся галактик (бесстолкновительная компонента) и диффузную метагалактическую среду, находящуюся в том же объеме. И снова бесстолкновительная компонента имеет тенденцию к формированию более или менее сферического остова скопления, а газ претерпевает разогрев и сжатие. Имсется, однако, принципиальное разлычие между этими двумя ступенями космогонического процесса: если на первом из них (образование галактик) газ, сжатый в плоский слой, быстро остывает и может затем фрагментировать и превратиться в конце концов в звезды, то на втором (сбразование скоплений) газ остается разреженным и горячим — вследствие медленности теплопотерь — вплоть до современной эпохи. Последнее находится в соответствии с известным наблюдательным фактом наличия значительных масс горячего газа в крупных скоплениях галактик. Сама же возможность этих двух качественно различных по физическим условиям этапов процесса может служить объяснением существования двух принципиально различающихся типов метагалактических систем — галактик и скоплении [22].

Намеченная здесь в общих чертах космогоническая схема исходит из представления об энтропийных возмущениях как о форме догалактической структуры в ранней Вселенной. Падающий спектр неоднородностей плотности обуславливает развитие космогонического процесса от меньших масштабов к большим; однако картина не сводится к одному лишь последовательному скучиванию объектов, а включает в себя и газодинамические явления в сильно возбужденном состоянии метагалактической среды на нелинейной фазе гравитационной неустойчивости. Альтернативная схема, в которой происходит формирование сначала самых крупных образований — газовых протоскоплений, — предполагает, что в спектре исходных энтропийных возмущений наибольшие по масштабу космичсские системы были представлены наибольшими амплитудами. В этом случае энтропийные возмущения меньших масштабов. «выживающие» в горячем мире, служат естественными затравками для гравитационной фрагментации газовых протоскоплений, а затем и протогалактик.

Физические механизмы эволюции возмущений в послерекомбинационную эпоху, рассмотренные в настоящей работе, эффективно действуют в обоих упомянутых вариантах космогонической схемы. На этих механизмы мы и обращаем, главным образом, внимакие в данной работе. Выбор же между различными ксомогоническими гипотезами требует анализа сложной «обратной задачи», опирающейся на совокупность решенных теоретических проблем и наблюдательные сведения о современном состоянии крупномасштаблых структур и реликтового фона.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе АН СССР
THE EVOLUTION OF ENTROPY PERTURBATIONS AT THE POST-RECOMBINATION EPOCH. II. THE NON-LINEAR STAGE

A. S. ZENTSOVA, A. D. CHERNIN

A non-linear stage of the evolution of primordial entropy perturbations is studied at the post-recombination epoch when the perturbations transform into the growing strong perturbations of potential type. In this framework possible versions of the general cosmogonic trend in the hot Universe are discussed.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. С. Зенцова, А. Д. Чернин, Астрофизика, 15, 473, 1979.
- 2. Я. Б. Зельдович, Астрофизика, 6, 119, 1970.
- 3. Я. Б. Зельдович. И. Д. Новиков. Строение и эволюция Вселенной, Наука. М., 1976.
- 4. Л. Э. Гуревич, А. Д. Чернин, Введение в космогонию, Наука, М., 1978.
- 5. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ, 16, 587, 1946.
- 6. В. А. Рубан, А. Д. Чернин, Труды VI Всесоюзной школы по космофизике, Апатиты, 1969.
- 7. Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников, УФН, 80, 391, 1963.
- 8. Ya. B. Zeldoutch, Adv. Astron. Astrophys., 3, 241, 1965.
- 9. А. Г. Дорошкевич, В. С. Рябенький, С. Ф. Шанларин, Астрофизика, 9, 257, 1973.
- 10. R. A. Sunyaev, Ya. B. Zeldovich, Astron. Astrophys., 20, 189, 1972.
- 11. А. С. Зенцова. А. Д. Чернин, Письма АЖ, 3, 488, 1977.
- 12. А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Эельдович, И. Д. Новиков, Астрон, ж., 44, 295, 1967.
- 13. P. J. E. Peebls, R. H. Dicke, Ap. J., 154, 891, 1968.
- 14. В. А. Антонов, А. Д. Чернин, Астрон. ж., 54, 315, 1977.
- 15. R. Gutt, M. Rees, Astron. Astrophys., 45, 365, 1975.
- 16. S. van den Bergh, Astron. Astrophys., 44, 231, 1975.
- 17. D. Lynden-Bell, M. N., 136, 101, 1967.
- 18. А. Д. Чернин. Письма ЖЭТФ, 11, 317, 1970.
- A. D. Chernin, A. S. Stibergleit, Ye. A. Tropp. Astrophys. Space Sci., 43, 175, 1976.
- 20. A, D. Chernin, Astrophys. Lett., 19, 95, 1978.
- 21. А. С. Зильберглейт, А. Д. Чернин, Письма ЖТФ, 3, 50, 1978.
- 22. А. Д. Чернин, Астрофизика, 13, 29, 1977.

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

ВЫПУСК 1

УДК 621.383.812+523.15

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ М9щь ДЛЯ 6-МЕТРОВОГО ТЕЛЕСКОПА

М. М. БУТСЛОВ, А. Н. БУРЕНКОВ. Л. В. ГЯВГЯНЕН, В. Г. ДЕБУР, П. А. ЗНЫКИН, А. Ф. КЛЕПОВ, Л. И. КОНДРАШОВА, В. С. РЫЛОВ, Б. М. СТЕПАНОВ, Т. И. УШАКОВА, Т. М. ФЕДОРОВСКАЯ

Поступила 20 мая 1979 Пересмотрена 7 августа 1979

Даны результаты лабораторных исследований и испытаний на 6-м телескопе (БТА) однокамерного электронно-оптического преобразователя (ЭОП) типа М9щв с магнитной фокусировкой, щелевым фотокатодом 5×40 мм и плоской волоконной шайбой на выходе. Электронно-оптические преобразователи М9щв эксплуатировались в течение трех с половиной лет, из них 2 года — на светосильном спектрографе БТА. Одновременно исследовались различные параметры ЭОП в лабораторных условиях. Проницающая способность светосильного спектрографа БТА с М9щв для дисперсии 65A/мм, определенная по результатам наблюдений, составляет не менее 19^m при выдержке 1 час. Для фокусировки изображения ЭОП была создана фокусирующая система из постоянных магнитов оригинальной конструкции.

После 1950 г., когда впервые были опубликованы сведения о применепии ЭОП в астрономических наблюдениях [1], в СССР было создано много различных типов ЭОП, но ни один из них не разрабатывался специально для астрономии. Создание крупнейшего в мире б-м телескопа (БТА) поставило перед САО АН СССР задачу оснащения телескопа современными светоприемниками и прежде всего электронно-оптическими преобразователями с характеристиками, отвечающими требованиям наблюдательной астрономии. К этой работе обсерватория приступила в 1972 г., разработку и изготовление ЭОП взял на себя Институт оптикофизических измерений (ВНИИОФИ).

Астрономические ЭОП применяются в решении различных научных задач. Основным профилем работы БТА, как большого телескопа, являются спектральные наблюдения, которые ведутся сейчас преимущественно

М. М. БУТСАОВ И ДР.

на щелевых спектрографах. Специфика астроспектрографов такова, что они должны обеспечивать высокое пропускание света и, как следствие, они конструируются для работы с широкой входной щелью. В связи с этим требование к разрешающей способности ЭОП сводится к согласованию ее с шириной входной щели спектрографа по известному выражению

$$b = \mathcal{K}[d''_{l}df'', \tag{1}$$

где b — ширина входной щели, R — разрешение светоприемника, f/d и f''/d'' — относительные фокусные расстояния телескопа и камеры спектрографа. При регистрации спектров слабых объектов и размере изображения более 2'' на большом, т. е. длиннофокусном телескопе приходится расширять входную щель больше, чем это следует по (1). В этом случае, хотя имеет место потеря в спектральном разрешении, частотно-контрастная характеристика ЭОП и фотоэмульсии может оказаться лучше этой же характеристики для входной щели и последняя будет зарегистрирована более качественно, чем узкая щель, т. е. с большим числом градаций лркости и пространственных частот.

Расчетная разрешающая способность однокамерных ЭОП с магнитной фокусировкой ограничивается разбросом начальных скоростей фотоэлектронов и составляет 200—250 п. л./мм [2, 3]. В [3] показано также, что в реальных ЭОП на разрешение влияют непараллельность плоскости экрана и фотокатода и нестабильность источников питания ЭОП. Допустимый наклон плоскости экрана к плоскости фотокатода не должеь превышать 10 угловых минут, а стабильность электрического поля в лучшем случае 0.2%, магнитного — 0.1%. Очевидно также влияние на разрешающую способность качества люминофоров и волоконных шайб. В каскадных ЭОП перечисленные факторы суммируются.

Коэффициент преобразования является одним из важнейших параметров ЭОП и характеризует усиление ЭОП по свегу в определенном диапазоне длин волн. Для увеличения усиления ЭОП типа М9щя были улучшены следующие характеристики: спектральная чувствительность фотокатода, пропускание волоконной шайбы, рабочее напряжение доведено до 20 хВ.

Темновой ток ЭОП, создающий паразитное свечение выходного экрана, является причиной собственного шума преобразователя, снижает динамический диапазон системы: ЭОП — фотоэмульсия. Для снижения темнового тока ВНИИОФИ разработал технологию изготовления фотокатодов отдельно от объема колбы ЭОП. После формирования фотокатода и проверки его качества он вводится в ЭОП при помощи манипулятора.

Исследования ЭОП М9щв проводились в обсерватории. Потребовалось длительное время, чтобы установить стабильность характеристик ЭОП и, прежде бсего, внесенных фотокатодов.

180

За 2.5 года эксплуатации М9щв на светосильном спектрографе СП-160 на БТА было получено наблюдателями ряда обсерваторий свыше 1000 спектров звезд и галактик. Все спектры — фотометрические, с достаточной плотностью непрерывного спектра. Климатические условия наблюдений на БТА были следующие: в зимнее время температура воздуха в кабине первичного фокуса достигала — 15 С, летом + 15 С, влажность воздуха от 60 до 95%.

В табл. 1 дан ряд примеров отдельных спектров звезд, полученных на СП-160 БТА с ЭОП М9щв (область спектра 3600—5000 А). Во всех случаях применялась фотопленка Кодак 103а-О. На основании приведенных данных можно считать, что при хорошем качестве изображения и хорошей прозрачности проницающая способность этой системы составляет около 19^{тн} за 1 час наблюдения с дисперсией 65 А/мм. Из таблицы видно, что при плохой прозрачности выдержки от спектра к спектру изменяются хаотично. Спектры, приведенные в табл. 1, получены в разные ночи. Плохая прозрачность характеризуется наличием переменной дымки, из-за которой изображение слабой звезды на щели спектрографа иногда исчезало. Характерно, что качество изображения оставалось при этом относительно хорошим.

Таблица 1

Звезда	Период блеска (мин)	Диспер- сия (А/мм)	Блеск (зв. вел.)	Качество изобра- жения (угл.сек)	Прозрач- ность	Ширина щели (угл.сок)	Расши- рение (угл.сек)	Выдер- жка (мин)	Плотность континуума (ед. ГОСТ)
	1	1				1			
WZ Sge	81.5	55	16.8	3	хорошая	1.2		6	1.1
AM CVn	17	65	14	3	плохая	1.2	1.7	1.5	0.7
MV Lyr	120	65	14	2	плохая	1.2	1.5	2	0.7
AM Her	186	85	14	4	плохая	1.2	2.5	10	1.0
F около Mark 111		65	18.5	4	средняя	1.2		60	0.4

На рис. 1 представлена спектрограмма АМ Нег, данные о которой помещены в табл. 1.

Разрешающая способность. Визуальные измерения предела разрешения ЭОП М9щв выполнялись по мире абсолютного контраста, изображение которой проектировалось на фотокатод при помощи двух объективов РО-109-1а в масштабе 1:1. Изображение миры на экране ЭОП рассматривалось через микроскоп с 20-кратным увеличением. Измерения производились на двух экземплярах ЭОП с фокусировкой изображения как при помощи короткой электромагнитной катушки, так и магнитно-статической линзой, разработанной в обсерватории совместно с ЛЭТИ им. Ульянова (Ленина) [4]. Для случая электромагнитной катушки, которая давала уменьшенное в 1.32 раза изображение, предел разрешения в центре поля экрана составил 26.4 мкм (что соответствует примерно 20 мкм в масштабе 1:1). Предел разрешения с магнитно-статической линзой для первого ЭОП составил 20 мкм, для второго — 18.5 мкм. Во всех случаях ускоряющее напряжение было 15—17 кВ. Различие пределов разрешения двух ЭОП можно объяснить разной толщиной слоев люминофора в экранах.

Для уменьшения веса оснастки ЭОП и удобной стыковки ЭОП с камерой спектрографа обе магнитные системы были изготовлены малогабаритными: внутренний диаметр брони катушки 125 мм, линзы — 111 мм. Относительно малые размеры катушки и постоянного магнита привели к тому, что напряженность магнитного поля стала расти быстрее в направлении от эси катушки (или магнита), чем у ранее применявшихся катушек с внутренним диаметром 140 мм. В связи с этим разрешающая способность ЭОП, выставленная на максимальное значение в центре поля, на расстоянии 10 мм от центра снижалась до 30 п. л./мм. Наблюдалось также некоторое увеличение масштаба изображения на краю поля, которое на расстоянии 10 мм от центра составляло 9% для обеих фокусирующих систем.

Известно, что ЭОП с магнитной фокусировкой короткими катушками дает изображение с S-дисторсией: изображение прямой линии имеет на экране форму, напоминающую сильно вытянутую букву S. На рабочем поле М9щв, составляющем 22—20 мм, отклонения от прямой линии в обоих ЭОП начинаются за пределами центрального поля 11—12 мм. При этом наибольшие отклонения от прямой наблюдаются на краях поля и они направлены в разные стороны. Для катушки отклонения равны с одной стороны 0.4 мм, с другой — 0.3 мм; для магнита соответственно 0.5 и 0.4 мм.

Уменьшение разрешения и изменение масштаба изображения на краю поля могут быть значительно снижены путем повышения однородности электрического и магнитного полей и, в частности, путем увеличения габаритов магнитной системы. Более сложный путь — коррекция поля вспомогательными катушками или магнитами, а также подбором профиля магнитопревода. В настоящее время эта работа находится в стадии завершения.

Было также измерено разрешение, которое получается на фотоэмульсии Кодак 103а-0 при фотографировании с экрана ЭОП путем контакта фотопленки с плоскостью волоконной шайбы. Разрешение определялось или по двум близким линиям спектра сравнения, или по полуширине слабой линии. На рис. 2 даны записи одиночной и двойной линий спектра сравнения, отстоящих от центра поля на расстоянии 8 мм, и профиль одиночной линии в центре поля. Полуширина профиля одиночной линии равна 40 мкм, расстояние между двумя близкими линиями равно 44 мкм



Рис. 1. Спектрограмма звезды АМ Нег, 14^т, спектральный диапазон 3450 5300 А. дисперсия 85 А/мм, разрешение 3.4 А. континуум нормальной плотности. Видно, что профили линий асимметричны, с хорошей проработкой деталей.

К ст. М. М. Бутслова, А. Н. Буренкова и др.

с контрастом 20%. Пересчет на допустимый в фотометрии контраст 10% дает разрешение по дублету также 40 мкм.



Рис. 2. Профили двойной и одиночных линий спектра сравнения, получены с помощью М9щв. Запись на микрофотометре ИФО-451 с увеличением 100[×].

Коэффициент преобразования. На рис. 3 дана зависимость коэффициента преобразования от ускоряющего напряжения. В ЭОП I усиление заметно больше, чем в ЭОП II, при этом после 16 кВ рост усиления начинает несколько замедляться по мере увеличения разности потенциалов.



Рис. 3. Коэффициент преобразования ЭОП I и II в зависимости от ускоряющего напряжения для области 4550 А.

В ЭОП I сигнал на экране появляется уже при 4 кВ, а в ЭОП II — при 5.5 кВ, что можно объяснить потерей энергии электронов в пленке алюминия, нанесенной на слой люминофора со стороны катода. Величина потерь энергии определяется толщиной пленки алюминия. При 18 кВ коэффициенты преобразования достигают 40 у ЭОП I; 26 — у ЭОП II. Представленные на рис. З коэффициенты преобразования соответствуют области, совпадающей со спектральным диапазоном свечения экрана ЭОП, поэтому их значения идентичны тому выигрышу в выдержке, который дает ЭОП по сравнению с фотоэмульсией. Максимум свечения экрана приходится на длину волны 4550 А и находится вблизи спектральной области максимальной чувствительности фотоэмульсий 103а-0, 103а и др. Поэтому для спектральной области по длине волны, превышающей 4550 А, выигрыш будет преимущественно больше коэффициента преобразования ЭОП. Исключение составляют только области дсбавочной чувствительности сенсибилизированных фотоматериалов, в которых выигрыш снижается. Например, для эмульсии 103а-D область уменьшения выигрыша падает на длины волн 6000—6400 А.

При фотографировании нестационарных во времени объектов необходимо знать разрешающее время ЭОП. В М9щв временное разрешение целиком определяется временем высвечивания люминофора экрана На рис. 4 дана зависимость послесвечения экрана от времени. Поскольку послесвечение зависит от величины и длительности светового сигнала, подаваемого на фотокатод ЭОП, для измерений, приведенных на рис. 4, был



Рис. 4. Зависимость послесвечения экрана М9щв от времени. Ускоряющее напряжение 15 кВ.

выбран уровень освещенности фотокатода, равный такой освещенности, которую создает 6-м телескоп в фокусе 184 м от звезды 10^т при качестве изображения 6 угл. с. Следует заметить, что коэффициенты преобразования измерялись при таком уровне светового сигнала, длительность которого была 1 мин, мощность — около 4.10⁻¹³ Вт на площадке диаметром 6 мм.

Светочувствительность фотокатодов. Интегральная чувствительность фотокатода ЭОП I сразу после изготовления составляла 340 мк. А/лм, ЭОП II — 260 мк. А/лм. На рис. 5 даны спектральные чувствительности фотокатодов этих ЭОП, выраженные в мА/Вт. Наклонные прямые показывают квантовый выход в %. Как следует из рис. 5 чувствительность фотокатодов в течение 2 лет изменялась мало, что свидетельствует об устойчивости внесен-



Рис. 5. Спектральные чувствительности многощелочных фотокатодов ЭОП 1 и ЭОП II, измеренные в 1976 г. (кривая «а») и в 1978 г. (кривая «б»).



Рис. 6. Внешний вид М9шв: 1 — штенгель для внесения фотокатода. 2 — высоковольтный ввод.

ных катодов и правильности принятой технологии их изготовления. Замеченное нами старение катодов привело к некоторому уменьшению прежде всего «красной» чувствительности. В ЭОП II произошло небольшое снижение чувствительности также в синей области. К сожалению, не удалось провести измерения спектральной чувствительности в 1975 г., когда они были изготовлены.

Темновое свечение экрана. Темновое свечение экранов обоих ЭОП оказалось практически малым и было следствием термоэлектронной эмиссии. Например, экспонирование фотопленки 103а-О темновым свечением экрана в течение 1 часа при 15 С создавало почернение около 0.1 ед. ГОСТ (проявитель MW P-2); при температуре около — 5 С темновое свечение было настолько незначительным, что не оставляло на фотоэмульсии видимых следов за 6 час. экспонирования.

Лабораторные измерения темнового свечения показали, что при 15С термоэлектронная эмиссия фотокатода соответствует 2·10⁻¹⁶ A/см².

Заключение. 1. Астрономические ЭОП М9щв, разработанные для регистрации спектров, успешно прошли испытания на БТА. 2. Исследования М9щв в лаборатории подтвердили их высокие эксплуатационные качества по усилению, спектральному диапазону, фотометрической гочноности и по низкому уровню шума.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений

ELECTRONIC IMAGE CONVERTER FOR 6-METER TELESCOPE

M. M. BUTSLOV, A. N. BURENKOV, V. V. GYAVGYANEN, V. G. DEBUR, P. A. ZNIKIN, A. F. KLEPOV, L. I. KONDRASHEVA, V. S. RILOV, B. M. STEPANOV, T. I. USHAKOVA, T. M. FEDOROVSKAYA

The results of tests on the 6-meter Telescope (BTA) and the laboratory investigations of the single-stage image tube with magnetic focusing, plane fiber optic output and the 5 \times 40 mm slit photocathode are presented. The image tubes operated for 3.5 years, 2 years of which they worked on the fast BTA spectrograph. Simultaneously the different parameters of the image tube were investigated in laboratory conditions. The calculated limiting magnitude of the BTA fast spectrograph with image tube for the reciprocal linear dispersion 65 A/mm, determined from the observational results is no less than 19^m for the exposition of 1 hour. In order to focuse the image tube a focuse system was made out of permanent magnets of original construction.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. А. Калиняк. В. И. Красовский, В. Б. Никонов, Изв. КрАО, 6, 119, 1950.
- 2. И. Н. Зайдель, Б. И. Куренков, Электронно-оптические преобразователи. Советское радио, М., 1970.
- 3. А. А. Коровяковская, В. С. Рылов, Астрофизические исследования, (Изв. САО), 8, 135, 1976.
- 4. А. А. Блохин, А. В. Гявіянен, С. И. Молоковский, В. С. Рылов. ПТЭ, 1980, № 2.

186

академия наук армянской сср АСТРОФИЗИКА

TOM 16

ФЕВРАЛЬ, 1980

выпуск 1

УДК 523 841

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПРИМЕЧАТЕЛЬНАЯ ЗВЕЗДА В ЗМЕЕ

При просмотре пластинок Бюраканского спектрального обзора неба, проводимого с целью выявления галактик с ультрафиолетовым континуумом, нами была обнаружена новая эруптивная звезда, яркость которой по сравнению с яркостью на картах Паломарского обозрения возросла примерно на четыре величины и теперь соответствует $m_V = 14^{\circ}$. По нашим спектральным снимкам, а также по прямым снимкам некоторых сотрудников Бюраканской обсерватории, мы проследили эту звезду до мая 1965 г., причем яркость ее в интервале с мая 1965 г. до мая 1979 г., то есть в течение 14 лет оставалась постоянной (в пределах наших глазомерных оценок, точность которых $\pm 0^{\circ}3$) — $m_V = 14^{\circ}$. Более ранних дзяных между апрелем 1950 г. (карты Паломарского обозрения) и маем 1965 г. нам не удалось найти, и неизвестно когда произошел подъем блеска. Спектральное распределение энергии, оцененное по низкодисперсионным снимкам (2500 А/мм у Нз) 40[°] телескопа системы Шмидта, соответствует спектрам и маем 208.

Щелевой спектр, полученный 6/7 июля 1978 г. с помощью спектрографа UAGS, в комбинации с OMA. в фокусе Нэсмита ЗТА 2.6 м Бюраканской обсерватории, с дисперсией 200 А/мм, в интервале длин волн 3800—7000 со спектральным разрешением около 10 А. выявил очень сильные и широкие эмиссионные линии: Не II 1 4686, Не I 20 6678, 5875. 4471, 3964, 3888, Н₂—Н: и широкую абсорбцию магниевого триплета Mg I $\lambda\lambda$ 5167, 5172, 5183.

Повторная спектрограмма, полученная при тех же условиях (UAGS+ + OMA, ЗТА 2.6 м, D = 200 А/мм, 12. 3800-7000), 28/29 июня 1979 г.,

краткие сообщения

показала совершенно идентичный спектр. На рис. 1 приведены оба спектра, откуда видно, что за один год изменений в спектре этой звезды не



Рис. 1.

произошло. Некоторое ослабление интенсивности всех линий на нижнем спектре объясняется малым временем накопления по сравнению с верхним спектром.

КАРТА ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

(в красных лучах). Север сверху, восток слева. Сторона квадрата 16'.





К ст. Дж. А. Стеланяна

В табл. 1 приведены все уверенно отождествленные эмиссионные линии, их полные ширины на уровне непрерывного спектра, а также соответствующие им скорости расширения. Ввиду недостаточного спектрального разрешения нам не удалось разрешить тройную бленду Mg I, а десятипроцентная шумовая дорожка, зависящая как от режимов накопления, так и от количества суммируемых спектров, не позволила уверенно отождествить слабые линии. Однако наличие эмиссионных линий: He I 5015, 4921, 4026, С II / 4267 и тройной бленды С III 4647, 4650, 4651, по-видимому, можно заподозрить. На обеих спектрограммах не наблюдаются какиелибо запрещенные линии. Прямые снимки, полученные в главном фокусе ЭТА 2.6 м с целью выявления оболочки, не дали положительных результатов.

λ	Отожде- ствление	W ar	V _(км/с)	Ī.	Отожде- ствление	$W_{\Delta\lambda}$	V (жы/с)
6678	He I	35	1572	4471	He I	35	2348
6563	H	78	3565	4340	Hr	51	3525
5875	He I	35	1787	4101	Ha	48	3584
4861	H3	58	3579	3970 3964	He - He I	50	3778
4686	He II	65	4161	3889	H: + He I	47	3625

Как видно из табл. 1, линии бальмеровской серии дают почти одинаковые скорости расширения порядка 1800 км/с, а полные ширины линий нейтрального гелия одинаковы и равны 35 А. Профили неблендпрованных линий симметричны. Полная ширина Не II л 4686 больше, чем у Не I. Вышесказанное приводит нас к выводам:

а) расширение оболочки доплеровское:

б) существует стратификация излучения в оболочке;

в) здесь, вероятно, имсет место случай, когда вещество движется с замедлением и ширины линий возрастают вместе с потенциалом ионизации.

По амплитуде вспышки, длительности пребывания на более высоком уровне яркости, а также по приведенным выше спектральным особенностям, нам не удалось отнести обнаруженную звезду к какому-либо известному классу эруптивных звезд. Заметим, однако, что у этой звезды имеется ряд общих характеристик, сходных с характеристиками звезд типа Вольфа—Райе, хотя по целому ряду других она отличается от них. В частности, галактическая широта $b = +50^\circ$.

Координаты звезды для эпохи 1950 г. равны $\alpha = 15^{h}35^{m}44^{s}$, $\delta = 19^{\circ}01'30''$. На рис. 2 приведена карта отождествления, отпечатанная с красной карты Паломарского обозрения.

Таблица 1

краткие сообщения

Выражаю глубокую благодарность академику АН Арм. ССР Б. Е. Маркаряну за ценные дискуссии и советы. Выражаю также благодарность А. С. Амирханяну и Э. Таго за помощь при наблюдениях.

Noteworty Star in Serpent. A new eruptive star whose brightness increases about four magnitudes, after which in the last 14 years remains constant, has been discovered. The slit spectra shows wide emission lines He II, He I, H, and wide absorption lines of Mg $\lambda\lambda$ 5167, 5172, 5183. We have not succeeded to adhere this star to any known class of eruptive stars.

2 октябоя 1979

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Дж. А. СТЕПАНЯН

УДК 523.841

НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Для выявления углеродных звезд в Абастуманской астрофизической обсерватории на 70-см менисковом телескопе, с применением 2° призмы и фотопластинок Kodak IIIa-F, получен наблюдательный материал. Экваториальные и галактические координаты центров областей приводятся в табл. 1.

				Ι ασλαμα /
No	a 1900	G 1900	l ₁₉₀₀	b 1900
1	19 ^h 22 ^m	43°40′	7 5.7	13.0
2	21 52	53 00	98.2	- 1.0
3	22 00	30 46	85.5	-19.3
				I

Ранее в области Лебедя было выявлено десять новых углеродных звезд [1], а вокруг ї Кассиопеи— одиннадцать [2]. Критерием выделения служили полосы С₂ λλ 4737 и 5165.

Координаты и звездные величины новых углеродных звезд прчведены в табл. 2. Эвездные величины определялись по диаметрам, измеренным на Паломарских картах посредством зависимостей, приводимых в [3].

190

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВАЕНИЯ Углеродных звезд



К статье О. М. Куртанидан и др.

Звезды с номерами 2, 3, 4 находятся в поле HD 200614, а первая и пятая, соответственно, близ RR Лиры и RZ Пегаса. Отметим, что последняя является углеродной звездой.

				Таблица 2
No	a1900	0 ₁₉₀₀	В	V
1	19 ^h 16 ^m 42 ^s 1	41°55′13″	14 ^m 4	13 ^m 7
2	20 48 20.3	58 08 10	16.6	13.1
3	54.0	55 57 00	17.1	12.4
4	21 04 06.1	55 53 35	19.7	15.4
5	56 36.2	31 06 20	14.4	12.8

Две углеродные звезды (№ 3014, 3017), содержащиеся в каталоге Стефенсона [4], находятся в исследуемой области и были независимо выявлены нами.

Приводятся карты отождествления, отпечатанные с красных карт Паломарского атласа.

New Carbon Stars. On the low dispersion spectral survey of the three selected Milky Way region five new carbon stars are revealed.

20 марта 1979

Абастуманская астрофизическая обсерватория

О. М. КУРТАНИДЗЕ В. В. НАТРИАШВИЛИ Р. Ш. НАЦВЛИШВИЛИ

ЛИТЕРАТУРА

- 1. O. M. Kurtantdze, R. M. West, Astron. Astrophys., Suppl. ser. (in press); ESO Scientific Preprint, No. 57, 1979.
- 2. О. М. Куртанидзе, В. В. Натриашвили, Астрон. цирк., № 1036, 1979.
- 3. J. Dorschner, J. Gurtler, R. Schlielcke, K.-H. Schmidt, Astron. Nachr., 289, 51 1966.
- 4. C. B. Stephenson, Publ. Warner and Swasey Obs., 1, 4, 1973.

CONTENTS

SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. I	_
B. E. Markarian, V. A. Lipovelsky, J. A. Stepanian THE NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS, III	5
M. A. Kuzurian, E. S. Kazarlan	17
COMPACT GALAXIES IN THE FIELD 07 ^h 59 ^m + 54°44'	
F. Borngen, A. T. Kalloghlian	25
OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS WITH	
THE RADIO TELESCOPE RATAN-600 · · · · · · · V. H. Malumian	31
SPECIROPHOTOMETRY OF THE NUCLEUS OF SYZ GALAXY MARKA-	20
THE LUMINOSITY FUNCTION OF SEVERT GALAXIES . V. Y. Torobiah	39
70DIACAL LIGHT AND THE COUNTS OF GALAXIES M. M. Joguger	63
DETERMINATION OF THE GALAXY SPIRAL STRUCTURE PARAMETERS	05
FROM 111 AT 21 cm. 11. NON-LINEAR THEORY. $30^\circ \le l \le 60^\circ$.	
V. G. Berman, Yu. N. Mishurov	73
SLOW FLARES IN AGGREGATES. I	87
ON THE FLARE STAR STATISTICS L. V. Mirzoyan, G. H. Brutiun	97
FLARE ACTIVITY OF BY DRA	
A. S. Melkonian, K. Oluh, A. V. Oskunian Jr., V. S. Oskanian	107
INTERCONFIGURATION TRANSITIONS OF CIII, NIV, OV IN SPECTRA	
OF WOLF-RAYET STARS A. F. Kholtygin	115
THE RADIATION PRESSURE IN SPECTRAL LINES IN THE MEDIUM WITH	
SUPERSUNIC AXIAL-SYMMETRIC MOTIONS. II. SYSTEMS OF GAS	100
THE BOADENING OF SPECTRAL LINES BY ELECTRON SCATTERING	123
THE SKOADENING OF SPECIAAL LINES BY ELECTRON SCATTERING.	120
NON-LINEAR RUNNING WAVES OF STELLAR DENSITY IN MODEL OF A	132
HOMOGENEOUS MEDIUM, II. THIN LAYER · · · · S. N. Nuritdingy	153
RELATIVISTIC LANGMUIR SOLITONS IN MAGNETOSPHERE OF PUL-	100
SARS G. I. Melikidze, A. D. Pataraya	161
THE EVOLUTION OF ENTROPY PERTURBATIONS AT THE POST-RECOM-	
BINATIONS EPOCH. II. THE NONLINEAR STAGE	
A. S. Zentsova, A. D. Chernin	169
ELECTRONIC IMAGE CONVERTER FOR 6-METER TELESCOPE	
M. M. Butslov, A. N. Burenkov, L. V. Gyavgyanen, V. G. Debur,	
P. A. Znikin, A. F. Klepov, L. I. Kondrashova, V. S. Rilov,	
B. M. Stepanov, T. I. Ushakova, T. M. Fedorovskaya	179
NOTES	
NOTEWORTY STAR IN SERPENT	187

NEW CARBON STAR . O. M. Kurtanidze, V. V. Natriashvili, R. Sh. Natsvilisvili 190