

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 22

АПРЕЛЬ, 1985

ВЫПУСК 2

## СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. V

- Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий,  
Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова* 215
- О НЕКОТОРЫХ НОВЫХ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ГАЛАКТИКАХ СО  
СТРУЯМИ . . . . . *А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян* 229
- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИКИ M 82. II  
*А. С. Амирханян, В. А. Газен-Торн, В. П. Решетников* 239
- СВЯЗЬ ПРОЯВЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ КВАЗАРА 3С 345 В ОПТИЧЕСКОМ  
И РАДИОДИАПАЗОНАХ  
*М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконов, В. Л. Горохов* 247
- СХОДСТВО МЕЖДУ ПРОТЯЖЕННЫМИ КОМПОНЕНТАМИ РАДИОГА-  
ЛАКТИК И ОСТАТКАМИ СВЕРХНОВЫХ ТИПА „ПЛЕРИОНОВ“  
*Б. В. Комберг, М. А. Смирнов* 257
- О ХАРАКТЕРЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГА-  
ЛАКТИК . . . . . *В. Г. Горбачук* 267
- О САМОСОГЛАСОВАННОЙ МОДЕЛИ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАК-  
ТИК. I. ГАЛАКТИЧЕСКАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ СКОПЛЕНИЯ  
*М. В. Конюков* 273
- ЭВОЛЮЦИЯ ОЧЕНЬ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ВА-  
КУУМОМ . . . . . *В. Г. Гурьядян, А. А. Кочарян, С. Г. Матинян* 287
- НЕТЕПЛОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЦЕНТРА ГАЛАКТИКИ  
*Ч. Н. Сеитнепесов, А. Х. Ханбердиев* 293
- ГИДРОСТАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ГАЗА В СКОПЛЕНИЯХ, НЕСТАЦИО-  
НАРНЫХ В ИРРЕГУЛЯРНОМ ПОЛЕ . . . . . *К. А. Сидоров* 303
- НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ АССОЦИАЦИИ ЕДИ-  
НОРОГ I . . . . . *Э. С. Парсамян, Л. Розино, О. С. Чавушян* 315
- UVV-ФОТОМЕТРИЯ НОВЫХ H $\alpha$ -ЗВЕЗД В АССОЦИАЦИИ ОРИОН OB1d  
*К. Г. Гаспарян* 325
- ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ЗВЕЗД ХОЛОДНЫХ  
СВЕРХГИГАНТОВ ОТ ЦВЕТА I—K . . . . . *Р. А. Варданян* 335
- ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР В АТМОСФЕРАХ F-СВЕРХГИГАН-  
ТОВ. I. ПОВЫШЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ Fe I  
*А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин* 339

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Н

Խ Յ Ր Պ Ր Պ Կ Մ Ա Կ Ո Ւ Ե Չ Ի Մ

Գ. Ս. Բինովստի-Վոզան, Ա. Ս. Բոյարչուկ, Վ. Գ. Գորրացկի, Լ. Ս. Լուրդ,  
Ե. Կ. Խարաձե, Ռ. Ի. Կիլաձե, Ի. Ս. Կոպիլով, Վ. Հ. Համարձումյան (գլխավոր  
խմբագիր), Ա. Գ. Մանկիչ, Բ. Ե. Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի  
տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Վ. Սորոլև (գլխ. խմբագրի տեղակալ),  
Վ. Յու. Տերերիժ, Ա. Տ. Քալիոլյան (պատ. քարտուղար)

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Боярчук, В. Г. Горбацкий, А. Т. Каллоглян (ответственный секретарь), Р. И. Киладзе, И. М. Копылов, Л. С. Лууд, Б. Е. Маркарян, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), Г. С. Саакян, В. В. Соболев (зам. главного редактора), В. Ю. Терезиан, Е. К. Харадзе.

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

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

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագում է ինֆնատիկ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և առասպալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով:

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

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռ. 80 կ., բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ առասպանմանում՝ «Մեծդուրեւորդեայա կենգա» գործակալության միջոցով, Մասկվա, 200.

УДК: 524.6—355:520.843

## СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. V

Б. Е. МАРКАРЯН, Л. К. ЕРАСТОВА, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ,  
Дж. А. СТЕПАНЯН, А. И. ШАПОВАЛОВА

Поступила 26 октября 1984

Приводятся результаты спектральных наблюдений 88 объектов из списков галактик с УФ-континуумом, выполненных на БТА. У основной части исследованных галактик обнаружены эмиссионные линии в красной и синей областях спектра. Определены красные смещения и светимости всех галактик. У четырех галактик обнаружены сейфертовские особенности. Две из них — Марк 670 и 822 — отнесены к сейфертовским галактикам второго и еще две — Марк 864 и 1400 — к сейфертовским галактикам первого типа.

В течение последних лет в САО проводились спектральные наблюдения объектов практически из всех списков галактик с УФ-континуумом [1—3].

Все наблюдения выполнены в прямом фокусе БТА со спектрографом UAGS в сочетании с многокаскадным ЭОП типов УМ-92 или УМК-91В. Если с первым из вышеуказанных ЭОП наблюдались красная и синяя области спектров, с УМК-91В наблюдения проводились в основном в синей области спектра из-за низкой чувствительности последнего в красной области. В обоих случаях получались нерасширенные спектры объектов на фотопленках А-600Н и А-500Н, соответственно, с дисперсией 100 А/мм и спектральным разрешением 5-8 А. Заметим, что спектральное разрешение ЭОП УМК-91В несколько лучше, нежели УМ-92.

В этой статье приводятся результаты спектральных наблюдений 88 объектов.

У четырех галактик — Марк 670, 822, 864 и 1400 обнаружены сейфертовские особенности. Первые две галактики — Марк 670 и 822 — отнесены к сейфертовским галактикам второго, две последние — Марк 864 и 1400 — к сейфертовским галактикам первого типа. Регистрограммы спектров сейфертовских галактик первого типа Марк 864 и Марк 1400 представлены на рис. 1.



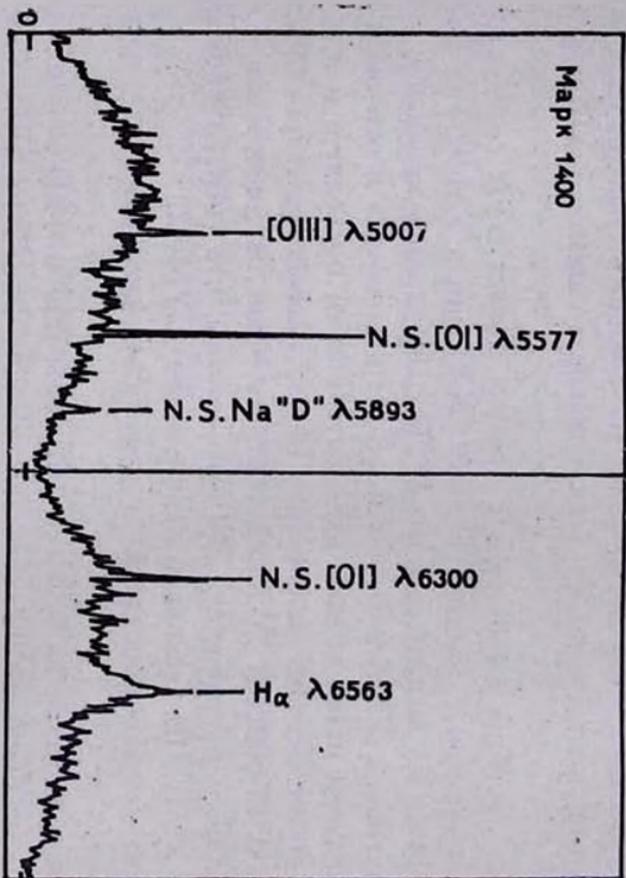
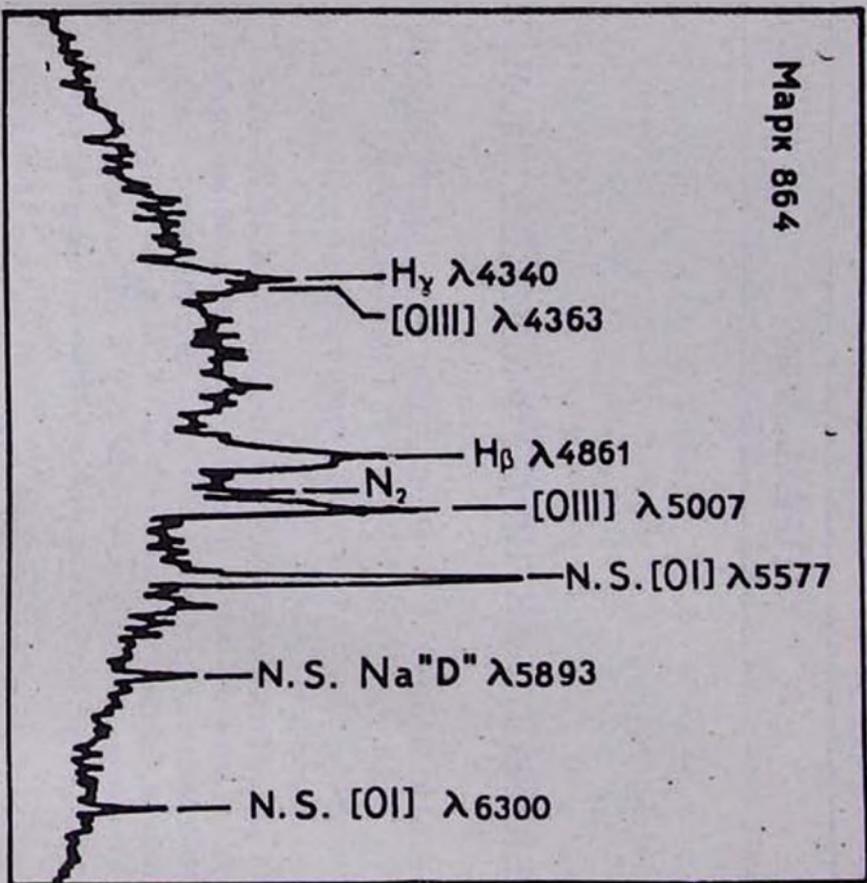


Рис. 1. Регистрограммы спектров сейфертовских галактик Марк 864 и Марк 1400.



У 56 галактик выявлены эмиссионные линии, у остальных 24 красные смещения измерены по абсорбционным линиям Ca II H и K, еще у трех красные смещения измерены по линии NaID. Отметим, что точность измерений лучевых скоростей по абсорбционным линиям Ca II H и K и дублета NaID несколько хуже, чем по эмиссионным линиям.

Результаты представлены в табл. 1, где последовательно приведены: 1 — порядковый номер; 2 — номер галактики по [1—3]; 3 — видимая фотографическая звездная величина по [19], в круглых скобках согласно [1—3]; 4 — наблюдаемая лучевая скорость; 5 — красное смещение, определенное по эмиссионным и абсорбционным линиям, исправленное за движение Солнца; 6 — абсолютная фотографическая звездная величина с учетом межзвездного поглощения при  $H = 75$  км/с Мпс; 7 — тип объекта согласно [1—3].

В табл. 1 вошли также 19 объектов, щелевые спектры которых были ранее получены на меньших телескопах в красной части спектра. В спектрах этих объектов не наблюдались эмиссионные линии или были обнаружены слабые эмиссионные линии, по которым красные смещения определялись неуверенно. Эти объекты были заново пересняты на БТА с лучшим отношением сигнал/шум. Около половины из них показали в своих спектрах уверенные эмиссионные линии, у остальных обнаружены лишь абсорбционные линии Ca II H и K, G-полоса и др.

Около двух третей объектов, щелевые спектры которых получены в синей области, являются объектами довольно высокого возбуждения, ( $N_1/N_2 > 2-3$ ), остальные — объекты низкого возбуждения.

Отметим, что на центральные области галактик Марк 227, 351, 505 и 959 проектируются звезды, в спектрах этих галактик наблюдаются несмещенные линии Ca II H и K.

Последний объект Марк 959 является очень компактной звездообразной галактикой IV Zw 30 [20]. Очевидно, что звездообразность здесь обусловлена проекцией звезды на центральную область галактики. Еще у одного объекта, Марк 914, в щелевом спектре наблюдается несмещенная уширенная эмиссионная линия  $H_\alpha$  и He I  $\lambda$  5876. Он оказался эмиссионным объектом нашей Галактики Lk  $H_\alpha$  233 [22].

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Специальная астрофизическая  
обсерватория

Таблица 1

№	Номер по [1—3]	$m_{PB}$	$V_r$	$z_0$	$M_{PB}$	Тип по [1—3]
1	2	3	4	5	6	7
1	77	(16 <sup>m</sup> 5)	27332	0.0915	(-21 <sup>m</sup> 8)	sd3e:
2	112	(16.5)	8229	0.0275	(-19.0)	d3
3	117	15.5	11464	0.0384	-20.8	d3e:
4	137	15.6	10572	0.0357	-20.5	ds2e:
5	160	(16.5)	12045	0.0407	(-19.9)	d2e:
6	167	(17.5)	6234	0.0210	(-17.4)	sd2
7	184	(16)	13629	0.0458	(-20.6)	d3
8	189	(16)	6354	0.0217	(-19.0)	d3
9	204	(16)	17283	0.0581	(-21.1)	ds3
10	217	(16)	13755	0.0464	(-20.6)	s1e:
11	240	(17)	8523	0.0288	(-18.6)	ds3
12	293	(17.5)	8949	0.0303	(-18.2)	d2e:
13	302	(17.5)	9225	0.0312	(-18.3)	ds2e:
14	395	(17)	6610	0.0219	(-18.1)	sd2e
15	422	14.8	9515	0.0316	-21.0	sd3e:
16	433	14.7	3564	0.0122	-19.0	sd3e:
17	488	15.7	6505	0.0222	-19.4	d3
18	591	15.2	12459	0.0417	-21.2	d3e
19	621	(16.5)	13425	0.0443	(-20.2)	d3e
20	670	(15.5)	10475	0.0352	(-20.5)	s3e:
21	680	(16.5)	12249	0.0411	(-19.8)	ds3
22	681	(16.5)	20832	0.0697	(-21.0)	ds2
23	713	14.6	6808	0.0221	-20.5	ds2e:
24	753	(16)	16620	0.0553	(-21.0)	ds3
25	755	(16)	15727	0.0520	(-20.9)	d3e
26	760	14.6	1755:	0.0056:	-17.4	d3e:
27	765	(16.5)	8259	0.0275	(-18.9)	ds1
28	770	(15)	14403	0.0481	(-21.7)	d3
29	801	(16.5)	28372	0.0945	(-21.6)	s2
30	820	15.2	6700	0.0227	-19.9	d3
31	822	(15)	16255	0.0544	(-22.0)	s3e
32	823	(15)	13715	0.0459	(-21.6)	sd2e
33	833	(16)	11818	0.0398	(-20.3)	sd2
34	850	(16.5)	2179	0.0077	(-16.3)	s2
35	864	(16.5)	21420	0.0719	(-21.1)	s2
36	867	15.3	21552	0.0724	-22.3	sd2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
37	868	15.7	10268	0.0346	-20.4	d3
38	905	14.4	4749	0.0168	-20.7	ds3e:
39	907	13.1	1163	0.0048	-19.4	ds2e
40	908	13.8	1193	0.0040	-18.4	d2e
41	922	14.7	6574	0.0228	-20.6	sd2e:
42	930	(15)	5492	0.0191	(-19.9)	sd1e
43	941	(16.5)	14321	0.0486	(-20.4)	sd3e
44	953	15.5	4461	0.0156	-19.0	d3e:
45	963	(16)	5783:	0.0195:	(-18.7)	d3
46	1046	(16.5)	10328	0.0349	(-19.8)	ds2e:
47	1047	(16)	6814	0.0228	(-19.1)	d2e:
48	1060	15.2	9234:	0.0313:	-21.4	ds3e:
49	1067	14.4	4044	0.0140	-20.5	ds3e:
50	1072	15.1	4557	0.0156	-20.0	ds3e:
51	1077	(16)	6736	0.0229	(-20.0)	ds2
52	1085	(16)	4929	0.0160	(-18.5)	d3
53	1092	(14.5)	3286	0.0105	(-19.2)	sd3e
54	1093	(15.5)	4353	0.0141	(-18.8)	ds3e:
55	1219	(16.5)	9093	0.0296	(-19.4)	d3
56	1223	(16.5)	8574:	0.0281:	(-19.1)	d3e
57	1225	14.6	3834	0.0123	-19.2	ds3
58	1226	15.7	8067	0.0265	-19.7	sd3e
59	1227	(16.5)	8946	0.0294	(-19.1)	d3e:
60	1241	15.0	12408:	0.0409:	-21.3	ds2
61	1248	(16.5)	7974:	0.0272:	(-19.1)	s3
62	1250	(16.5)	10927	0.0370	(-19.8)	ds3
63	1268	(17)	13053	0.0435	(-19.5)	d2
64	1281	(16.5)	10499	0.0356	(-19.6)	sd3
65	1286	(17)	25063	0.0842	(-21.0)	sd2
66	1288	14.4	6744	0.0223	-20.7	s3e:
67	1297	14.9	5703:	0.0188:	-19.7	s3
68	1300	(16.5)	10103	0.0335	(-19.4)	d2
69	1303	(16.5)	6598	0.0215	(-18.4)	ds2e:
70	1311	(16)	10076	0.0331	(-19.9)	sd3
71	1348	(16.5)	7224	0.0247	(-18.9)	ds3e:
72	1378	(16.5)	9593:	0.0326:	(-19.4)	ds3e:
73	1386	(17)	5702	0.0194	(-17.7)	ds2e
74	1398	15.7	6754	0.0232	-19.4	ds2e
75	1400	15.6	8826	0.0296	-20.1	s2e

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
76	1435	15.5	3358:	0.0114:	-18 <sup>m</sup> .1	sd2
77	1436	(16)	12909	0.0434	(-20.6)	sd3e:
78	1443	12.6	654	0.0022	-17.4	d2e
79	1449	(16)	11209	0.0372	(-20.1)	d3
80	1454	(16)	7730	0.0256	(-19.3)	d2
81	1473	15.7	13014	0.0438	-20.9	sd1e
82	1476	15.6	12198	0.0411	-21.0	sd1e
83	1478	(14.5)	8040	0.0273	(-21.0)	d2e:

### Описание спектров.

- 77 — Ранее [4] в спектре этого объекта линии не были обнаружены. На наших спектрах наблюдаются сильные линии  $H_{\alpha}$  и [O II]  $\lambda$  3727, слабая [N II]  $\lambda$  6583, континуум интенсивный. Галактика со спектром низкого возбуждения.
- 112 — В красной области спектра эмиссионные линии не обнаружены [5, 10]. На наших спектрах красное смещение измерено по абсорбционным линиям Ca II H, K.
- 117 — В красной части спектра линии не наблюдались [8, 10, 11]. Галактика на щели спектрографа выглядит диффузной, без ядра. Красное смещение измерено по линиям Ca II H, K.
- 137 — В красной области спектра линии не были обнаружены [5]. В спектре, полученном в синей области, наблюдаются абсорбционные линии Ca II H, K.
- 160 — В красной части спектра эмиссий не наблюдалось [5]. Красное смещение определено по линиям поглощения Ca II H, K.
- 167 — В работе [5] отмечается отсутствие эмиссионных линий в красной области спектра. В нашем спектре в синей области наблюдаются сильная  $N_1$ , умеренной интенсивности протяженная  $H_{\beta}$  и очень слабая [O II]  $\lambda$  3727. Отношение  $N_1/H_{\beta} > 3$ .
- 184 — Согласно [5] в красной области спектра эмиссионные линии отсутствуют. В щелевом спектре, полученном нами, в синей области присутствуют умеренной интенсивности линии  $N_1$  и [O II]  $\lambda$  3727 и слабые  $N_2$  и  $H_{\beta}$ . Наблюдаются также малоcontrastные линии H и K Ca II в поглощении. Отношение  $N_1/H_{\beta} > 2$ .
- 189 — Наблюдаются слабые линии  $H_{\beta}$  и  $N_1$ . Отношение  $N_1/H_{\beta} \sim 1$ . В красной области спектра эмиссий не обнаружено [5].
- 204 — В красной области спектра эмиссий не наблюдается [5]. На нашем спектре видны линии — умеренной интенсивности  $H_{\beta}$  и сла-

бые  $N_1$  и [O III]  $\lambda$  3727. Можно заподозрить также абсорбционные линии Ca II H, K. Отношение  $N_1/H\beta < 1$ .

- 217 — Ранее в синей области спектра линии не были обнаружены [9]. По нашим спектрам в синей области наблюдаются абсорбционные линии  $H\beta$  и Ca II H, K.
- 240 — В красной области спектра эмиссии отсутствуют [5]. В спектре, полученном нами в синей области, наблюдаются протяженные эмиссионные линии: сильная  $N_1$ , умеренной интенсивности  $H\beta$  и [O II]  $\lambda$  3727. Отношение  $N_1/H\beta \approx 2$ .
- 293 — Компактная, без ядра. В спектре наблюдаются умеренной интенсивности линии  $N_1$  и  $H\beta$ , а также слабая линия [O II]  $\lambda$  3727. Отношение  $N_1/H\beta \sim 2$ .
- 302 — В спектре присутствуют линии умеренной интенсивности [O III]  $\lambda\lambda$  4959—5007, слабые —  $H\beta$  и [O II]  $\lambda$  3727. Отношение  $N_1/H\beta > 3$ .
- 395 — В спектре видны слабые протяженные линии  $H\alpha$  и [N II]  $\lambda$  6583.
- 422 — В работе [6] отмечалось наличие единственной слабой линии  $H\alpha$ , соответствующей  $z = 0.030$ . Согласно [12, 13] в красной части спектра линии не были найдены. В спектре, полученном нами в синей области, видны слабые абсорбции Ca II H, K. Величина красного смещения близка к значению, найденному в [6].
- 433 — В красной части спектра эмиссий не наблюдается [6]. В спектре, полученном нами в синей области, присутствуют линии поглощения  $H\beta$ — $H\gamma$  и Ca II H, K.
- 488 — Галактика с яркой центральной частью, но без ядра. В спектре видны слабые линии [O III]  $\lambda$  5007 и  $H\beta$ . Отношение  $N_1/H\beta = 2$ .
- 591 — Ранее в спектре этого объекта наблюдалась одна не вполне уверенная линия  $H\alpha$  с  $z_0 = 0.0415$  [16]. На щели спектрографа у объекта видно слабое звездное ядро. В спектре обнаружены протяженные эмиссионные линии  $H\alpha$  и [N II]  $\lambda$  6583, которые блендируются линиями OH.
- 621 — В красной части спектра линии не обнаружены [13]. Объект диффузный, без ядра. В спектре видны абсорбционные линии Ca II H, K.
- 670 — Ранее в спектре этого объекта было отмечено наличие слабых уширенных линий по исследованиям в красной части спектра [13]. Согласно нашим наблюдениям в синей области спектра видны линии умеренной интенсивности  $N_1$  и  $N_2$  и слабая [O II]  $\lambda$  3727. Линия  $H\beta$  практически отсутствует. Отношение  $N_1/H\beta > > 10$ . Таким образом, этот объект можно отнести к классу сейфертовских галактик второго типа.

- 680 — В спектре видна линия  $H_\alpha$  умеренной интенсивности, которая blendируется линиями OH.
- 681 — В спектре присутствуют линии — сильная  $H_\alpha$ , умеренная —  $H_\beta$ , слабые — [O III]  $\lambda$  5007 и [N II]  $\lambda$  6583.
- 713 — В красной части спектра линии не обнаружены [14, 18]. На наших спектрах видны абсорбционные линии Ca II, H, K.
- 753 — В спектре наблюдаются эмиссионные линии — слабые  $H_\beta$  и [O II]  $\lambda$  3727, а также [O III]  $\lambda\lambda$  4959—5007. Кроме них присутствуют линии H и K Ca II в поглощении. Отношение  $N_1/H_\beta < 0.5$ .
- 755 — В спектре наблюдаются эмиссионные линии умеренной интенсивности [O II]  $\lambda$  3727 и слабая  $H_\beta$ . В поглощении видны также линии Ca II, H, K.
- 760 — В красной части спектра [14] эмиссионных линий не наблюдалось. Красное смещение определено по абсорбционным линиям Ca II, H, K.
- 765 — В красной области спектра отмечалось наличие слабых эмиссионных линий [14]. В спектре, полученном нами в синей области, наблюдаются умеренной интенсивности линии  $N_1$  и  $H_\beta$ , а также дублет [O II]  $\lambda$  3727. Отношение  $N_1/H_\beta \sim 1$ . Наше значение красного смещения хорошо согласуется с результатами [11].
- 770 — Красное смещение измерено по абсорбционным линиям Ca II, H, K.
- 801 — В спектре наблюдаются эмиссионные линии  $N_1$  и  $H_\beta$  умеренной интенсивности и слабая [O II]  $\lambda$  3727. Отношение  $N_1/H_\beta \sim 1$ .
- 820 — В спектре присутствуют — яркая линия  $H_\alpha$  и слабые [N II]  $\lambda$  6583 и [S II]  $\lambda\lambda$  6716/31.
- 822 — На щели спектрографа у галактики выделяется звездное ядро. В спектре видны уширенные эмиссионные линии умеренной интенсивности  $H_\alpha$  и [N II]  $\lambda$  6583. Отношение  $H_\alpha/[N II] \sim 1$ . Объект можно отнести к сейфертовским галактикам второго типа.
- 823 — Ранее [14] в спектре наблюдалась единственная эмиссионная дельта, которая отождествлялась с  $H_\alpha$ , при  $z_0 = 0.0458$ . В нашем спектре видны линии умеренной интенсивности  $H_\alpha$  и слабая [N II]  $\lambda$  6583. Наше значение красного смещения хорошо совпадает с данными, приведенными в [14].
- 833 — В [14] единственную, не вполне уверенную линию отождествили с  $H_\alpha$ ,  $z_0 = 0.0396$ . Наши спектры показывают умеренную линию  $H_\alpha$  и слабую — [S II]  $\lambda$  6716. Приведенное в табл. 1 значение красного смещения хорошо согласуется с данными в [14].
- 850 — В спектре присутствуют очень сильные линии [O III]  $\lambda\lambda$  4959—5007,  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , а также линии умеренной интенсивности  $H_\gamma$  и

- [O II]  $\lambda$  3727. Кроме того, заметны слабые линии  $H_2$  и [O III]  $\lambda$  4363. Отношение  $N_1/H_3 = 3$ .
- 864 — Объект имеет яркое звездообразное ядро. В спектре присутствуют широкие сильные эмиссионные линии  $H_3$  и  $H_7$  с полной шириной на уровне непрерывного спектра  $> 100\text{Å}$  и узкие [O III]  $\lambda\lambda$  4959—5007. Объект можно отнести к сейфертовским галактикам первого типа. На рис. 1 приведена регистраграмма спектра этого объекта.
- 867 — Спектр объекта заметно недодержан. Видны сильные линии  $H_2$  и [O III]  $\lambda$  5007, умеренная  $H_3$ , а также слабая [N II]  $\lambda$  6583. Отношение  $N_1/H_3 \sim 1.5$ —2. Линия  $H_2$ , как будто уширена, возможно, имеет слабые крылья. Необходимы повторные наблюдения.
- 868 — В спектре присутствуют линии умеренной интенсивности [O III]  $\lambda\lambda$  4959—5007 и  $H_3$ . Отношение  $N_1/H_3 = 1.5$ .
- 905 — Галактика выглядит диффузной, без ядра. В спектре видны протяженные и наклонные линии: умеренная  $H_2$  и слабая [N II]  $\lambda$  6583. Отношение  $H_2/[N II] = 2$ .
- 907 — По-видимому, двойная взаимодействующая система. Щель спектрографа проходила через оба компонента. В табл. 1 приведены данные для яркого компонента, у слабого лучевая скорость больше на 21 км/с. В спектрах видны очень сильные линии  $H_2$ , сильные [N II]  $\lambda$  6583, [S II]  $\lambda\lambda$  6716/31 и слабая [O I]  $\lambda$  6300.
- 908 — В спектре видны очень сильная линия  $H_2$ , слабые [N II]  $\lambda$  6583 и [S II]  $\lambda\lambda$  6716/31.
- 922 — В спектре наблюдаются эмиссионные линии — сильная  $H_2$ , умеренная [N II]  $\lambda$  6583 и слабые [S II]  $\lambda\lambda$  6716/31. Отношение  $H_2/[N II] \sim 3$ . Наше значение лучевой скорости на 270 км/с больше, чем в [7] (Аракелян 567) и на 200 км/с больше, чем в [20] (IV Zw 122).
- 930 — На щели спектрографа объект выглядит сложной взаимодействующей системой. В спектре яркого компонента наблюдаются очень сильная линия  $H_2$  и слабые линии [N II]  $\lambda\lambda$  6548/83, [S II]  $\lambda\lambda$  6716/31, а также He I  $\lambda$  5876. В спектре слабого компонента — умеренная линия  $H_2$ , его лучевая скорость на 50 км/с меньше, чем у яркого, данные о котором приведены в табл. 1.
- 941 — В спектре видны слабые линии  $H_2$  и [N II]  $\lambda$  6583 примерно равной интенсивности.
- 953 — В спектре присутствуют сильная линия  $H_2$  и слабые линии [N II]  $\lambda\lambda$  6548/83 и [S II]  $\lambda\lambda$  6716/31.
- 963 — В спектре наблюдаются умеренная линия  $H_2$  и слабая [N II]  $\lambda$  6583.

- 1046 — В спектре видны умеренная линия  $H_{\alpha}$ , слабые линии [N II]  $\lambda$  6583 и [S II]  $\lambda\lambda$  6716/31.
- 1047 — В спектре наблюдаются умеренная линия  $H_{\alpha}$  и слабая [N II]  $\lambda$  6583.
- 1060 — Красное смещение измерено по единственной абсорбционной линии  $Na$  I D.
- 1067 — Слабые эмиссионные линии  $H_{\alpha}$  и [N II]  $\lambda$  6583 наблюдаются из области ядра и периферии галактики. Заметны следы вращения.
- 1072 — У объекта наблюдаются абсорбционные линии  $Ca$  II H и K и G-полоса.
- 1077 — В спектре наблюдаются только слабые абсорбционные линии  $Ca$  II H, K.
- 1085 — На щели спектрографа у объекта выделяется звездное ядро  $16^m.5-17^m$ , в спектре которого наблюдаются эмиссионные линии умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$  и [N II]  $\lambda$  6583. Отношение  $H_{\alpha}/[N II] = 1$ . Линии в ядре несколько шире инструментального профиля. Протяженные слабые линии  $H_{\alpha}$  и [N II] тянутся через весь диск галактики, заметно вращение. Щель спектрографа была ориентирована вдоль большой оси.
- 1092 — Имеет звездообразное ядро  $15^m-16^m$ , в спектре которого заметных эмиссионных линий нет. В диске галактики видны слабые протяженные линии  $H_{\alpha}$  и [N II]  $\lambda$  6583.
- 1093 — Галактика имеет звездообразное ядро  $16^m.5$ . В спектре низкого возбуждения присутствуют очень сильные эмиссионные линии  $H_{\alpha}$  и [N II]  $\lambda$  6583 равной интенсивности, слабые [S II]  $\lambda\lambda$  6716/31, умеренная —  $H_{\beta}$  и абсорбционная линия  $Na$  I D. Наше значение красного смещения на 0.0004 меньше, чем в [15].
- 1219 — На щели спектрографа выглядит диффузной, в спектре видны слабые абсорбционные линии  $Ca$  II H, K.
- 1223 — Красное смещение галактики измерено с большой погрешностью из-за слабости абсорбционных линий  $Ca$  II H и K.
- 1225 — В синей области спектра присутствуют слабые линии поглощения  $Ca$  II, H, K.
- 1226 — Наблюдаются слабые эмиссионные линии [O II]  $\lambda$  3727 и абсорбционные линии  $Ca$  II, H, K.
- 1227 — В спектре, полученном в синей области, наблюдаются линии поглощения  $Ca$  II H, K. Линия  $Ca$  II K слабая и искажена линиями ночного неба. Линия  $Ca$  II H выделяется уверенно.
- 1241 — Видны уверенные абсорбционные линии  $Ca$  II H, K. Красное смещение определено по линиям ночного неба с меньшей точностью.

- 1248 — В слегка недодержанном спектре видны очень слабые линии Ca II H, K, G-полоса и Mg I b.
- 1250 — Возможно, у галактики есть слабое ядро, в щелевом спектре наблюдаются слабые линии поглощения Ca II H, K и G-полоса.
- 1268 — В спектре, полученном в синей области, отчетливо выделяются абсорбционные линии Ca II H, K.
- 1281 — В спектре наблюдаются умеренная линия  $H_{\alpha}$  и слабая [N II]  $\lambda$  6583. Отношение  $H_{\alpha}/[N II] > 3$ . Видны также слабые линии равной интенсивности  $H_{\beta}$ , [O III]  $\lambda$  5007.
- 1286 — В слегка недодержанном спектре видны умеренные линии  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и слабая [O III]  $\lambda$  5007.
- 1288 — Наблюдаются слабые абсорбционные линии Ca II H, K.
- 1297 — В спектре присутствуют линии поглощения Ca II H, K.
- 1300 — В спектре видна умеренной интенсивности линия  $H_{\alpha}$  и слабые линии  $H_{\beta}$  и  $N_1$ . Отношение  $N_1/H_{\beta} \leq 0.5$ .
- 1303 — В спектре присутствуют сильные линии [O III]  $\lambda\lambda$  4959/5007, умеренные линии  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и дублет [O II]  $\lambda$  3727. Отношение  $N_1/H_{\beta} \sim 3$ .
- 1311 — В спектре видны очень слабые абсорбционные линии Ca II H, K и G-полоса.
- 1348 — В синей области спектра наблюдается одна эмиссионная линия умеренной интенсивности. Красное смещение измерено в предположении, что это —  $H_{\beta}$ .
- 1378 — Имеет слабое звездообразное ядро, красное смещение измерено по единственной широкой абсорбции Na I D.
- 1386 — В недодержанном спектре видна умеренной интенсивности  $H_{\alpha}$ .
- 1398 — Объект диффузный, но имеет высокую поверхностную яркость. В спектре видны сильная линия  $H_{\alpha}$  и умеренная [N II]  $\lambda$  6583. Возможно, линии уширены. Член триплета T59C. Наше значение лучевой скорости на 106 км/с больше, чем в [17].
- 1400 — В красной части спектра наблюдается очень широкая малококонтрастная линия  $H_{\alpha}$  с шириной  $> 150 \text{ \AA}$  и абсорбционная линия Na I D. В синей части видна только слабая линия [O III]  $\lambda$  5007, а также абсорбционные линии G и Mg I b. Галактику можно классифицировать как сейфертовскую галактику первого типа.
- 1435 — Возможно, имеет слабое ядро. Красное смещение измерено по единственной абсорбционной линии в предположении, что это Na I D.
- 1436 — В спектре наблюдаются слабые абсорбционные линии Ca II H, K.
- 1443 — В спектре наблюдаются протяженные линии — умеренная  $H_{\alpha}$  и

слабая [N II]  $\lambda$  6583. Наше красное смещение совпадает со значением, приведенным в [21].

- 1449 — В недодержанном спектре видны протяженные линии — умеренная  $H_{\alpha}$  и слабые [N II]  $\lambda$  6583 и [S II]  $\lambda\lambda$  6716/31.
- 1454 — Диффузная галактика, без ядра, в спектре присутствуют умеренная линия  $H_{\alpha}$  и слабая [N II]  $\lambda$  6583.
- 1473 — Присутствуют абсорбционные линии Ca II H, K.
- 1476 — В спектре видны линии поглощения Ca II H, K.
- 1478 — В синей области спектра наблюдается протяженная, несколько наклонная, умеренной интенсивности эмиссионная линия  $H_{\beta}$ , слабая [O II]  $\lambda$  3727 и очень слабые  $N_1$  и  $H_7$ .

## SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. V

B. E. MARKARIAN, L. K. ERASTOVA, V. A. LIPOVETSKY,  
J. A. STEPANIAN, A. I. SHAPOVALOVA

The results of spectroscopic observations of 88 objects from the lists of galaxies with UV-continuum, carried out on the 6-m telescope, are presented. For most of the investigated objects the presence of emission lines in red and green parts of the spectra is established. The redshifts and luminosities for all of these galaxies are also determined. Four galaxies have Seyfert features in their spectra. Two of them — Mark 670 and Mark 822 — are Seyferts 2, while two others — Mark 864 and Mark 1400 — are Seyfert 1 galaxies.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 5, 443, 581, 1969.
2. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
3. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, 13, 225, 397, 1977; 15, 363, 549, 1979; 17, 619, 1981.
4. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 6, 39, 1970.
5. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 33, 1972.
6. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 9, 325, 1973.
7. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 12, 683, 1976.
8. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 6, 357, 1970.
9. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 7, 177, 1971.
10. Э. К. Денисюк, *Астрон. цирк.*, № 759, 1973.
11. Э. К. Денисюк, *Астрон. цирк.*, № 615, 1971.

12. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 315, 1974.
13. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. Л. Афанасьев, *Астрофизика*, 12, 665, 1976.
14. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 19, 229, 1983.
15. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 20, 525, 1984.
16. Н. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваса, *Астрофизика*, 10, 483, 1974.
17. В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, *Астрофизика*, 19, 613, 1983.
18. D. M. Greshaw, B. M. Peterson, C. B. Foltz, P. L. Byard, *PASP*, 94, 16, 1982.
19. F. Zwicky *et al.*, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. I—VI, Pasadena, California Institute of Technology, 1961—1968.
20. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies Switzerland*, 1971.
21. J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry, *Ap. J.*, Suppl. Ser., 52, 89, 1983.
22. G. H. Herbig, N. K. Rao, *Ap. J.*, 174, 401, 1972.

УДК: 524.6—74:520.2

## О НЕКОТОРЫХ НОВЫХ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ГАЛАКТИКАХ СО СТРУЯМИ

А. Р. ПЕТРОСЯН, К. А. СААКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 7 сентября 1983

Принята к печати 3 ноября 1984

На основе наблюдений на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории и 6-м телескопе САО АН СССР проведено морфологическое исследование четырех УФ-галактик со струями — Маркарян 423, 739, 773 и 984. Оценены их параметры. Для одной из них — Маркарян 984 на основе спектра, полученного на 6-м телескопе, проведено спектральное исследование ядра и двух сгущений, находящихся в струе. Получено, что ядро галактики является объектом типа Sy 2 с некоторыми признаками Liner-ов. Особенно обращено внимание на то, что первое сгущение также имеет широкие эмиссионные линии и пологий бальмеровский декремент. Отмечены некоторые характерные особенности галактик со струями. Большинство галактик со струями показывают сейфертовские особенности. Они входят в скопления галактик и являются, во многих случаях, их центральными объектами, или же являются компонентами тесных пар галактик. Наличие сильного радионизлучения, в особенности для спиральных галактик, не является обязательным для существования струи.

1. *Введение.* Первая галактика, на которую было обращено внимание как на галактику со струей, содержащей сгущения, была M 87 = NGC 4486 = Дева А. Прямой снимок ее был опубликован Куртисом еще в 1918 г.

На важность исследования этого и подобных ему объектов, описанных в [1], с точки зрения космогонии, обратил внимание и В. А. Амбарцумян на Сольвейской конференции в 1958 г. [2]. В настоящее время интерес к этим объектам значительно возрос; этому вопросу было посвящено специальное заседание на XVIII съезде МАС в Патрасе в 1982 г.

В ходе морфологического изучения ультрафиолетовых галактик из списков Маркаряна, проводимого на 6-м телескопе САО АН СССР, на 2.6-м и 0.5-м телескопах Бюраканской обсерватории, выявлен ряд объектов с пекулярной морфологической структурой. У части из них пекулярность выражается в виде выбросов из ядер, филаментов, струй.

В настоящей статье рассматриваются только случаи, когда выброшенная материя имеет форму прямолинейной струи, исходящей из ядра. Число

известных объектов с такой формой выброса не достигает и двух десятков, что частично обусловлено большими трудностями их оптического обнаружения.

В работе исследованы четыре галактики: Маркарян 423, 739, 773 и 984, причем для последней выполнено детальное спектральное исследование ядра и двух сгущений, расположенных на струе.

2. *Наблюдательный материал, обработка.* Прямые наблюдения галактик проведены на 6-м телескопе САО АН СССР и 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Данные о прямых снимках этих объектов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Галактика	Телескоп	Дата	Эксп.	Эмульсия	Масштаб ("/мм)	
					снимка	отпечатка
Марк 423	БТА—6-м	18.01.1977	5 <sup>м</sup>	ZU-2	8.6	1.0
Марк 739	ЗТА—2.6-м	10.04.1977	10	ZU-2	21.4	1.8
Марк 773	ЗТА—2.6-м	17.04.1977	25	ZU-2	21.4	1.7
Марк 984	ЗТА—2.6-м	8.10.1977	25	ZU-2	21.4	—
Марк 984	ЗТА—2.6-м	9.10.1977	25	Кодак 103а-Ф	21.4	1.2

Спектр галактики Марк 984 получен 9.12.1982 г. в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР со спектрографом СП160 и двухкамерным ЭОП УМК91В при изображениях 1."5. Спектры получены в диапазоне от 3600 до 7100 А с дисперсией около 65 А/мм (разрешение ~ 6 А). При наблюдениях щель спектрографа была установлена в направлении север—юг, в точности вдоль струи, исходящей из ядра Марк 984. Регистрация спектров производилась на микрофотометре ИФО-451 Бюраканской обсерватории.

Прямые снимки галактик Марк 739 и 773 измерены на автоматическом микроденситометре САО АН СССР АМД-1, с целью построения их изоденситометрических картин. Изоденситометрическая картина Марк 773 построена с двумя уровнями плотности (черное и белое), Марк 739 — тремя (черное, серое и белое).

3. *Описание галактик.* Ниже приведено описание этих галактик и некоторые их параметры.

*Марк 423* (МКГ 6-25-72). Отмечена как Sa-галактика в [3]. По [4] она имеет сфероидальную форму с выбросом. На Паломарских картах (ПА) заметна спиральная структура галактики. На снимке, полученном на 6-м телескопе (рис. 1) с небольшой экспозицией (5 мин), выявляется

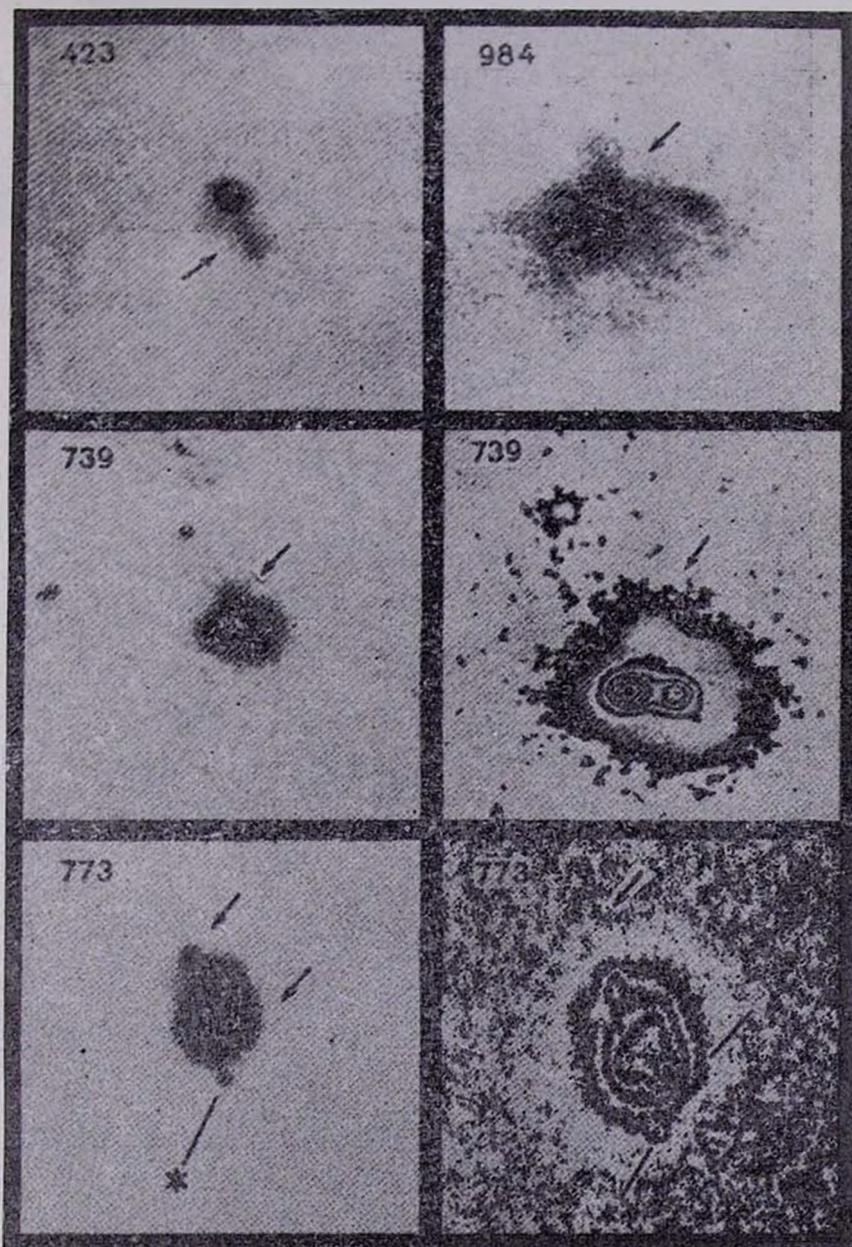


Рис. 1. Отпечатки снимков и картины изоденс галактик со струями. Номера объектов приведены согласно спискам Маркаряна.

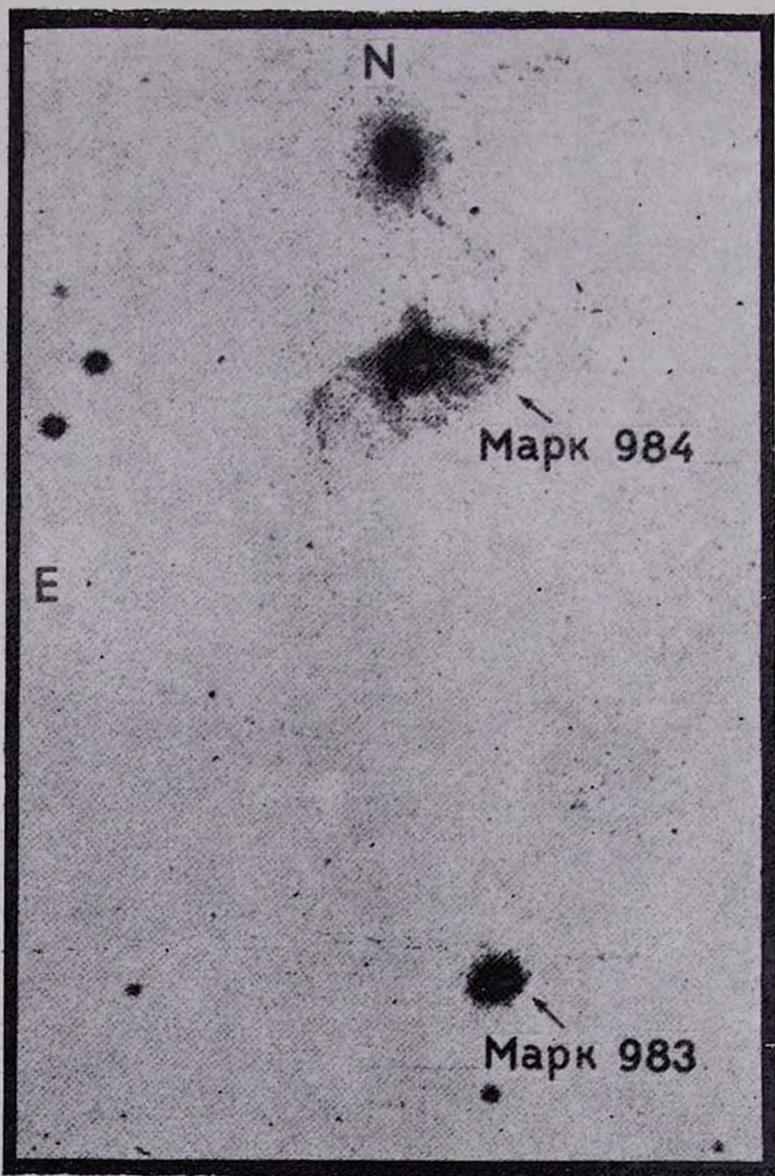


Рис. 2. Триплет галактик Марк 984, МКГ 2-4-22 и Марк 983. Масштаб  $\sim 2''/\text{мм}$ .

К ст. А. Петросяна и др.

струи, направленная от ядра к юго-западу. На ПА эта струя находится в передержанной области галактики и не наблюдается. Однако струя становится видимой только на расстоянии  $4''$  ( $2.5$  кпс) от ядра. При значении красного смещения галактики  $0.032$  [5], вычислены некоторые параметры галактики, ее ядра и струи (при расчетах принято  $H = 75$  км/с Мпс), которые приведены в табл. 2.

Таблица 2

## ДАННЫЕ О МАРК 423

	Звездная величина		Размеры	
	$m_{pg}$	$M_{pg}$	секунд. дуги	кпс
Галактика	$14^m9$	$-20^m6$	$42'' \times 24''$	$26 \times 15$
Ядро			3.0	1.9
Струя			$7.6 \times 2.6$	$4.7 \times 1.6$

Отметим, что Марк 423 является сейфертовским объектом второго типа [5]. Расположена она в богатом скоплении галактик A1257 (Zw 1123.9+3541) [7], недалеко от его центра. Имеет красноватый цвет [8]. Плотность радиопотока от нее на длине волны 8 см меньше  $40$  мЯн [9].

Марк 739 (NGC 3758, МКГ 4-27-73). Является двухъядерной галактикой [10]. Спектр галактики очень интересен. Восточное ядро является сильно выраженной сейфертовской галактикой первого типа, а западное имеет узкие и слабые линии [11]. Из области между ядрами на север отходит прямолинейная, короткая и сравнительно широкая струя, которая более отчетливо видна на картине изоденс галактики (рис. 1). На красной карте ПА из-за передержки заметен лишь край этой струи. На продолжении струи, но несколько восточнее от нее, расположен диффузный, довольно голубой объект, который, по всей вероятности, связан с галактикой. Его расстояние до центра галактики  $27.''5$  ( $15.5$  кпс). Данные об этой галактике собраны в табл. 3.

Таблица 3

## ДАННЫЕ О МАРК 739

	Звездная величина		Размеры	
	$m_{pg}$	$M_{pg}$	секунд. дуги	кпс
Галактика	$14^m8$	$-20^m6$	$30'' \times 27''$	$16.9 \times 15.2$
Восточное ядро	17.0	-18.4	5.3	3.0
Западное ядро	16.2	-19.2	4.1	2.3
Струя			$11 \times 4.5$	$6.2 \times 2.5$



Галактика нейтрального цвета [8]. Плотность радиопотока от нее на волне 21 см равна 10 мЯн [12]. Является вероятным членом скопления Zw 1142.1+2126 [7].

*Марк 773* (NGC 4509, МКГ 5-30-18). Имеет необычную морфологическую структуру. Исходя из критерия многоядерности [13], галактику можно считать объектом с двумя ядрами [10]. Почти перпендикулярно к линии, соединяющей ядра, в двух противоположных направлениях от центра исходят две струи (рис. 1). Юго-западная короткая и заканчивается ярким звездообразным сгущением. Северо-восточная струя значительно длиннее и примерно на ее середине расположено сгущение. Обе струи более четко видны на картине изоденс (рис. 1). Расположенный к югу от галактики звездообразный объект, по всей вероятности, является звездой фона.

Красное смещение галактики впервые измерено нами по спектрам, полученным на 6-м телескопе и составляет  $z_0 = 0.0029$ . В табл. 4 собраны значения некоторых параметров галактики, ее ядер, струй и сгущений.

Таблица 4

## ДАННЫЕ О МАРК 773

	Звездная величина		Размеры	
	$m_{pg}$	$M_{pg}$	секунд. дуги	пс
Галактика	14 <sup>m</sup> .1	-16 <sup>m</sup> .2	30" × 24"	1687 × 1350
Юго-вост. ядро	17.5	-12.8	5.7	321
Северо-зап. ядро	17.5	-12.8	6.2	349
Северо-вост. струя	—	—	23 × 2.2	1290 × 123
Ее сгущение	18.5	-11.8	3.4	190
Юго-зап. струя	—	—	7 × 4	394 × 225
Ее сгущение	16.0	-14.3	4.3	242

Из табл. 4 следует, что Марк 773 является карликовой системой, с ядрами, уступающими по размерам и яркости сверхассоциациям.

Нами получены спектры обоих ядер и сгущения юго-западной струи. Отметим, что все они имеют эмиссионные спектры, причем у сгущения — спектр высокого возбуждения. На волне 11 см от галактики радиоизлучение не зарегистрировано [14].

*Марк 984* (NGC 347, МКГ 2-4-21). Составляет пару с МКГ 2-4-22. указанная пара известна еще как VV 347 [15], Арп 119 [16], ИПГ 29 [17]. По [18] Марк 984 является спиральной галактикой «с разрушенным фасадом», морфологический тип которой, по-видимому, S. В южной части галактики хорошо видны, по меньшей мере, четыре спиральных рукава.

Из ядра галактики на север, в направлении соседней S0-галактики выходит струя с двумя сгущениями (рис. 1, 2). Расстояние от ядра до пер-

вого сгущения равно  $6.''2$  или  $5.9$  кпс, до второго, на котором струя, по-видимому, заканчивается,  $13.''6$  или  $12.9$  кпс. Последнее сгущение имеет диффузный вид и меньше по размерам. Некоторые данные о галактике, ее ядре, струе и сгущениях собраны в табл. 5.

Таблица 5

## ДАННЫЕ О МАРК 984

	Звездная величина		Размеры	
	$m_{pg}$	$M_{pg}$	секунд. дуги	кпс
Галактика	$15.^m1$	$-21.^m9$	$84'' \times 48''$	$80 \times 46$
Ядро	17.0	-20.0	3.2	3.0
Струя	—	—	$15.6 \times 3.0$	$14.8 \times 2.8$
I сгущение	18.5	-18.5	3.2	3.0
II сгущение	19.5	-17.5	3.0	2.8

Галактика согласно [19, 5] является, вероятно, сейфертовским объектом второго типа. Плотность радиопотока на частотах  $2.7$  ГГц [20] и  $3.66$  ГГц [21] меньше  $50$  мЯн.

Как отмечалось выше, Марк 984 составляет пару с МКГ 2-4-22. Разность их лучевых скоростей  $99$  км/с, а расстояние между ними  $55''$  или в проекции  $52$  кпс [22]. Марк 984 вместе с МКГ 2-4-22 и Марк 983, весьма вероятно, составляют триплет галактик. Марк 983 является двухъядерной галактикой и ее лучевая скорость лишь на  $130$  км/с больше лучевой скорости Марк 984 [23]. Она расположена на расстоянии  $2.''7$  ( $155$  кпс) южнее Марк 984. Важно отметить, что все три галактики: МКГ 2-4-22, Марк 984, ее струя и Марк 983 расположены строго на одной прямой (рис. 2), причем линия, соединяющая ядра Марк 983, перпендикулярна указанной прямой. Как отмечалось выше, при получении спектра Марк 984 щель спектрографа была направлена вдоль струи галактики. Благодаря этому удалось зарегистрировать спектры ядра и околоядерной области галактики, первого и второго сгущений и самой струи.

Опишем каждый из этих спектров в отдельности.

**Спектр ядра и околоядерной области.** В спектре ядра наблюдаются эмиссионные линии [S II], [N II],  $H_2$ ,  $N_1$ ,  $H_\beta$ , очень слабая линия  $H_\gamma$  и [O II]. Видны следы эмиссионных линий [O I]  $\lambda\lambda$  6300, 6364, которые блендируются с эмиссионными линиями серии OH (6.1) ночного неба: P2 (5)—P1 (5)  $\lambda\lambda$  6597—6604 и P2 (6)—P1 (6)  $\lambda\lambda$  6628—6634 соответственно. В поглощении наблюдаются линии H и K  $Ca^+$  и мало контрастная G-полоса. Эмиссионные линии расширены примерно на одинаковую величину. Среднее значение их полуширин, исправленное за инструментальный

контур, по формуле  $[FWHI]_p^2 = [FWHI]_{0s}^2 - [FWHI]_{N, s}^2$  (для наших спектров  $FWHI$  инструментального контура порядка  $700 \pm 80$  км/с) равно  $1360 \pm 215$  км/с. Почти все отмеченные эмиссионные линии выходят за непрерывный спектр ядра по обе его стороны. Причем в южном направлении в среднем они прослеживаются до  $7.''0$  или  $6.7$  кпс (почти на столько же простираются линии  $H$  и  $K Ca^+$ ). В северном направлении они распространяются до непрерывного спектра первого сгущения струи. Интересно, что ширины эмиссионных линий южной части околоядерной области галактики того же порядка, что и у ядра. В северном же направлении, где преобладает излучение от струи, эмиссионные линии сравнительно уже.

*Спектр первого сгущения.* В спектре этого сгущения наблюдаются эмиссионные линии  $[S II]$ ,  $[N II]$ , слабая  $H_\alpha$ ,  $N_1$  и  $N_2$ ,  $H_3$ ,  $H_7$ ,  $[O II]$ . Видны следы линий  $H$  и  $K Ca^+$  в поглощении. Все эмиссионные линии сгущения по ширине уступают линиям ядра. Среднее значение полуширин эмиссионных линий сгущения, исправленное за инструментальный контур, равно  $1060 \pm 90$  км/с.

В работе [24] описаны спектры двух областей в Марк 984, причем второй — это спектр области, совпадающий с вышеописанным первым сгущением. Отмечено также, что эмиссионные линии в этом спектре расщеплены. Двойную структуру по нашим спектрам можно подозревать лишь у линии  $[O II] \lambda 3727$ .

*Спектр второго сгущения.* В спектре сгущения наблюдаются эмиссионные линии  $[N II]$ ,  $N_1$ ,  $H_\beta$ ,  $H_7$ ,  $[O II]$ . Заметны следы линий  $[S II]$ , а также линия  $N_2$ , которая блендируется с линией ночного неба  $N I \lambda 5200$ . Эмиссионная линия  $H_\alpha$  очень слабая. Среднее значение полуширин эмиссионных линий сгущения, исправленное за инструментальный контур, равно  $300 \pm 113$  км/с. Исправленные за движение Солнца вокруг центра Галактики лучевые скорости ядра Маркарян 984, первого и второго сгущений по нашим данным равны:  $v_r$  (ядра) =  $14\,650 \pm 150$  км/с;  $v_r$  (I сгущения) =  $14\,740 \pm 168$  км/с;  $v_r$  (II сгущения) =  $14\,910 \pm 250$  км/с. Большие ошибки лучевых скоростей обусловлены шириной наблюдаемых линий и их малым числом. В пределах ошибок лучевые скорости ядра и указанных образований друг от друга не отличаются. При истолковании спектров этих сгущений не следует забывать, что первое сгущение проектируется на довольно яркий фон основной галактики.

*Спектрофотометрия.* В табл. 6 приведены относительные интенсивности эмиссионных линий в спектрах ядра первого и второго сгущений. Отношение  $I(H_\alpha + [N II]) / I(H_\beta)$  рассчитано приближенно с учетом вклада эмиссионных линий  $OH(7.2)$ ,  $P1(2) \lambda 6901$  и  $P2(3) \lambda 6913$  ноч-

ного неба. Отношение  $I([\text{O III}] \lambda 4959) / I(\text{H}_\beta)$  для первого сгущения вычислено с учетом вклада линии  $\text{NI} \lambda 5200 \text{ \AA}$  ночного неба.

Таблица 6

	Ядро	Первое сгущение	Второе сгущение
$[\text{O II}] \lambda 3727$	9.2	5.9	3.4
$\text{H}_\gamma$	—	0.6	0.7
$\text{H}_\beta$	1.0	1.0	1.0
$[\text{O III}] \lambda 5007$	1.6	1.4	2.5
$[\text{O III}] \lambda 4959$	0.5:	0.4	—
$\text{H}_\alpha + [\text{N II}] \lambda\lambda 6584/48$	8.9	2.7	2.0
$[\text{S II}] \lambda\lambda 6717/31$	4.7	1.2	0.6

Отметим, что в ядре отношение  $I([\text{N II}]) / I(\text{H}_\alpha) > 1$ . В области первого сгущения  $I([\text{N II}]) / I(\text{H}_\alpha) \sim 1$  и  $I(\text{H}_\alpha) / I(\text{H}_\beta) \sim 1.5$ . В области второго сгущения эмиссионная линия  $\text{H}_\alpha$  едва заметна,  $I(\text{H}_\alpha) / I(\text{H}_\beta) < 1$  и  $I([\text{N II}]) / I(\text{H}_\alpha) < 1$ . Из табл. 6 также видно, что в спектре первого сгущения  $I(\text{H}_\gamma) / I(\text{H}_\beta) = 0.6$ , а у второго сгущения то же отношение равно 0.7.

Полученные аномально низкие отношения интенсивностей эмиссионных линий  $\text{H}_\alpha$  к  $\text{H}_\beta$  и высокие значения  $I(\text{H}_\gamma) / I(\text{H}_\beta)$ , наблюдаемые в сгущениях, не соответствуют бальмеровским декрементам диффузных туманностей для разумных значений  $T_e$  и  $n_e$  ни при  $\tau_{L_\alpha} \gg 1$  (случай В), ни при  $\tau_{L_\alpha} \ll 1$  (случай А). Возможны два объяснения этого явления.

Первое: при вычислении теоретического рекомбинационного бальмеровского декремента Боярчуком [25] по теории Соболева [26] для движущегося водородного слоя, когда непрозрачность в линии  $L_\alpha$  очень высокая, возможны случаи, когда бальмеровский декремент очень пологий.

Второе: пологий бальмеровский декремент может получиться, если возбуждение имеет ударную природу, а оптическая толщина среды в  $L$  достаточно большая [27].

В области ядра галактики и первого сгущения струи измерены эквивалентные ширины абсорбционных линий  $\text{H}$  и  $\text{K Ca}^+$ . Получено, что

$$W_K^{\text{ядро}} = 6.6 \text{ \AA}; \quad W_H^{\text{ядро}} = 5.2 \text{ \AA} \quad \text{и} \quad W_K^{\text{сгущ.}} = 6.7 \text{ \AA}; \quad W_H^{\text{сгущ.}} = 6.8 \text{ \AA}.$$

По вышеприведенным данным видно, что ядро галактики, по всей вероятности, является объектом типа Sy2. Отметим, что некоторые признаки Линег-ов [28] также наблюдаются в нем, как, например, малое значение отношения  $I([\text{O III}]) / I(\text{H}_\beta)$ . Нам хочется обратить особое внима-

ние на тот факт, что первое сгущение также имеет широкие эмиссионные линии и пологий бальмеровский декремент, который почти не наблюдается у внегалактических объектов.

Что же касается второго сгущения, то оно имеет аномальный спектр, и его детальное исследование представляет большой интерес.

Согласно Арпу [29] струи должны наблюдаться не только в эллиптических галактиках, но и в спиральных, хотя в последних их обнаружить труднее. До сих пор была известна лишь одна спиральная галактика со струями, NGC 1097 [29], являющаяся сейфертовской галактикой второго типа [30]. Нами обнаружены еще две спиральные галактики — Марк 423 и Марк 984, которые имеют струи.

Детальное спектральное исследование сгущений в струях показывает, что они имеют различные спектральные характеристики. Например, у M87 сгущение в струе имеет непрерывный спектр синхротронной природы [31], у NGC 3561, IC 1182 [32] и 3C 277.3 [33] спектр похож на спектры H II областей.

У Марк 984, как показано выше, одно из сгущений в струе имеет спектр сейфертовского типа  $Sy2$ , что наблюдается впервые.

4. *Заключение.* На основе вышеприведенных данных и данных других авторов можно отметить некоторые особенности галактик со струями:

— Большинство рассмотренных галактик со струями показывают сейфертовские особенности (M87, IC 1182, NGC 1275, NGC 1097 и др.) и являются объектами высокой светимости. Исключение составляет исследованная нами галактика Марк 773.

— Галактики со струями входят в скопления галактик и являются во многих случаях их центральными объектами (M87, NGC 1275, IC 1182), либо являются компонентами тесных пар галактик (NGC 3561, Марк 984).

— Наличие сильного радиоизлучения, особенно для спиральных галактик, по всей вероятности, не является существенным для образования струи. Из отмеченных выше спиральных галактик ни у одной не выявлено сильного радиоизлучения (для NGC 1097 по [34]).

Авторы выражают глубокую благодарность А. Н. Буренкову за получение спектров галактики Маркарян 984.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Ереванский государственный  
университет

## ON SOME NEW ULTRAVIOLET GALAXIES WITH JETS

A. R. PETROSSIAN, K. A. SAHAKIAN, E. YE. KHACHIKIAN

On the basis of observations with the 2.6 m telescope of the Byurakan Observatory as well as with the 6 m telescope SAO AS USSR a morphological investigation of UV-galaxies Mark 423, 739, 773 and 984 with jets has been carried out. Some of their parameters are estimated. For one of them, Mark 984, on the basis of spectrum obtained with the 6 m telescope, a spectral investigation of nucleus and two condensations in the jet are carried out. It has been shown that the nucleus of the galaxy resembles Sy 2 with some signs of Liners. One of the condensations shows emission lines and steep Balmer decrement. Some peculiarities of galaxies with jets are noted. The great majority of galaxies with jets show Seyfert characteristics. They enter the cluster of galaxies and in many cases are located in their central regions or are components of close pairs of galaxies. The presence of strong radio emission, especially for spiral galaxies is not essential for the existence of the jet.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Р. К. Шахбазян, ДАН Арм.ССР, 25, 185, 1957.
2. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 11, 9, 1958.
3. D. E. Osterbrock, Ap. J., 249, 462, 1981.
4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 8, 155, 1972.
5. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 16, 193, 1980.
6. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, т. 2, Изд-во МГУ, М., 1964.
7. А. Р. Петросян, Астрофизика, 18, 548, 1982.
8. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Письма АЖ, 5, 571, 1979.
9. Р. А. Кандалян, частное сообщение.
10. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 14, 69, 1978.
11. А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 15, 373, 1979.
12. E. J. A. Meurs, A. S. Wilson, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 45, 99, 1981.
13. Ю. П. Коровяковский, А. Р. Петросян, К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 17, 231, 1981.
14. L. L. Dressel, J. J. Condon, Ap. J. Suppl. Ser., 36, 53, 1978.
15. В. А. Vorontsov - Velgaminov, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 28, 1, 1977.
16. H. Arp, Ap. J. Suppl. Ser., 14, 1, 1966.
17. И. Д. Караченцев, Сообщ. САО АН СССР, 7, 3, 1972.
18. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, т. 3, Изд-во МГУ, М., 1963.
19. В. Л. Афанасьев, В. А. Липовецкий, Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, Астрон. циркул. № 1039, 1, 1979.

20. *J. W. Sulentic*, *Ap. J. Suppl. Ser.*, 32, 171, 1976.
21. *В. А. Санамян, Р. А. Кандалян*, *Астрофизика*, 16, 425, 1980.
22. *И. Д. Караченцев*, *Письма АЖ*, 7, 3, 1981.
23. *I. D. Karachentsov*, *Ap. J. Suppl. Ser.*, 44, 137, 1980.
24. *И. Д. Караченцев, В. Л. В. Сарджент, В. Циммерман*, *Астрофизика*, 15, 25, 1979.
25. *А. А. Боярчук*, *Изв. Крымской обс.*, 35, 45, 1966.
26. *В. В. Соболев*, *Движущиеся оболочки звезд*, Изд-во ЛГУ, Ленинград, 1947.
27. *Р. Е. Гершберг, Э. Э Шноль*, *Изв. Крымской обс.*, 50, 122, 1974.
28. *T. M. Heckman*, *Astron. Astrophys.*, 87, 152, 1980.
29. *H. Arp*, *Ap. J.*, 207, L 147, 1976.
30. *J. Meaburn D. L. Terrett, A. Theokas, J. R. Walsh*, *M.N.R.A. S.*, 195, 39, 1981.
31. *J. Sulentic, H. Arp, J. Lorre*, *Ap. J.*, 233, 44, 1977.
32. *A. Stockton*, *Ap. J.*, 173, 247, 1972.
33. *W. van Breugel*, *Optical Jets in Galaxies*, E S A Sp-162, 63, 1981.
34. *R. D. Wolstencroft*, *Optical Jets in Galaxies*, E S A Sp-162, 49, 1981.

УДК: 524.6—355:520.843

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИКИ М 82. II

А. С. АМИРХАНЯН, В. А. ГАГЕН-ТОРН, В. П. РЕШЕТНИКОВ

Поступила 20 июля 1984

Принята к печати 5 ноября 1984

Приводятся результаты спектральных наблюдений пекулярной галактики М 82. Изучено расщепление эмиссионных линий в южных волокнах и найдена электронная плотность в составляющих их газовых облаках. Для шести разрезов определены кривые лучевых скоростей. Новые данные позволяют вернуться к объяснению наблюдаемой в волокнах поляризации рассеянием излучения центральных областей на пыли в свободных электронах.

1. *Введение.* В нашей предыдущей статье [1] была подчеркнута важность спектральных исследований галактики М 82 в связи с обнаружением Эксоном и Тэйлором [2] сложного строения эмиссионной линии  $H_\alpha$  в южной ее части и было подтверждено установленное ими для этой области наличие доплеровских эллипсов у линий  $H_\alpha$  и  $[N II] \lambda 6583$ . Было найдено также, что в северной части галактики доплеровских эллипсов нет. В настоящей статье проводится более развернутое исследование южной области галактики по калиброванным спектрограммам (что дает возможность оценить относительные интенсивности линий и получить сведения о физических условиях в излучающем газе).

2. *Наблюдательный материал и обработка спектрограмм.* Наблюдательный материал (6 спектрограмм галактики М 82 в интервале  $\lambda\lambda 6100$ — $6900 \text{ \AA}$ ) был получен на 2.6-метровом телескопе Бюраканской обсерватории в январе 1982 г. со спектрографом UAGS, установленным в фокусе Нэсмита. Приемником излучения служил трехкаскадный ЭОП типа УМ-92 с магнитной фокусировкой, мультищелочным катодом, экраном зеленого свечения и перебрасывающей (с масштабом 1:1) оптикой. Регистрация осуществлялась на эмульсию типа А600Н, гиперсенсibilизированную прогревом. Дисперсия спектрограмм —  $50 \text{ \AA/мм}$ , разрешение —  $3 \text{ \AA}$ . Для калибровки использовался ступенчатый ослабитель. Щель спектрографа размером  $2'' \times 60''$  выставлялась в позиционном угле  $65^\circ$  (параллельно большой оси галактики). Положение щелей указано на рис. 1. Времена

экспозиций в зависимости от яркости области менялись от 30 мин (спектр № 1) до 5 мин (спектр № 4). Репродукции спектров № 1, 4, 6 даются на рис. 2.

Обработка велась по записям спектров, полученным на микрофотомере PDS Бюраканской обсерватории. Каждый спектр записывался дважды. Во-первых, с диафрагмой размером  $25 \times 100$  мкм, шагом в направлении дисперсии 10 мкм (0.5 А) и шагом поперек дисперсии 100 мкм (4"). В этом случае получалось 17 сканов, из которых первый и последний приходились на спектр сравнения. Скорость каретки самописца была выбрана так, что масштаб записи оказался 0.4 А/мм. Эти записи использовались для изучения профилей линий и нахождения поля скоростей. Во-вторых, запись производилась с вдвое более высокой щелью и более быстрой протяжкой ленты самописца (масштаб записи — 1.6 А/мм). В этом случае для каждой спектрограммы в пределах спектра галактики получалось по 6 сканов. Эти записи использовались для изучения относительных интенсивностей линий, причем сравнивались лишь близкие по расположению линии, поскольку чувствительность ЭОП по полю и его спектральная характеристика специально не исследовались.

3. *Результаты наблюдений.* а) *Профили линий.* Рассмотрение рис. 2 и записей показывает, что линии имеют сложное строение. На спектрах № 1—2 в западной части, где щель приходится на область интенсивного свечения в  $H_{\alpha}$ , заметно расширение линий, которые асимметричны и имеют форму обрезанного эллипса. К востоку линии несколько сужаются и их ширины остаются примерно постоянными. Спектр № 4 получен со щелью, проектирующейся на конденсации А (там, где усилен континуум) и С (обозначения конденсаций см. в [4]). Линии  $H_{\alpha}$  и [N II] здесь сильно передержаны, но видно, что структура линий отличается от того, что имеет место для спектров № 1—2. На спектрах № 5 и 6 линии относительно узки и симметричны. Спектрограммы № 2 и 6 получены примерно для тех же областей, что и спектрограммы в 1\*, и соответствующие спектры очень похожи друг на друга. Новые данные, таким образом, подтверждают различие в профилях для южной и северной частей галактики, отмеченное в [1].

Остановимся подробнее на форме линий на спектрограммах № 1 и 2. Несмотря на то, что на них из-за передержки не видно просвета в центре линии, на ряде записей линии выглядят заметно расщепленными. Однако в большинстве случаев четкого расщепления нет, но линии сильно асимметричны. Профили всех эмиссионных линий ( $H_{\alpha}$ , [N II] и [S II]) имеют сходное строение. В предположении, что наблюдаемый профиль представ-

\* На рис. 1 в [1] положения щелей нанесены неверно — оба отрезка следует сместить вниз на 1.5 мм (10").

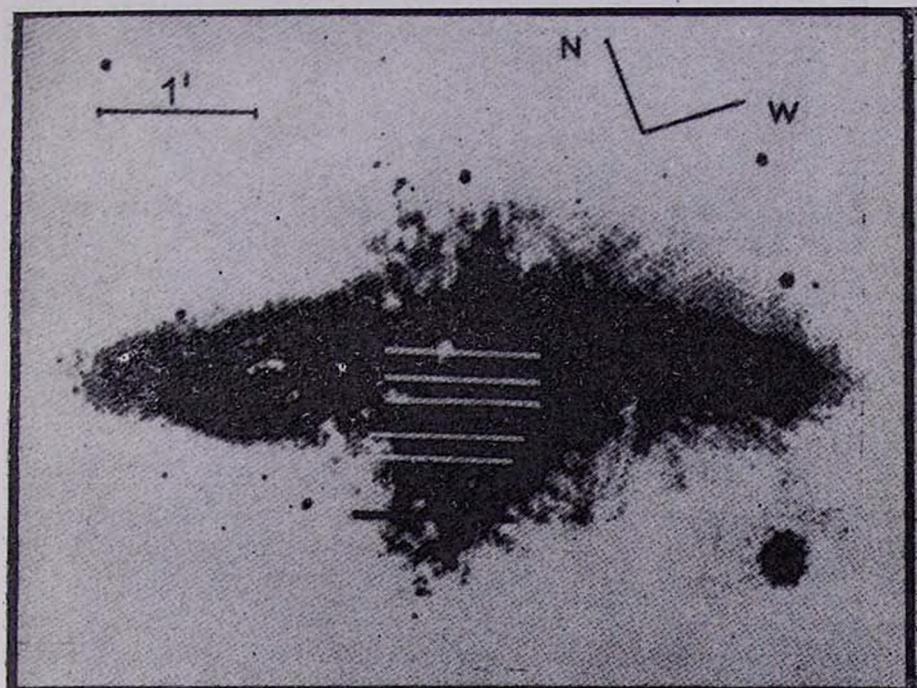


Рис. 1. Расположение щелей спектрографа (снимок М 82 в  $H\alpha$  перепечатан из [3]).

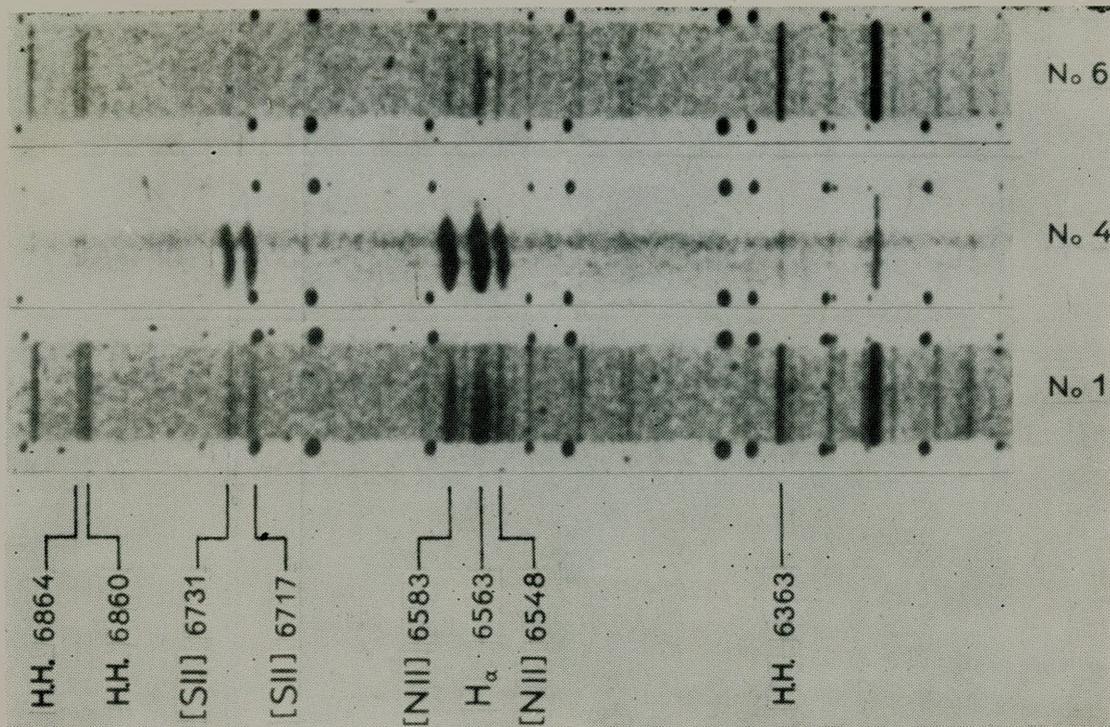


Рис. 2. Репродукции спектров № 1, 4, 6 (SW — внизу).

ляет собой сумму двух симметричных профилей, не разложенных из-за недостаточного разрешения спектрограмм, было проведено разделение профилей и найдена величина расщепления. Результаты представлены на рис. 3, где по оси абсцисс отложено расстояние от малой оси, за которую принята проходящая через конденсацию А прямая, перпендикулярная направлению щелей. Максимальная величина расщепления составляет 230 км/с, что согласуется с данными работ [1, 2]. Область максимального расщепления расположена в  $10''$  к западу от малой оси. Отметим, что величина расщепления заметно превышает разрешение, составляющее около 135 км/с.

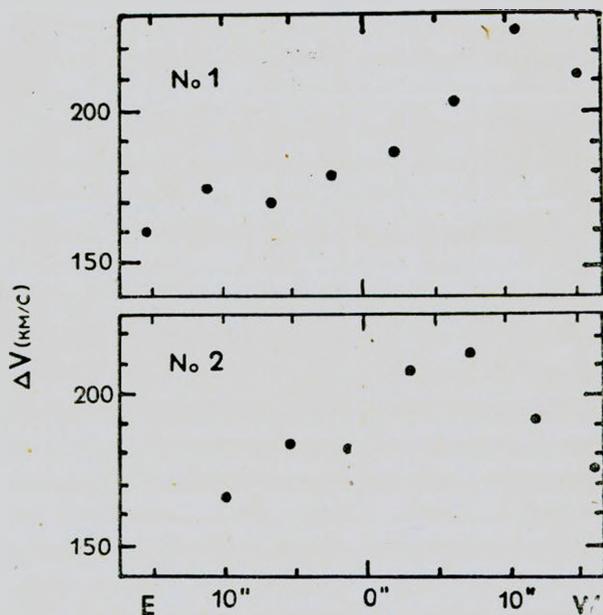


Рис. 3. Расщепление линий (указаны средние по всем линиям значения).

б) *Поле скоростей.* Для изучения поля скоростей использовались линии  $H_{\alpha}$ ,  $[N II]$  и  $[S II]$ . Поскольку систематических различий между определениями скоростей по линиям разных элементов найдено не было, результаты просто усреднялись. Определение длин волн производилось относительно спектра сравнения следующим образом. По первому и последнему сканам (где записан спектр сравнения) находились длины волн начала и конца сканируемого участка. Затем для каждой линии в каждом скане делалось по два определения длины волны (от начала скана и от его конца) и бралось среднее значение. В случае расщепленных линий за положение линии принималась середина суммарного профиля. Ошибка

определения лучевой скорости, найденная из внутренней сходимости результатов по всем линиям, оказалась около 10 км/с. Данные изучения поля скоростей приведены в табл. 1, дающей гелиоцентрические скорости. Поправка для их перевода в скорости относительно местного стандарта покоя составляет + 6.2 км/с.

Таблица 1  
КРИВЫЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ (км/с)

Расст. от малой оси (")	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 6
25 SW	—	—	—	146	136	—
20	—	—	115	141	138	192
15	160	138	205	116	132	173
10	136	149	133	95	145	165
5	131	159	163	131	169	159
0	131	170	188	190	183	183
5	131	170	210	221	203	181
10	132	158	220	223	217	224
15	141	153	217	226	255	255
20	160	255	250	249	—	—
25	185	—	—	275	—	—
30 NE	190	—	—	—	—	—

Полученные нами результаты можно сравнить с уже имеющимися в литературе. Они удовлетворительно согласуются как с результатами ранней работы Хекаторна [5], так и с кривой вращения, построенной в [4] по спектру для той же области, для которой получен наш спектр № 4. Согласие лучевых скоростей, полученных для отдельных деталей структуры М 82, с результатами работы [4] демонстрирует табл. 2.

Таблица 2  
СКОРОСТИ ОТДЕЛЬНЫХ КОНДЕНСАЦИЙ

Деталь	Наст. работа	Работа [4]
А	190 км/с	200 км/с
В	137	127
С	108	109
Ядро (радиосточник)	133	130

в) *Определение электронной концентрации.* Электронная концентрация определялась по отношению интенсивностей линий дублета [S II]  $\lambda\lambda$  6717, 6731. При этом использовалось среднее значение электронной

температуры  $T_e = 10^4$  К, получающееся для газовых облаков Галактики. Вид зависимости отношения  $I_{6717}/I_{6731}$  от  $n_e$  брался из работы Носова [6], который использовал для расчета этой зависимости уточненные атомные константы. Результаты определения  $n_e$  представлены на рис. 4. Ошибки в определении  $n_e$  могут достигать 50% в ярких областях и 100% в слабых.

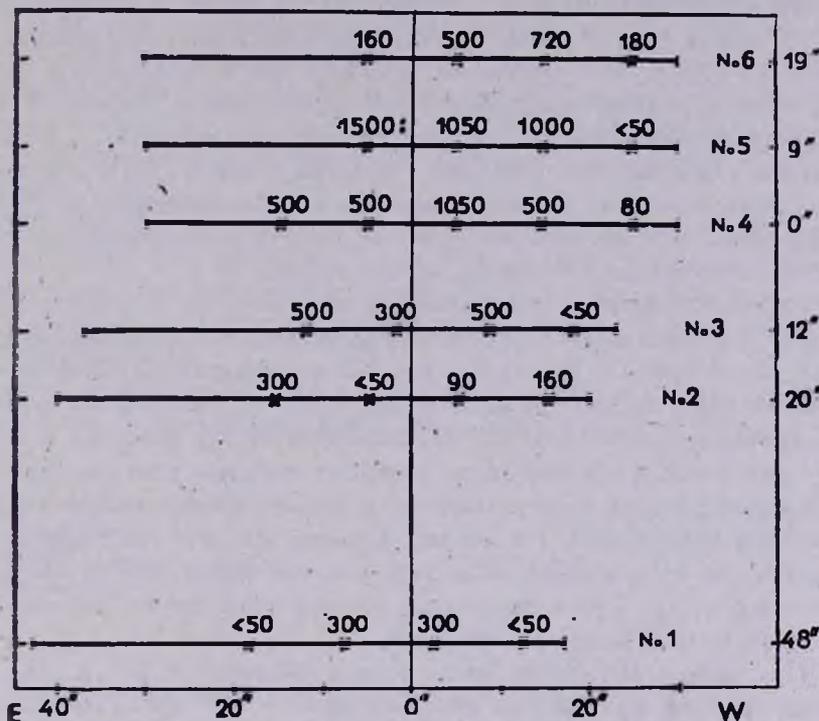


Рис. 4. Распределение электронной концентрации  $n_e$  по галактике.

4. *Обсуждение результатов.* Сопоставление относительных интенсивностей эмиссионных линий показывает, что в разных участках галактики они существенно различны. Это хорошо демонстрирует рис. 4, показывающий распределение  $n_e$  по галактике. Изменение  $n_e$  от  $1000 \text{ см}^{-3}$  до  $50 \text{ см}^{-3}$  соответствует изменению отношения  $I_{6717}/I_{6731}$  от 0.9 до 1.4\*. Отсюда сразу же следует, что причиной свечения волокон в эмиссионных линиях не может быть только рассеяние излучения центральных областей на веществе волокон — в волокнистой структуре имеется собственное свечение газа.

\* Такое большое изменение  $n_e$ , разумеется, нельзя объяснить ошибками в определении этого отношения.

Поэтому предложенная в [1] для объяснения результатов поляризационных наблюдений при наличии расщепления линий модель чистого рассеяния на расширяющейся пылевой оболочке (как и всякая модель с чистым рассеянием) должна быть пересмотрена. При наличии собственного свечения газа гипотеза о чистом рассеянии несовместима с фактом идентичности поляризации в континууме и эмиссионных линиях. Этот факт, установленный Висванатаном [7] для одного из удаленных волокон, по-видимому, не совсем правомерно распространялся на всю волокнистую структуру. В самом деле, в работе [8] найдено, что степень поляризации в волокнистой структуре существенно меньше в цвете  $R$ , нежели в цвете  $V$ . Это, вероятно, служит указанием на то, что излучение в полосе  $R$  разбавлено неполяризованным излучением эмиссионных линий  $H_\alpha$  и  $[N II]$ , излучаемых газом волокон. Наличие в области волокон газа с относительно высоким значением  $n$ , позволяет вернуться к предложенному в [9] объяснению возникновения поляризации при рассеянии на газовой-пылевом веществе волокон (пыль + свободные электроны).

Распределение электронной плотности (малые ее значения в середине разреза 2 и увеличение в середине разреза 1), а также данные о расщеплении линий (рис. 3) позволяют, по всей вероятности, заключить, что газовые облака в южной части галактики представляют собой некоторую расширяющуюся оболочку. Но продолжается ли эта оболочка в северную часть галактики и где находится центр, от которого идет расширение, по имеющимся данным пока установить с определенностью нельзя. Из рассмотрения данных табл. 1 и 2 и рис. 4 видно, что хотя газ в общем принимает участие во вращении галактики, как оно определено по абсорбционным линиям (см. [10]), но облака распределены крайне неоднородно и имеют большие собственные скорости.

При имеющейся оценке массы газа в оболочке  $\sim 10^{40}$  г [11] грубая оценка кинетической энергии оболочки дает  $\sim 10^{55}$  эрг. Гипотеза о происхождении оболочки в результате взрыва в ядре галактики [11] весьма проблематична, поскольку она требует полной энергии взрыва не менее  $10^{57}$  эрг. Механизм такого огромного и практически мгновенного энерговыделения неясен. Гораздо правдоподобнее выглядит предположение о «выдувании» оболочки световым давлением центральных областей галактики [12]. О'Коннел и Мангано [4] показали, что в центральной области M 82 находятся молодые звездные скопления (конденсации A, C, F, ...), образовавшиеся не более  $5 \cdot 10^7$  лет назад во время недавней вспышки звездообразования и обладающие оптической светимостью до  $10^{42}$  эрг/с. Из-за большого поглощения в ядерной области M 82 эти скопления за редким исключением невидимы и проявляют себя лишь как сильные ИК-источники. Суммарная оптическая светимость всех скоплений, вероятно, не менее  $10^{43}$  эрг/с. За время  $10^7$  лет (грубая оценка возраста оболочки)

энерговыведение ядерной области составит не менее  $10^{57}$  эрг. Считая, что эффективность преобразования энергии излучения центральных областей галактики в кинетическую энергию движущегося газа составляет, как и для типичных областей Н II  $\sim 1\%$  [13], получаем кинетическую энергию оболочки  $\sim 10^{55}$  эрг.

5. *Заключение.* В заключение отметим, что по-прежнему остается открытым вопрос о центре, от которого происходит расширение газовых облаков в М 82. Для его выяснения необходимо получить спектрограммы волокнистой структуры в северной части галактики. Было бы полезно также иметь спектрограмму для области южных волокон, промежуточной между теми, для которых получены спектрограммы № 1 и № 2, и продвинуться дальше в западную часть с тем, чтобы получить доплеровские эллипсы в линиях полностью.

Вторая важная, но весьма сложная задача — проведение спектрополяриметрических наблюдений в области волокнистой структуры для прямого подтверждения различий в поляризации в линиях и непрерывном спектре, поскольку результаты наблюдений [8], строго говоря, допускают и другое истолкование.

Авторы благодарны комиссии КТШТ и дирекции Бюраканской обсерватории за предоставление наблюдательного времени на 2.6-метровом телескопе.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Ленинградский государственный  
университет

## SPECTRAL OBSERVATIONS OF GALAXY M 82. II

A. S. AMIRKHANIAN, V. A. HAGEN-THORN, V. P. RESHETNIKOV

The results of spectral observations of peculiar galaxy M 82 are given. The emission line splitting in spectra of the south filaments is studied. Electron densities in filamentary structure and radial velocity curves for six positions are found. New data allow to return to the explanation of observed polarization in terms of scattering of radiation of central galaxy regions by dust and free electrons.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Амirkханян, В. А. Гаген-Торн, В. П. Решетников, *Астрофизика*, 18, 31, 1982.
2. D. J. Axon, K. Taylor, *Nature*, 274, 37, 1978.

3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Внегалактическая астрономия. Наука, М., 1972, стр. 347.
4. R. W. O'Connell, J. J. Mangano, Ap. J., 221, 62, 1978.
5. H. M. Neckathorn, Ap. J., 173, 501, 1972.
6. И. В. Носов, Астрон. цирк., № 1050, 1, 1979.
7. N. Visvanathan, Sky and Telescope, 40, 142, 1970.
8. J. F. Chesterman, W. S. Pallister, M. N. R A S., 191, 349, 1980.
9. В. А. Гаген-Торн, Астрофизика, 4, 93, 1968.
10. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, V. C. Rubin, Ap. J., 140, 942, 1964.
11. C. R. Lynds, A. R. Sandage, Ap J., 137, 1005, 1963.
12. R. H. Sanders, D. S. Balamore. Ap. J., 166, 7, 1971.
13. B. M. Lacker, Ap. J., 149, 23, 1967.

УДК 524.7—56

СВЯЗЬ ПРОЯВЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ КВАЗАРА ЗС 345  
В ОПТИЧЕСКОМ И РАДИОДИАПАЗОНАХ

М. К. БАБАДЖАНЫЦ, Е. Т. БЕЛОКОНЬ, В. Л. ГОРОХОВ

Поступила 13 июля 1984

Принята к печати 10 ноября 1984

Для квазара ЗС 345 приводится кросс-корреляционный анализ данных по оптической и радиопеременности на больших (порядка сотен дней) временных шкалах. Найдена высокая степень корреляции между радиовспышками и «медленным» компонентом (характерное время изменения около 1 года) в оптических изменениях блеска при запаздывании радиовспышек на 700—1000 дней. Сопоставление величины запаздывания с видимой «сверхсветовой» скоростью движения радиокомпонентов миллисекундной структуры ЗС 345 позволяет сделать оценку расстояния от ядра области возникновения радиоизлучения ( $\tau \sim 0.7 \cdot 10^{-3}$ ).

1. *Введение.* Переменность излучения, как проявление активности ряда квазаров, ядер галактик и сходных с ними объектов, обычно наблюдается в широком диапазоне длин волн. К настоящему времени наиболее длительные и подробные ряды наблюдений подобных объектов получены для оптического и радиодиапазонов. Имеющиеся данные по переменности в этих диапазонах часто показывают значительное сходство как относительных амплитуд изменений, так и их характерных времен. Это дает основание для поиска корреляций между отдельными событиями, происходящими в этих диапазонах.

В достаточно полно представленных наблюдениями кривых блеска переменных внегалактических объектов, как правило, присутствуют два или три хорошо разделяемые компонента переменности с характерными временами изменений — несколько суток, десятки дней и несколько лет. В соответствии с этим задача поиска корреляции ставилась неоднократно для переменности на разных временных шкалах — от суток до десятков месяцев. Так специально поставленные наблюдения для BL Lac и OJ 287 [1, 2] не обнаружили корреляций радио и оптической переменности на шкале от 1 суток до нескольких десятков дней. Поиск корреляций для «медленных» (характерное время изменения порядка нескольких месяцев) компонентов переменности BL Lac привел Хэкки и др. [3] к выводу о существова-

вании корреляции с запаздыванием «медленных» радиовспышек на 2—8 месяцев. Помфри и др. [4] по более длительным рядам наблюдений того же объекта корреляции не обнаружили. В то же время анализ кривых блеска в оптике и радио, сделанный в той же работе [4] для OJ 287, показал высокую степень корреляции «медленных» компонентов переменности с запаздыванием в радиодиапазоне на 0.9 года. У этого объекта отмечена также синхронность значительно меньших по амплитуде и сравнительно более «быстрых» ( $\sim 0.5$  года) изменений в оптике и на сантиметровых волнах [4, 5].

Возникновение мощной радиовспышки с запаздыванием около 2.2 года относительно сходной оптической (характерное время изменения блеска порядка 1 года) наблюдалось у квазара 0420—01 [6]. Корреляция с запаздыванием (2—5 лет соответственно для двух длин волн в радиодиапазоне) «медленного» компонента радиопеременности относительно оптической обнаружена Лютым [7] для сейфертовской галактики NGC 1275. Подобная корреляция была найдена для N-галактики 3C 120 [8, 9] и квазара 3C 273 [9]. Следует отметить, однако, что в работе Помфри и др. [4] кросс-корреляционный анализ почти десятилетних рядов достаточно подробных наблюдений для 22 активных внегалактических источников, в том числе 3C 120 и 3C 273, уверенно показал существование корреляции радио и оптической переменности на длинных временных шкалах лишь у OJ 287. В той же работе перечисляются возможные причины, приведшие к отрицательным результатам при поиске корреляций.

Наиболее выдающийся пример корреляции оптической и радиопеременности, несомненно, дает лацертид AO 0235+164, для которого дважды — в 1975 г. и 1979 г. зарегистрированы синхронные оптическая и радиовспышки большой амплитуды и продолжительностью в оптике менее 20 дней [10, 11], что соответствует «быстрому» компоненту переменности. Таким образом, проблема существования корреляций между оптической и радиопеременностью для группы переменных внегалактических объектов в целом к настоящему времени не является окончательно решенной, хотя для нескольких объектов имеются более или менее убедительные свидетельства ее существования.

В настоящей статье мы приводим еще один пример возможного присутствия подобной корреляции для квазара 3C 345 ( $z = 0.595$ ).

2. *Наблюдательный материал.* На рис. 1 представлены ряды оптических (полоса В) и радионаблюдений ( $\lambda = 2.8$  см) квазара 3C 345, относящегося к группе OVV (оптически сильно переменных) источников.

Радиопеременность наблюдалась на Алгонкинской радиоастрономической обсерватории [12, 13]. Типичная среднеквадратичная ошибка еди-

ничного наблюдения для радиоданных составляет 0.5 Ян до сентября 1971 г. и далее, после замены приемника — 0.2 Ян.

Оптическая кривая блеска ( $B$ ) получена при сведении результатов наблюдений большого числа авторов. Основной объем данных составляют фотографические наблюдения, выполненные по девяти многолетним программам изучения оптической переменности, осуществляемых различными обсерваториями.

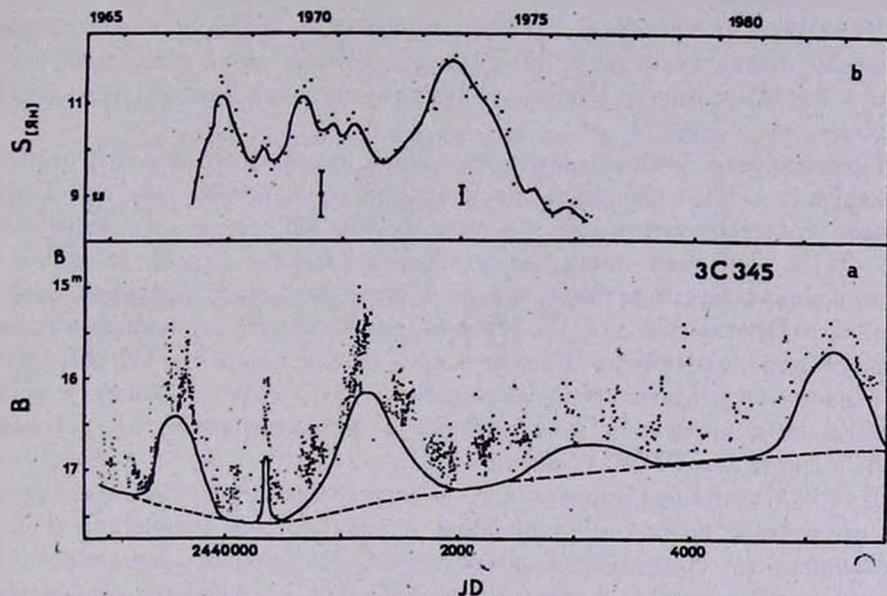


Рис. 1. а) Сводная кривая блеска квазара 3С 345 (полоса В). Данные, использованные при построении кривой блеска, приведены в [15]. б) Изменения плотности потока 3С 345 в радиодиапазоне ( $\lambda = 2.8$  см). Данные Алгонкинской обсерватории [12, 13].

Данные, использованные для получения сводной кривой блеска 3С 345, а также сопоставление различных однородных рядов приведены ранее [14, 15]. Для оптической сводной кривой среднеквадратичная ошибка единичного наблюдения (оценка блеска за ночь) составляет от  $0^m.02$  для немногочисленных фотоэлектрических данных до  $0^m.1-0^m.2$  для фотографических наблюдений. Она колеблется практически всегда в этих пределах на отдельных интервалах времени, в зависимости от того, какие наблюдения на них преобладают. Так, после 1978 г. оптическая переменность представлена лишь однородным рядом наблюдений Астрономической обсерватории Ленинградского университета [14], и типичная среднеквадратичная ошибка единичного наблюдения для этого интервала состав-

ляет  $0^m 07$  с учетом количества снимков, полученных за ночь. Около  $0^m 1$  ошибка остается и в 1970—75 гг., когда этот ряд преобладает по числу наблюдений.

3. *Корреляционный анализ данных.* В оптической переменности ЗС 345 выделяются три компонента [15, 16], имеющие характерные времена изменения:  $\sim 15$  лет (компонент I);  $\sim 1$  год (компонент II);  $\sim$  несколько суток (компонент III) — рис. 1а.

Компонент II проведен сплошной линией, как огибающая «быстрых» изменений блеска (компонент III) и представляет собой последовательность *s* (slow)-вспышек, некоторые свойства которых описывались ранее [15].

При непосредственном сравнении кривой изменения плотности радиопотока (рис. 1б) и оптической переменности, обращает на себя внимание большое сходство оптической *s*-вспышки 1970—72 гг. и радиовспышки 1972—74 гг. При этом «быстрые» изменения блеска в оптике, по-видимому, не проявляются в радиодиапазоне. Общая картина корреляции оптической и радиовспышек для ЗС 345 в большой степени напоминает аналогичное событие, отмеченное Помфри и др. [4] для лацертиды OJ 287, причем близки не только продолжительности ( $\sim 3$  года) вспышек у этих объектов, но и временно запаздывание в радиодиапазоне: 0.9 лет для OJ 287 и 2 года для ЗС 345 (без учета *z*).

Для получения предварительного количественного результата мы провели вычисление кросс-корреляционной функции рядов оптической и радиопеременности. Поскольку в нашем случае анализировались корреляционные зависимости для переменности ЗС 345 на больших временных шкалах, то наблюдательные данные для обоих диапазонов были усреднены с интервалом в 100 дней, а затем между получившимися точками были проведены гладкие кривые с помощью метода скользящих медиан. Вычисления были повторены также с использованием компонента II оптической переменности (сплошная линия на рис. 1а). Вид корреляционной функции при этом практически не изменился.

Для выборки, представляющей оптическую переменность, использовались величины  $\Delta B$  (значения компонента II в звездных величинах), а для радиопеременности —  $\Delta S$  (разница между величинами плотности потока на гладкой кривой и постоянной составляющей, равной 8.4 Ян). Точки на кривых считывались с шагом в 20 дней. Необходимость вычитания постоянной составляющей для радиопеременности определила интервал наблюдений, взятый для вычисления корреляционной функции — JD 2439700—2443100, объем выборки при этом:  $N = 171$ . Вычислялась кросс-корреляционная функция:

$$R_{BS}(\tau) = \frac{1}{N-\tau} \frac{\sum_{i=1}^{N-\tau} (\Delta B(i) - \Delta \bar{B})(\Delta S(i+\tau) - \Delta \bar{S})}{\sigma_{\Delta B} \cdot \sigma_{\Delta S}},$$

$$\sigma_{\Delta B}^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (\Delta B(i) - \Delta \bar{B})^2}{(N-1)}, \quad \sigma_{\Delta S}^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (\Delta S(i) - \Delta \bar{S})^2}{(N-1)},$$

$$\Delta \bar{B} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta B(i), \quad \Delta \bar{S} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta S(i),$$

$\tau$  — величина сдвига.

Кросс-корреляционная функция для почти 10-летнего интервала наблюдений ЗС 345 в оптическом и радиодиапазонах приведена на рис. 2. Максимальный коэффициент корреляции равен 0.88 при величине запаздывания радиопеременности относительно оптики в 780 дней.

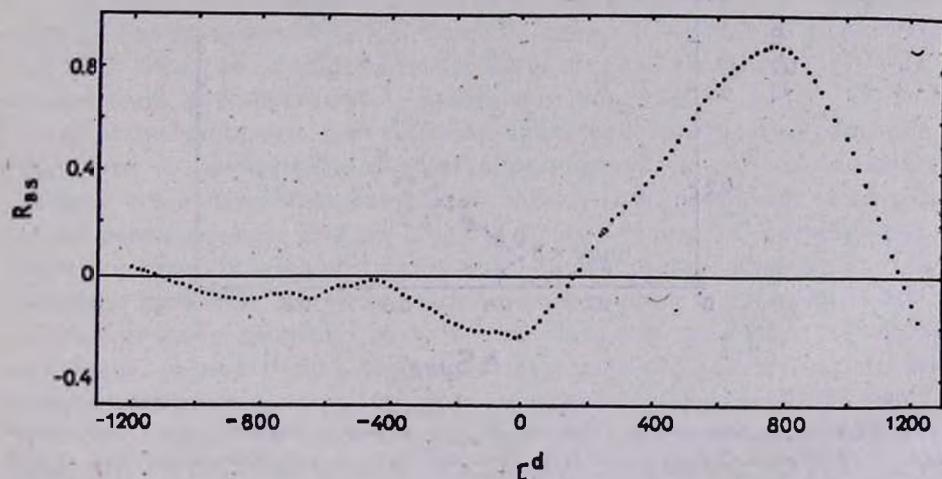


Рис. 2. Кросс-корреляционная функция изменений плотности радиопотока и компонента  $\Pi$  в оптической кривой блеска. Интервал наблюдений JD 2439700—2443100.

Как видно из рис. 1 отсчеты, использованные для вычисления корреляционной функции, не являются независимыми случайными величинами. Поэтому статистическую достоверность полученных значений  $R_{BS}$  можно грубо оценить по формуле:  $\sigma_R = \sigma_{\Delta B} \cdot \sigma_{\Delta S} / \sqrt{M}$ , где величина  $M$  есть число независимых отсчетов на кривых блеска [17]. Приблизительно величину  $M$  можно определить, например, как это сделано в работе Комберга и Лютого [9]. В нашем случае  $M = 25$ . Тогда  $\sigma_R \leq 0.1$ , что говорит о достаточной надежности полученных значений корреляционной функции.

Если брать во внимание только лишь одну вспышку в оптике (1970—1972 гг.) и в радиодиапазоне (1972—74 гг.), то наилучшее их совпадение получается при сдвиге в 680 дней. На рис. 3 в соответствии с этой величиной сдвига построены регрессионные зависимости  $\Delta S_{\text{опт}}$  и  $\Delta S_{\text{рад}}$  для этой вспышки.  $\Delta S_{\text{опт}}$  — разница между величинами плотности потока компонента II и компонента I в оптике, нормированные к своему максимальному значению, а  $\Delta S_{\text{рад}}$  — аналогично нормированные разницы между наблюдаемыми плотностями радиопотока и постоянной составляющей 8.4 Ян.

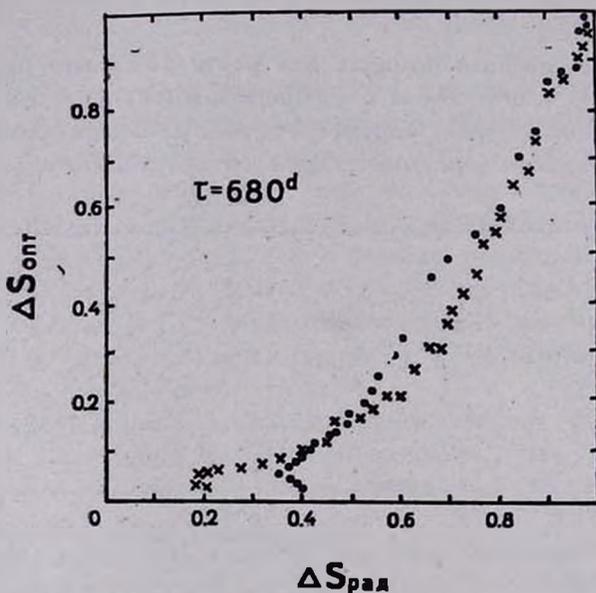


Рис. 3. Регрессионная зависимость  $\Delta S_{\text{опт}} - \Delta S_{\text{рад}}$  для оптической S-вспышки 1970—72 гг. и радиовспышки 1972—74 гг. при величине запаздывания в радиодиапазоне  $\tau = 680$  дней. Точки соответствуют восходящей, а крестики нисходящей ветвям вспышки.

Максимальная величина корреляции для всего 10-летнего интервала наблюдений приходится на  $\tau = 780$  дней, поскольку запаздывание второй радиовспышки (1969—70 гг.) относительно оптической (1967 г.) составляет  $\sim 1000$  дней. Небольшое увеличение плотности радиопотока в 1971 г. соответствует, по-видимому, низкочастотной составляющей при увеличении блеска в 1969 г. при  $\tau \sim 700$  дней.

Если сделанные выше предположения о корреляции радиовспышек с компонентом II в оптической переменности действительно реальны, то соответствующая радиовспышке 1967—68 гг. оптическая S-вспышка долж-

на иметь сдвиг  $\tau = 900$  дней. Наблюдавшаяся в 1981—83 гг. оптическая S-вспышка дает возможность проверить предположение о существовании корреляции — максимум в изменениях плотности радиопотока 3С 345 на  $\lambda = 2.8$  см должен наблюдаться в 1984—85 гг., для более низких радиочастот величины запаздывания будут несколько больше [13].

4. *Обсуждение.* Квазар 3С 345 относится к объектам, показывающим изменения миллисекундной радиоструктуры со «сверхсветовыми» скоростями. VLBI-структура 3С 345 представляет собой систему ядро—односторонний джет с компактными компонентами в нем, движущимися последовательно вдоль джета с видимой скоростью  $8.2 \cdot c$  ( $H_0 = 100$  км/с Мпс,  $q_0 = 0.05$ ) [19, 20].

Ранее, в работе [15], на основе данных по изменениям миллисекундной радиоструктуры на  $\lambda = 2.8$  см и 6 см был сделан вывод о возможной связи оптических S-вспышек 3С 345 с выбросом из ядра компактных радиокомпонентов.

В частности, S-вспышка 1970—72 гг. ассоциируется с радиокомпонентом С2 (в обозначениях [21]). Тогда задержка  $\tau = 680$  дней радиовспышки 1972—74 гг. по отношению к той же оптической S-вспышке 1970—72 гг. может быть интерпретирована следующим образом.

Предположим, что наблюдаемые изменения плотности радиопотока относятся к излучению движущихся радиокомпонентов (наблюдения показали, что в начальных стадиях отделения компонентов их потоки примерно равны потокам от ядра [21]). Тогда величина запаздывания радиовспышки относительно оптической S-вспышки, происходящей в ядре, определяется временем, в течение которого релятивистские частицы, выброшенные из ядра, достигнут области, где излучение происходит на соответствующих радиочастотах. Величина запаздывания радиовспышки, ассоциирующейся с компонентом С2, пересчитанная в систему объекта ( $z = 0.595$ ), равна 426 дней. Поскольку видимая скорость компонента С2 равна  $8.2 \cdot c$  [19] в той же системе координат, то видимое угловое расстояние, пройденное релятивистскими частицами до того, как они начали излучать на сантиметровых волнах (в том случае, если скорость оставалась постоянной), составит  $0.7 \cdot 10^{-3}$ , что соответствует расстоянию в проекции, равному 3 пс.

Необходимы данные дальнейших наблюдений квазара 3С 345 на сантиметровых волнах, чтобы проверить существование корреляции радиовспышек с уже выявленными оптическими S-вспышками 1967 и 1982—1983 гг.

Авторы выражают благодарность сотруднику Астрономической обсерватории Ленинградского университета Ю. В. Барышеву за интерес к работе и неоднократные полезные обсуждения.

Ленинградский государственный  
университет

## THE CONNECTION BETWEEN THE ACTIVITY MANIFESTATIONS OF THE QUASI-STELLAR OBJECT 3C 345 IN OPTICAL AND RADIO RANGES

M. K. BABAJANIANTS, E. T. BELOKON', V. L. GORONOV

Cross-correlation analysis is made of data on optical and radio-variability of 3C 345 on large time scales (hundred days). A high degree of correlation is found between radio outbursts and "slow" (characteristic time  $\sim 1$  yr) component of optical brightness changes, radio outbursts were delayed for 700—1000 days. Comparison of the time delay with apparent "superluminal" velocity of the radiocomponents of 3C 345 allows to estimate the distance from the nucleus at which the radioemission arises ( $\sim 0.7$  milliarcsec).

### ЛИТЕРАТУРА

1. B. H. Andrew, G. A. Harvey, W. J. Medd, K. R. Hackney, R. L. Hackney, R. L. Scott, A. G. Smith, R. L. Leacock, B. Q. McGimsey, E. E. Epstein, J. W. Montgomery, J. Mottmann, R. B. Pomphrey, *Ap. J.*, 191, 51, 1974.
2. T. D. Kinman, J. F. C. Wardl, E. K. Conklin, B. H. Andrew, G. A. Harvey, J. M. MacLeod, W. J. Medd, *A. J.*, 79, 349, 1974.
3. R. L. Hackney, K. R. Hackney, A. G. Smith, G. K. Folsom, R. L. Leacock, R. L. Scott, E. E. Epstein, *Astrophys. Lett.*, 12, 147, 1972.
4. R. B. Pomphrey, A. G. Smith, R. J. Leacock, C. N. Olsson, R. L. Scott, J. T. Pollock, P. Edwards, W. A. Dent., *A. J.*, 81, 489, 1976.
5. P. D. Usher, *A. J.*, 84, 1253, 1979.
6. W. A. Dent, T. J. Balonek, A. G. Smith, R. J. Leacock, *Ap. J.*, 227, L9, 1979.
7. В. М. Лютый, *Письма АЖ*, 6, 223, 1980.
8. P. D. Usher, *Ap. J.*, 172, 425, 1972.
9. Б. В. Комберг, В. М. Лютый, *Препринт ИКИ*, № 705, 1982.
10. A. J. Pica, A. G. Smith, J. T. Pollock, *Ap. J.*, 236, 84, 1980.
11. T. J. Balonek, W. A. Dent, *Ap. J.*, 240, L3, 1980.
12. W. J. Madd, B. H. Andrew, G. A. Harvey, J. L. Locks, *Mem. Roy. Astron. Soc.* 77, 109, 1972.
13. B. H. Andrew, J. M. MacLeod, G. A. Harvey, W. J. Medd, *A. J.*, 83, 863, 1978.
14. М. К. Бабаджанияц, Е. Т. Белоконов, Н. С. Денисенко, Е. В. Семенова, *Астрон. ж.*, 1985 (в печати).

15. М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, *Астрофизика*, 21, 217, 1984.
16. T. D. Kinman, E. Lamla, T. Ciurla, E. Harlan, C. A. Wirtanen, *Ap. J.*, 152, 357, 1968.
17. Ж. Макс, *Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях*, Мир, М., 1983, стр. 122.
18. М. Холлендер, Д. А. Вульф, *Непараметрические методы статистики*, М., 1983, стр. 206.
19. M. H. Cohen, S. C. Unwin, *Symp. IAU 97*, Eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, D. Reidel, 345, 1982.
20. S. C. Unwin, *Simp. IAU 97*, Eds. D. S. Heeschen, C. M. Wade, Dordrecht, D. Reidel, 357, 1982.
21. M. H. Cohen, S. C. Unwin, T. J. Pearson, G. A. Setelstad, R. S. Simon, R. P. Linfield, R. C. Walker, *Ap. J.*, 269, L1, 1983.

*Примечание при корректуре.* В статье применялся метод классического кросс-корреляционного анализа, который предполагает нормальное распределение данных. Априорную неопределенность в отношении типа распределения данных можно преодолеть с помощью ранговых статистик. Вычисления ранговых коэффициентов корреляции Спирмена [18] показали, что общий ход кросс-корреляционной функции и в этом случае практически остается неизменным при достаточно высоком значении коэффициента корреляции.

УДК: 524.6—77

СХОДСТВО МЕЖДУ ПРОТЯЖЕННЫМИ КОМПОНЕНТАМИ  
РАДИОГАЛАКТИК И ОСТАТКАМИ СВЕРХНОВЫХ  
ТИПА «ПЛЕРИОНОВ»

Б. В. КОМБЕРГ, М. А. СМИРНОВ

Поступила 13 июня 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Для представительной выборки протяженных компонентов двойных радиогалактик получены зависимости поверхностная радиояркость — размер на разных частотах и для разных интервалов по красным смещениям. Средний наклон этих зависимостей равен  $(2.5 \pm 0.28)$ , что близко к величине наклона подобной же зависимости для остатков сверхновых типа «плерионов»  $(2.35 \pm 0.20)$ . Такое совпадение, по-видимому, свидетельствует о продолжающейся подпитке протяженных компонентов энергичными частицами, поступающими от ядра. По подвыборке на частоте 1400 МГц для радиогалактик с  $z \leq 0.1$ , состоящей из 55 протяженных компонентов, построена та же зависимость и по ней, в принципе, можно оценивать расстояния до неотожествленных недалеких радионсточников. Точность оценок расстояний предлагаемым методом оказывается не хуже, чем по красным смещениям с учетом неопределенности в величине  $H_0 = (75 \pm 25)$  км/с Мпс.

1. Хотя изучению свойств протяженных компонентов радиогалактик (РГ) посвящено большое количество как наблюдательных, так и теоретических работ, но до настоящего времени все еще нет ясности ни в кинематических свойствах их расширения, ни в особенностях их подпитки релятивистскими частицами, ответственными за синхротронное радиоизлучение. Однако каким бы образом ни происходила эта подпитка (ускорение частиц в ядре и доставка по магнитным каналам на периферию, доускорение по дороге, доускорение или рождение энергичных частиц в областях «горячих пятен» на периферии, а, скорее всего, все вместе), ясно, что эволюционные изменения параметров протяженных радиокомпонентов будут зависеть от соотношения между темпами подпитки и потерь. Последние, как известно, могут зависеть от многих причин: величины и геометрии магнитных полей, энергетического спектра первичных излучающих частиц и механизмов их доускорения, свойств окружающей среды, препятствующей расширению компонентов и т. п. Если говорить о близких ( $z < 0.1$ ) радиогалактиках поля (а, согласно, например [1], хорошо выраженная

двойная структура наблюдается только у РГ вне богатых скоплений), то для них параметры внешней среды можно считать более или менее одинаковыми. При заданном полном числе частиц в излучающем объеме и прекращении подпитки потеря энергии частицами за счет разных механизмов будет в разной степени зависеть от эволюционного увеличения размеров области. Согласно, например, [2] обратно-комптоновские потери  $\sim R^{-10}$ , синхротронные  $\sim R^{-6}$ , тормозные  $\sim R^{-4}$ , ионизационные  $\sim R^{-3}$  и потери на расширение  $\sim R^{-2}$ . В ряде работ (например, [3—5]) при упрощающих предположениях об однородности и изотропии распределения излучающих частиц и хаотичности магнитных полей были получены выражения для синхротронного потока излучения на данной частоте  $\nu$ :

$$F_\nu = R^3 \cdot K \cdot H_\perp^{\frac{\gamma+1}{2}}. \quad (1)$$

Здесь  $\gamma = 2\alpha + 1$ , где  $\alpha$  — спектральный индекс;  $H = H_0 (R_0/R)^2$ ;  $K = K_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^{(\gamma-1)+3}$  — коэффициент, входящий в выражение для энергетического спектра излучающих частиц;  $N(E) dE = K(R) E^{-1} dE$ , где  $E = E_0 (R_0/R)$ . Или, что легко получить,

$$N(E) = K_0 E_0^{-1} \left(\frac{R_0}{R}\right)^3. \quad (2)$$

Подставляя в (1) все зависимости от  $R$ , получаем

$$F_\nu \sim R^{-2\gamma} \sim R^{-(4\alpha+2)} \quad (2a)$$

или  $F_\nu \sim R^{-5}$  при  $\bar{\alpha} = 0.75$ . Переходя к поверхностной радиояркости,

$$\Sigma_\nu \equiv \frac{F_\nu}{R^2} \sim R^{-4(\alpha+1)} \quad (2b)$$

получаем  $\Sigma_\nu \sim R^{-7}$  при  $\bar{\alpha} = 0.75$ .

Для отождествленных РГ легко наблюдаемыми величинами, характеризующими общие свойства протяженных радиокомпонентов, являются потоки от них ( $F_\nu$ ) и их размеры ( $\theta$ , или  $D$ ). Поэтому не удивительно, что в литературе делались неоднократные попытки построения для протяженных радиоисточников зависимостей типа  $L'_\nu - l$ , где  $L'_\nu$  — радиомощность на данной частоте, а  $l$  — общий радиоразмер. Например, в работе [6] отмечалось, что на плоскости  $L'_\nu - l$  выявляются две последовательности: „главная“, удовлетворяющая зависимости вида  $L'_\nu \sim l^{+2.5}$ , и последовательность „гигантов“  $L'_\nu \sim l^{-4.8}$ . Пер-

вая, возможно, относится к объектам, у которых преобладает подпитка энергичными частицами, а вторая — когда главным фактором становятся потери на расширение при  $l \sim t$ . В работе [2] существование последовательности „гигантов“ ставится под сомнение, однако, в работах [7, 8] она снова вводится с учетом данных по  $N$ -галактикам и квазарам.

Многие авторы (например, [9—12]) строили зависимость  $P^r - l$ , где  $P^r$  — спектральная радиояркость (Вт/Гц ср), а  $l$  — общий радиоразмер. Хотя разброс точек на зависимости велик, однако, согласно, например, [12], это отражает разброс начальных условий на эволюционных треках синхротронных компонентов, расширяющихся в среде, плотность которой  $\rho \sim l^2$ . При  $x = -1.9$  теоретическая зависимость имеет вид  $P^r \sim l^{-0.5}$  для  $l$  от 10 до 300 кпс.

Надо заметить, что в вышеперечисленных работах брались не слишком однородные выборки радиоисточников и не использовались сведения о размерах отдельных компонентов (их в те годы было еще слишком мало). Это должно было приводить к тому, что разброс на зависимостях с  $l$  будет больше, чем на тех же зависимостях с  $D_v$ . Дело еще и в том, что величина  $l$  в гораздо большей степени, чем  $D_v$ , зависит от неизвестного нам угла наклона оси РГ по отношению к лучу зрения. Поэтому, на наш взгляд, имеет смысл на основании появившегося в последние годы наблюдательного материала вернуться к построению для РГ зависимости  $\Sigma_v - D_v$ . Такая попытка тем более имеет смысл, что, в случае ее существования для близких ( $z < 0.1$ ) отождествленных РГ, по ней можно оценивать расстояния и до неотожествленных протяженных радиоисточников (если только последние не являются далекими квазарами\*). Ситуация здесь может оказаться вполне сходной с той, которая позволяет по зависимости  $\Sigma_v - D_v$  оценивать расстояния до старых остатков сверхновых (SNR).

2. Для построения зависимости  $\Sigma_v - D_v$ , применительно к РГ нами использовались работы, в которых приводятся данные относительно угловых размеров отдельных компонентов ( $\theta_{\parallel}$  и  $\theta_{\perp}$ ) и полных потоков от них ( $F$ ). Отбирались лишь компоненты, входящие в состав хорошо определенных двойных РГ, которые к тому же имеют надежные отождествления\*.

В табл. 1 приводятся частоты использованных обзоров, число отобранных протяженных компонентов и ссылки на литературу.

\* В дальнейшем мы предполагаем построить подобную же зависимость и для квазаров.

\* Оптические отождествления брались, в основном, из работы [13], авторам которой мы весьма признательны за присылку каталога.

Таблица 1

$\nu$ (МГц)	$N_{\text{ком.}}$	Литература
160	48	[14]
408	21	[15, 16]
1400	93	[16—18]
5000	50	[19—22]

В составленной нами выборке радиокомпонентов нет заметной зависимости  $l$  (расстояний между компонентами) от частоты, однако сами размеры компонентов  $D_v$  от частоты зависят:

$\nu$ (МГц)	160	408	1400	5000
$D_v/D_{160 \text{ МГц}}$	1	$0.93 \pm 0.09$	$0.48 \pm 0.07$	$0.32 \pm 0.10$

Наблюдаемую зависимость можно представить в виде  $D \sim \nu^{-0.3}$ . Она может быть обусловлена как рядом физических причин (например, высвечиванием в более слабых периферийных магнитных полях менее энергичных частиц, идущих от ядра), так и рядом селекционных эффектов. Различия в методиках определения размеров компонентов у разных авторов вряд ли дают ошибку больше 10%, так как все они используют для получения размеров приближение «эллиптического распределения Гаусса». Однако сильную неопределенность в оценку размеров могут вносить «горячие пятна», которые на разных частотах и с разными диаграммами направленности радиотелескопов могут давать заметно разный вклад в полную светимость компонентов. Чтобы уменьшить эффекты «горячих пятен», мы отбирали только компоненты с  $D \geq 15$  кпс, исходя из заметно меньших наблюдаемых размеров самих «горячих пятен» ( $\leq 5$  кпс) [23, 24].

По угловым размерам компонентов линейные размеры вычислялись по простой формуле:

$$D_v = \bar{\theta}_v \cdot d,$$

где

$$d = \frac{cz'}{H_0}, \quad \bar{\theta}_v = \sqrt{\theta_{v, \parallel} \times \theta_{v, \perp}}, \quad H_0 = 75 \text{ км/с Мпс.}$$

При этом пренебрегается отклонением геометрии реальных космологических моделей от евклидовой, что допустимо для недалеких объектов. Величина спектральной поверхностной яркости вычислялась для каждого

компонента РГ отдельно:  $\Sigma_{1,2}(\nu) = \frac{F_\nu}{\frac{\pi}{4}(\theta_{\nu,1} \cdot \theta_{\nu,2})} \left[ \frac{Я_H}{\square'} \right]$ , и в дальней-

шем они использовались как независимые параметры.

Зависимость  $\Sigma, - D$ , искалась стандартным методом наименьших квадратов в виде:

$$\ln \Sigma_\nu \left[ \frac{Я_H}{\square'} \right] = -\beta \ln D, (\text{пс}) + \ln A. \quad (3)$$

В табл. 2 для разных  $\nu$  и разных интервалов по  $z$  приведены значения коэффициента  $\beta \pm \sigma_\beta$ , где  $\sigma = \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{N}}$ . В круглых скобках указано число отобранных компонентов, а в квадратных—коэффициенты корреляции\*.

Таблица 2

$\nu$ (МГц)	$z=0 \div 0.1$	$0.1 \div 0.2$	$0.2 \div 0.3$	$0.3 \div 0.5$	$0.7 \div 0.9$
160	$2.34 \pm 0.66$ (42) [0.76]	$2.45 \pm 0.8$ (6) [0.73]	—	—	—
408	$2.99 \pm 0.9$ (21) [0.74]	—	—	—	—
1400	$2.50 \pm 0.50$ (55) [0.82]	$2.35 \pm 0.38$ (22) [0.88]	$1.97 \pm 0.4$ (10) [0.83]	$4.41 \pm 1.9$ (6) [0.71]	—
5000	$2.99 \pm 0.59$ (7) [0.83]	$1.4 \pm_{-0.7}^{+1.2}$ (6) [0.6]	$3.12 \pm 0.66$ (17) [0.82]	$1.85 \pm 0.8$ (14) [0.67]	$2.0 \pm 0.32$ (6) [0.75]

В среднем по всей выборке:  $\bar{\beta} = 2.5 \pm 0.28$ .

Зависимость  $\beta$  от  $z$  и  $\nu$  довольно слабая—это видно из табл. 2. Кроме того,  $\beta$  слабо зависит от величины  $D_\nu$ , а также и от полной светимости РГ как в оптике, так и в радио. Все это свидетельствует о малом влиянии на  $\beta$  эффектов селекции.

В табл. 3 приведены значения величин  $\ln A \pm \sigma_3$  для разных  $\nu$  и интервалов по  $z$ , вычисленных при подстановке в (3)  $\bar{\beta} = 2.5$ . В среднем по всей выборке  $\sigma_3 = 0.88$ . Из табл. 3 видно, что величина  $A$  сильно зависит и от  $\nu$ , и от  $z$ . Кроме того, она имеет тенденцию к увеличению с ростом оптической светимости РГ. Не исключено, что на нее оказывают влияние и другие селекционные эффекты.

\* Согласно замечанию реденвента, коэффициенты корреляции могут заметно уменьшиться, если искать зависимость от  $D_\nu$ , не  $\Sigma_\nu$ , а величин, формульно независимой от  $\bar{\theta}_\nu^{-2} \sim D_\nu^{-2}$  (например, радиосветимости).

Интересно, что вычисление параметров  $\beta$  и  $A$  отдельно для подвыборок, состоящих только из больших и меньших радиокомпонентов двойных РГ, не приводит к заметным различиям. Это свидетельствует в пользу примерной одинаковости их эволюционных треков, что, в свою очередь, говорит о продолжающейся интенсивной подпитки (в противном случае, меньший и больший компоненты эволюционировали бы по-разному, так как плотность внешней среды для них разная). С этой точки зрения, зависимость  $\Sigma_v - D_v$  для протяженных компонентов РГ должна быть похожей на подобную же зависимость не для старых оболочечных SNR, а, скорее, на зависимость для остатков с продолжающейся подпиткой, т. е. «плерионов» [25]. И действительно, если говорить о наклоне зависимости

Таблица 3

$\nu$ МГц	$\approx 0 \div 0.1$	$0.1 \div 0.2$	$0.2 \div 0.3$	$0.3 \div 0.5$	$0.7 \div 0.9$
160	$11.33 \pm 1.31$	$13.00 \pm 0.93$	—	—	—
408	$10.65 \pm 1.35$	—	—	—	—
1400	$9.81 \pm 1.14$	$11.29 \pm 0.74$	$12.72 \pm 0.59$	$13.61 \pm 0.85$	
5000	$8.25 \pm 0.42$	$10.26 \pm 0.93$	$10.83 \pm 0.71$	$11.94 \pm 1.10$	$13.50 \pm 0.47$

$\Sigma_v - D_v$ , то, согласно, например, [26—28], для оболочечных SNR  $\bar{\beta} = 3.4 \pm 0.5$ , в то время как для „плерионов“  $\bar{\beta} = 2.35 \pm 0.2$ . Последнее значение близко к полученному нами для РГ  $\bar{\beta} = 2.5 \pm 0.28$ . Однако, как мы уже отмечали, в простой модели получается  $\beta = 7$  (см. (26)). На это противоречие наблюдаемого для SNR наклона зависимости  $\Sigma_v - D_v$  с простой теорией обратил внимание еще в 1976 г. Шкловский [29], который предлагал вместо  $H \sim R^{-2}$  брать  $H \sim R^{-1.5}$  (тогда можно получить  $\beta = 4.2$  при  $\alpha = 0.5$ ). Однако нам, для согласования с наблюдениями по РГ, надо получить при  $\bar{\alpha} = 0.75$  значение  $\bar{\beta} = +2.5$ . Для этого надо считать, что или потери вовсе отсутствуют и  $K = \text{const}$  в (1) (расширение в пустоту или полная компенсация за счет подпитки [4]), или делать маловероятное предположение о зависимости  $H \sim R^\delta$  с  $\delta > 0$  при  $\alpha \geq 0.3$ . Не противоречащую наблюдениям зависимость  $\Sigma_v - D_v$  можно также получить при учете сдерживающего влияния окружающей среды, подбирая вид зависимости  $\rho(l)$  (например, [12, 30]). Есть, правда, и еще один, на наш взгляд, вполне приемлемый путь для согласования наблюдаемого у РГ наклона зависимости  $\Sigma_v - D_v$  с теорией. Речь идет об анизотропии распределения по скоростям излучающих частиц, а значит и об анизотропном характере излучения компонентов (в последние годы такая

возможность в литературе обсуждается [31—35]). Действительно, если положить  $K \sim R^{-\gamma}$  (вместо  $K \sim R^{-(\gamma+2)}$  для изотропного случая), что соответствует независимости  $N(E)$  от размеров, то при  $\bar{a} = 0.75$  наблюдаемое  $\bar{\beta} = 2.5$  можно получить при  $H \sim R^{-0.6}$  (вместо  $H \sim R^{-2}$  при изотропии). Так что не исключено, что расширение радиокомпонентов при удалении от ядра продолжает контролироваться магнитным полем [36, 37], и подпитка энергичными частицами идет в некотором конусе углов [38—40], ось которого, в свою очередь, может прецессировать с характерными временами от десятков до сотен лет (например, [35, 41, 42]).

3. Если говорить о возможном определении расстояний до близких неотождествленных РГ по зависимости  $\Sigma, - D,$ , то для этой цели воспользуемся выборкой объектов с  $z < 0.1$  ( $\nu = 1400$  МГц), состоящей из 55 компонентов. Зависимость, построенная по этой выборке, представлена на рис. 1 и может быть записана в виде ( $H_0 = 75$  км/с Мпс):

$$\ln \Sigma_{1400} \left( \frac{\text{мЯн}}{\square''} \right) = -(2.5 \pm 0.5) \ln D_{1400} (\text{пс}) + (9.81 \pm 1.14). \quad (4)$$

Коэффициент корреляции для нее  $\sim 0.82$ . По наблюдаемой величине  $\Sigma_{1400}$  можно, используя зависимость (4), оценить величину  $D_{1400}$ , а значит, при известных  $\theta_{1400\parallel}$  и  $\theta_{1400\perp}$ , и расстояние до РГ. Для нашей выборки ошибка в определении расстояний составляет на уровне  $1\sigma$  около 1.6 раза — это сравнимо с неопределенностью в оценках расстояний за счет неопределенности в значении  $H_0 = (75 \pm 25)$  км/с Мпс, но несколько хуже, чем при использовании для оценок расстояний зависимости Тулли—Фишера (например, [43, 44]). В будущем, при увеличении статистической значимости и однородности выборки протяженных компонентов РГ, этот метод можно будет, в принципе, использовать для уточнения величины  $H_0$  и выбора космологической модели (по далеким радиоисточникам).

Институт космических  
исследований АН СССР  
Астросовет АН СССР

## SIMILARITY BETWEEN THE EXTENDED COMPONENTS OF RADIO GALAXIES AND PLERION-TYPE SUPERNOVAE REMNANTS

B. V. KOMBERG, M. A. SMIRNOV

In order to have a representative sample of extended components of double radio galaxies, surface radio brightness—size functions at  
4—145

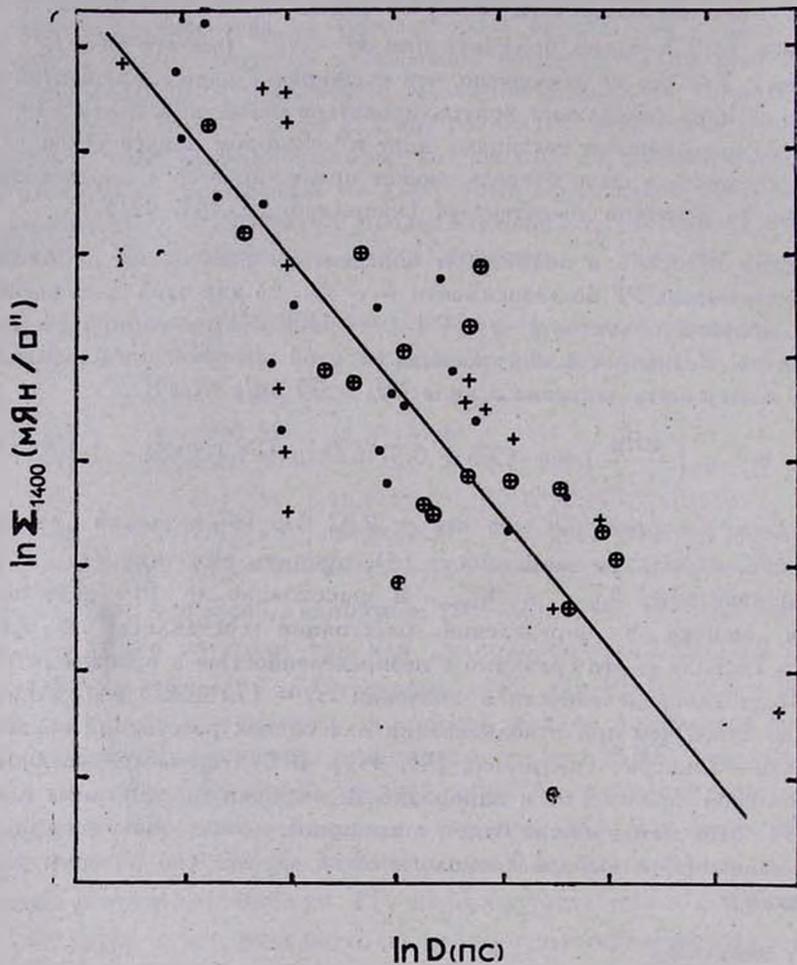


Рис. 1. Зависимость  $\Sigma_{1400} - D$  на 1400 МГц для 55 протяженных радиокомпонентов близких радиогалактик ( $z < 0.1$ ). Коэффициент корреляции  $\sim 0.82$ ;  $\bar{D} = 2.5 \pm 0.5$ ;  $\bar{\Sigma} = 9.81 \pm 1.14$ . Компоненты:  $\bullet$  — малые,  $\oplus$  — большой,  $+$  — равные (или один разрешенный компонент).

different frequencies and for different redshift ranges are obtained. The mean slope of these functions is  $(2.5 \pm 0.28)$  which is close to the value for plerion-type SNR  $(2.35 \pm 0.20)$ . The coincidence is obviously a manifestation of a continued supply of extended components by high-energy particles from the nuclei. The 1400 MHz subsample for radio galaxies with  $z \leq 0.1$  including 55 extended components is used to plot a similar dependence and in fact, it may help to estimate the distances to unidentified near radio sources. The accuracy of the estimated distances by the method suggested in this paper is equal to or better than the accuracy of estimates based on red shifts with the uncertainty of  $H_0 = (75 \pm 25)$  km/s Mpc taken into account.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. G. Hine, M. S. Longair, M. N. RAS, 188, 111, 1979.
2. A. G. Pacholczyk, JILA Report N 29, 1965.
3. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 37, 256, 1960.
4. Н. С. Кардашев, Астрон. ж., 39, 393, 1962.
5. M. S. Longair, M. Ryle, P. A. G. Scheuer, M. N. RAS, 164, 243, 1973.
6. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 39, 591, 1962.
7. Б. В. Комберг, Препринт ИПМ АН СССР, № 19, 1971.
8. K. W. Weiler, K. J. Johnston, M. N. RAS, 190, 269, 1980.
9. C. D. Mac Kay, M. N. RAS, 162, 1, 1973.
10. R. D. Ekers, IAU Symp. N 58, 257, 1979.
11. M. Yokasawa, Astrophys. Space Sci., 83, 335, 1982.
12. J. E. Baldwin, IAU Symp. N 97, 1982.
13. M. P. Veron-Cetty, P. Veron, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 53, 219, 1983.
14. O. B. Slee, B. C. Siegman, P. S. Mulhall, PAS Australia, 4, 278, 1982.
15. R. T. Schilizzi, W. B. Mc Adam, Mem. RAS, 79 (1), 1, 1979.
16. C. D. Mac Kay, M. N. RAS, 145, 31, 1969.
17. E. B. Fomalont, A. J., 76, 513, 1971.
18. J. A. Hogbom, I. Carlsson, Astron. Astrophys., 34, 341, 1974.
19. R. A. Laing, M. N. RAS, 195, 261, 1981.
20. C. J. Jenkins, G. G. Pooley, J. M. Riley, Mem. RAS, 84, 61, 1977.
21. J. M. Riley, G. C. Pooley, Mem. RAS, 80, 105, 1977.
22. N. J. B. A. Branson, B. Elsmore, G. G. Pooley, M. Ryle, M. N. RAS, 156, 377, 1972.
23. C. J. Jenkins, M. Mc Ellin, M. N. RAS, 180, 219, 1977.
24. S. G. Neff, L. Rudnick, M. N. RAS, 192, 531, 1980.
25. K. W. Weiler, N. Panagia, Astron. Astrophys., 90, 269, 1980.
26. R. D. Blendford, L. L. Cowie, Ap. J., 260, 625, 1982.
27. Ф. Х. Сахибов, М. А. Смирнов, Письма АЖ, 8, 281, 1982.
28. A. O. Allakhverdiev, P. Amnuel, O. Gassinov, F. Kasimov, Astrophys. Space Sci., 97, 261, 1983.
29. И. С. Шкловский, Письма АЖ, 2, 244, 1976.
30. M. D. Smith, M. N. RAS, 207, 41, 1984.
31. W. van Breugel, T. Heckman, H. Butcher, G. Miley, Ap. J., 277, 82, 1984.

32. *D. J. Saikta*, M. N. RAS, 197, 11, 1981.
33. *Б. В. Комберг*, Препринт ИКИ, № 252, 1975.
34. *R. G. Hine, P. A. G. Scheuer*, M. N. RAS, 193, 285, 1980.
35. *M. J. Wilson, P. A. G. Scheuer*, M. N. RAS, 205, 449, 1983.
36. *R. H. Sanders, L. N. Da Costa*, *Astron. Astrophys.*, 70, 477, 1978.
37. *Ю. Л. Эвский, А. А. Степанян*, *Астрофизика*, 21, 487, 1984.
38. *A. G. Pacholczyk*, *Astrophys. Lett.*, 21, 87, 1981.
39. *Б. В. Комберг*, Препринт ИКИ АН СССР, № 834, 1983.
40. *S. G. Neff, R. L. Brown*, A. J., 89, 195, 1984.
41. *A. C. Gower, P. C. Gregory, J. B. Hutchings, W. G. Unruh*, *Ap. J.*, 262, 478, 1982.
42. *Ю. В. Барышев*, *Письма АЖ*, 9, 591, 1983.
43. *G. de Vaucouleurs*, *Ap. J.*, 268, 451, 1983.
44. *L. Bottinelli, L. Gouguenheim, G. Paturel, G. de Vaucouleurs*, *Astron. Astrophys.*, 118, 4, 1983.

УДК: 524.64—6

О ХАРАКТЕРЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ  
АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 31 июля 1984

Рассматривается наблюдаемая быстрая переменность рентгеновского излучения активных ядер. На основе гипотезы о выбрасывании источников релятивистских электронов из активного ядра [1] оценены напряженность магнитного поля и концентрация релятивистских электронов в области вспышки.

1. Выбросы из активных ядер галактик все сильнее привлекают к себе внимание как наблюдателей, так и теоретиков. По мере накопления наблюдательных данных — особенно о ближайших галактиках с активными ядрами, таких, как NGC 5128 (Cep A) и M 87 (Vir A) — возрастают трудности объяснения структуры выбросов на основе традиционных моделей, в частности, модели релятивистских струй или выброса плазмондов. В связи с этим целесообразно искать другие схемы, способные объяснить имеющуюся совокупность наблюдательных данных и, вместе с тем, не претендующих на полное объяснение природы выбросов, которое сейчас вряд ли возможно. Одна из таких схем, выдвинутая на основе гипотезы о выбрасывании из ядра галактики эжекторов релятивистских электронов [1], рассматривалась в работах [2, 3]. В данной заметке показано, что последние данные о структуре выброса из ядра Cep A [4] в сочетании с результатами наблюдений очень быстрой переменности активных ядер в оптическом и рентгеновском диапазонах естественно укладываются в рамки представлений о структуре струй развитых в работе [2].

2. Наблюдаемый выброс из ядра Cep A (как и у Vir A) состоит из отдельных пиков излучения («узлов» или «горячих пятен»). Пики рентгеновского, оптического и радиоизлучений полностью пространственно совпадают. Оптическое излучение от узлов сильно поляризовано (радиоизлучение в меньшей степени, вероятно из-за деполяризации в окружающей плазме) и это свидетельствует о синхротронной природе оптического излучения. В [4] приводятся убедительные доводы в пользу того, что все излучение —

от рентгеновского до радиодиапазона — создается синхротронным механизмом при лоренц-факторе электронов около  $10^8$  и поле напряженностью 60 микрогаусс. Существенным обстоятельством является очень малое время жизни релятивистских электронов — около 50 лет. Поскольку размеры узла превосходят 500 парсек, электроны должны генерироваться независимо в разных областях узла.

Почти у всех активных ядер с достаточно большой рентгеновской светимостью ( $L_x \approx 10^{43} \div 10^{46}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ ) есть переменность рентгеновского излучения, причем в области 2—20 КэВ амплитуда переменности  $\Delta L_x \approx L_x$ , а характерное время  $\Delta t = 0.5 - 5^d$  [5]. Энергия вспышек составляет  $10^{47} - 10^{50}$  эрг, а может быть и значительно больше, так как у некоторых источников отмечены вспышки в области энергий  $\approx 1$  МэВ [6]. Вместе с тем есть данные о быстрой переменности в оптическом и радиодиапазонах — с тем же характерным временем, но с меньшей амплитудой. Заметим, что для далеких галактик пока нет оснований считать рентгеновские и оптические вспышки протекающими синхронно.

Время нарастания излучения при вспышке  $\Delta t_0$  бывает крайне коротким, у галактики NGC 4151 (тип Sy 1) наблюдались вспышки с  $\Delta t_0$  порядка  $10^2 \div 10^3$  с. Спектры излучения при вспышках иногда плоские ( $\alpha \approx 0$ ) и даже с инверсией ( $\alpha < 0$ ).

В работе [7] указывается, что излучение при вспышках может быть вызвано внезапным возрастанием количества излучающих частиц, за которым следует быстрое расширение области их содержания. Исходя из этого предположения, ниже мы попытаемся оценить напряженность магнитного поля и концентрацию релятивистских электронов в области вспышки.

3. Будем считать, что в области с однородным магнитным полем возникает моноэнергетический пучок («облако») релятивистских электронов с распределением по энергиям, описываемым выражением

$$N(E) = N(E_0) \delta(E - E_0). \quad (1)$$

Верхняя граница размеров области  $R_0$  определяется соотношением

$$R_0 \leq c \Delta t_0. \quad (2)$$

На синхротронное излучение из указанной области расходуется некоторая доля  $\eta$  энергии пучка

$$E_{\text{изл}} = \eta N_0 E_0. \quad (3)$$

При наличии электронов достаточно высокой энергии и большой плотности фотонов — в частности, синхротронного происхождения — возможен ряд вторичных процессов, приводящих к образованию  $\gamma$ -излучения.

Расчет соответствующих каскадных переходов энергии показал, что величина  $\eta$  может быть и существенно меньшей единицы [18].

Значение  $E_{изл}$  определяется по очевидной формуле

$$E_{изл} = N_0 \int_0^{\Delta t} dt \int_0^{\infty} \varepsilon_\nu d\nu, \quad (4)$$

где излучательная способность одного электрона  $\varepsilon_\nu$  находится из выражения [9]:

$$\varepsilon_\nu = 1.87 \cdot 10^{-23} H \sin \psi F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right). \quad (5)$$

Здесь  $\nu_c = 0.3 \nu_{max}$  и  $\nu_{max}$  — частота, соответствующая максимуму интенсивности излучения

$$\nu_{max} = 6.27 \cdot 10^{18} E_0^2 H \sin \psi, \quad (6)$$

$\psi$  — угол между направлением поля и лучом зрения. Функция  $F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$  при  $\nu < \nu_c$  меняется медленно, а со стороны больших  $\nu$  имеет резкий обрыв. Для грубых оценок можно записать (4) в виде (считая  $\sin \psi = 1/2$ )

$$10^{-23} H \Delta\nu \cdot \Delta t \left\langle F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \right\rangle = \eta E_0. \quad (7)$$

Среднее значение  $\left\langle F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \right\rangle \approx 0.2$ , а для  $\Delta\nu$  можно воспользоваться приближением  $\Delta\nu \approx \nu_{max}$  и, соответственно, формулой (6). Тогда для  $H$  имеем выражение

$$H^2 E_0 \approx \frac{10^4}{\Delta t} \eta, \quad (8)$$

которое практически совпадает с известной формулой для времени высвечивания релятивистских электронов  $t_1$ , если принять его равным  $\Delta t$ .

4. Из наблюдений известны лишь  $\eta N_0 E_0$  и  $\Delta t$ , а неизвестных величин (помимо  $\eta$ ) три —  $H$ ,  $N_0$ ,  $E_0$ . Для оценок сделаем существенное допущение о том, что процесс образования релятивистских электронов одинаков как в узлах выброса, так и вблизи активного ядра и поэтому лоренц-фактор имеет одно и то же значение:  $E_0 \approx 10^3 m_e c^2$ . Тогда при  $\Delta t \approx 10^4 + 10^3$  с и  $E_0 \approx 10^3$  эрг получаем  $H \approx 0.1 \div 1$  Гс.

Величина энергии магнитного поля в той области, где возникло облако электронов, мала по сравнению с энергией электронов. Записывая отношение этих энергий  $q$  в виде

$$q \approx \frac{H^2 c^3 (\Delta t_0)^3}{8\pi N_0 E_0}, \quad (9)$$

находим при  $N_0 E_0 \approx 10^{19} + 10^{20}$  эрг и  $\Delta t_0 \approx 10^3$  с, что  $q \approx 10^{-10}$ , так что ни о каком равномерном распределении энергии в этом случае не может быть и речи. Не является эффективным и механизм ускорения частиц Ферми, при котором скорость изменения энергии определяется уравнением

$$\frac{dE}{dt} \approx 4 \cdot 10^{-4} \frac{H^2}{8\pi} E. \quad (10)$$

Характерное время ускорения оказывается гораздо большим, чем  $\Delta t_0$ .

Концентрация релятивистских электронов  $n_r$  (при принятом значении  $E_0$ ) равна

$$n_r \approx \frac{N_0}{c^3 (\Delta t_0)^3} \approx 10^9 + 10^7 \text{ см}^{-3}. \quad (11)$$

Поскольку рентгеновское излучение тепловой плазмы в области размером  $R_0$  до вспышки было малым по сравнению с излучением пучка

$$10^{-23} n_r \Delta v \cdot H \gg 10^{-27} n^2 T^{1/2}, \quad (12)$$

то при температуре плазмы  $T \approx 10^3$  К получаем

$$\frac{n_r}{n} \gg 10^{-7}. \quad (13)$$

К концу вспышки вследствие расширения облака значение  $n_r$  должно сильно уменьшиться.

Если величина магнитного поля в выбросе из ядра Сеп А меняется обратно пропорционально расстоянию от ядра, то значение  $H$  порядка 1 Гс должно достигаться на расстояниях на четыре-пять порядков меньших, чем расстояние до узлов, то есть на 0.1—1 пс — вне «центральной машины».

В заключение отметим, что механизм быстрого образования релятивистских электронов остается не выясненным как в рассматриваемой схеме выбросов, так и в других моделях, предполагающих выбрасывание «готовой» релятивистской плазмы из ядра. Для его выяснения необходимы дальнейшие наблюдения ядерной активности галактик.

ON THE NATURE OF VARIABILITY OF RADIATION  
FROM ACTIVE GALACTIC NUCLEI

V. G. GORBATSKY

Observed fast variability of X-ray radiation from active nuclei is considered. Assuming the hypothesis of ejection of relativistic electron emitters from active nucleus [1] the strenght of the magnetic field and relativistic electron density in the flare region are estimated.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ-мат. наук 11, № 59, 9, 1958.
2. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 17, 284, 1981.
3. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 19, 257, 1983.
4. J. O. Burns, E. D. Feigelson, E. J. Schreier, Ap. J., 273, 128, 1983.
5. M. Marshall, R. S. Warwick, K. H. Pounds, M. N. RAS, 194, 987, 1981.
6. V. V. Schönfelder, Nature, 274, 345, 1978.
7. B. Dennison, J. J. Condon, Ap. J., 246, 91, 1981.
8. Ф. А. Азаронян, В. В. Варданян, В. Г. Кириллов-Узрюмов, Астрофизика, 20, 223, 1984.
9. А. Пахольчик, Радиоастрофизика, Мир, М., 1973.

УДК: 524.45—78—17:517.9

О САМОСОГЛАСОВАННОЙ МОДЕЛИ БОГАТЫХ СКОПЛЕНИЙ  
ГАЛАКТИК. I. ГАЛАКТИЧЕСКАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ  
СКОПЛЕНИЯ

М. В. КОНЮКОВ

Поступила 15 июля 1982

Принята к печати 2 ноября 1984

Показано, что получение функции распределения для галактической составляющей скопления сводится, в конечном счете, к решению краевой задачи для гравитационного потенциала самосогласованного поля. Функция распределения определяется двумя основными параметрами. Построен алгоритм решения задачи и составлена программа ее решения. С ее использованием установлена область значений параметров задачи, для которой решения существуют. Предложенная схема распространена на случай существования в скоплении выделенного центрального тела с известным распределением плотности (например сD-галактики). Указан способ оценки параметров модели по результатам наблюдений скоплений галактик в оптическом диапазоне.

1. *Введение.* Наблюдения богатых скоплений галактик в оптическом и рентгеновском диапазонах указывают на то, что в их состав входят, по крайней мере, две составляющие: галактическая, состоящая из галактик скопления, и плазменная — полностью ионизованная плазма с температурами порядка  $10^8$  К [1, 2].

По развитым к настоящему времени представлениям плазменная составляющая скопления возникает при его эволюции либо за счет выноса газа из галактик скопления [3, 4], либо его захвата из межскопленческого пространства потенциальной ямой скопления [5]. В его разогреве наряду с диссипацией приносимой газом механической энергии существенную роль играет взаимодействие плазмы с галактиками скопления [1].

В процессе эволюции у богатых скоплений галактик возникает квазистационарное состояние, которому свойственны лишь медленные изменения как галактической, так и плазменной составляющих, в основном за счет столкновений галактик и их убегания из скопления. Значительный поток информации о богатых скоплениях (распределение яркости в оптическом и рентгеновском диапазонах, наличие рентгеновского излучения в линиях железа, указания на существование радиогало и т. п. [6, 7]) позволяет провести моделирование квазистационарного состояния богатых

скоплений галактик на основе достаточно обоснованных представлений о протекающих в них процессах. Моделирование такого рода проводилось, в частности, в работах Кавальери и Фуско-Фемиано [8, 9], однако рассмотренным там моделям свойственны следующие недостатки:

а) При поиске решения задачи для самосогласованного гравитационного поля использовалась схема расчета потенциала, предложенная Кингом [10, 11], которая, как будет показано ниже (см. раздел 3), неверна.

б) Плазменная составляющая в этих моделях не удерживается самосогласованным гравитационным полем и квазистационарное состояние возможно только при наличии «стенки».

в) Распределение различных сортов ионов по скоплению предполагается одинаковым.

На наш взгляд, это служит достаточно убедительным основанием для новой постановки задачи моделирования квазистационарного состояния богатых скоплений галактик, в которой отсутствуют перечисленные выше недостатки. Именно этому и посвящена предлагаемая работа.

*2. Постановка и решение задачи для галактической составляющей.* В основу моделирования галактической составляющей скопления положена схема [12], предложенная в работах Чандрасекара [13, 14] и Спитцера и Хэрма [15] для анализа шаровых скоплений. Ее основные предположения следующие:

а) Галактическая составляющая скопления приближается совокупностью материальных точек одинаковой массы, взаимодействующих по закону тяготения Ньютона.

б) Состояние галактической составляющей описывается функцией распределения, удовлетворяющей кинетическому уравнению с самосогласованным гравитационным полем.

в) Столкновительный член кинетического уравнения может быть записан в приближении Фоккера—Планка.

г) Члены галактической составляющей, энергия которых превышает заданную величину, покидают скопление.

д) Условия в галактической составляющей таковы, что средний свободный пробег по отношению к столкновениям между галактиками значительно больше размеров системы, но время между столкновениями мало по сравнению со временем существенной эволюции системы.

е) Время релаксации галактической составляющей за счет самосогласованного поля (регулярных сил) значительно меньше времени релаксации, связанной со столкновениями (иррегулярным силам).

Предполагается, что основное время в процессе эволюции галактическая составляющая находится в квазистационарном состоянии, описываемом следующей системой уравнений:

$$\bar{v} \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\partial \varphi}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial v} = 0, \quad (1)$$

$$\Delta \varphi = -4\pi G m \int_{\bar{v}} f d\bar{v} - 4\pi G \rho_m(\bar{r}), \quad (1a)$$

где  $f(\bar{r}, \bar{v})$  — функция распределения галактик,  $m$  — масса галактики,  $G$  — гравитационная постоянная,  $\rho_m(\bar{r})$  — плотность массы, отличной от определяемой функцией распределения  $f(\bar{r}, \bar{v})$ , и  $\varphi$  — гравитационный потенциал. По теореме Лиувилля общим решением (1) является произвольная, один раз дифференцируемая функция интегралов движения, и таким образом поиск решения сводится к получению вида этой функции.

Из предположения (д) следует, что, начиная с некоторого момента времени, роль начальных условий задачи становится пренебрежимо малой и дальнейшая эволюция функции распределения определяется только столкновениями и убеганием. В этих условиях уравнение для функции распределения имеет вид

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \left( \frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_{st}, \quad (2)$$

где  $\left( \frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_{st}$  — столкновительный член кинетического уравнения. Для сферически-симметричного случая в пространстве скоростей уравнение (2) со столкновительным членом в форме, предложенной в [15], приводится к виду

$$\frac{\partial f_0}{\partial \tau} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\Phi(x) - x\Phi'(x)}{x} \left( \frac{\partial f_0}{\partial x} + 2xf_0 \right) \right], \quad (2a)$$

где использованы безразмерные переменные

$$x = \frac{v}{V_0 \sqrt{2}}, \quad \tau = \frac{t}{T_R};$$

$T_R$  — характерное время, введенное Чандрасекаром [13],  $V_0$  — характерная скорость, а  $\Phi(x)$  — интеграл вероятностей.

Подстановка

$$f_0(\tau, x) = e^{-\lambda\tau} g(x) \quad (3)$$

в (2а) ведет к уравнению для  $g(x)$ :

$$\frac{1}{x^3} \frac{d}{dx} \left[ \frac{\Phi(x) - x\Phi'(x)}{x} \left( \frac{dg}{dx} + 2xg \right) \right] + ig = 0, \quad (4)$$

которое вместе с условиями

$$x = 0, \quad g = 1, \quad \frac{dg}{dx} = 0 \quad (4a)$$

$$x = x_*, \quad g = 0.$$

представляет собою задачу на собственные значения ( $x_*$  — скорость убегания из системы;  $g(x) = 0$  при  $x \geq x_*$ ). Если в  $r$ -пространстве имеет место сферическая симметрия, то при получении общего решения уравнения (1) можно ограничиться произвольной один раз дифференцируемой функцией интеграла энергии. Выберем решение задачи (4, 4а) в качестве такой функции. Тогда решение уравнения (1) записывается в виде

$$g(\xi, x) = g_0 \{ \sqrt{Vx^2 + 2[\psi_0 - \psi(\xi)]} \}, \quad (5)$$

где  $\xi = r/r_0$  — безразмерное расстояние от центра скопления ( $r_0$  — характерный размер задачи), а  $\psi_0$  и  $\psi(\xi)$  — значения безразмерного гравитационного потенциала в центре скопления и точке  $\xi$

$$\psi_0 = \frac{\varphi_0}{2V_0^2}, \quad \psi(\xi) = \frac{\varphi(\xi)}{2V_0^2}$$

(в том, что (5) является решением уравнения (1) можно убедиться непосредственной подстановкой).

Функция распределения (5) обращается в нуль при  $\xi \geq \xi_*$  ( $\xi_*$  — радиус галактической составляющей) и описывает в нулевом приближении по малому параметру задачи квазистационарное состояние с незначительным потоком массы через поверхность  $\xi = \xi_*$ , создаваемым убегающими галактиками. Учет убегающих галактик приводит к отличной от нуля функции распределения при  $\xi \geq \xi_*$ , что меняет краевое условие (4а) и вместе с ним и вид функции  $g_0(x)$ . Однако это изменение решения имеет первый порядок по малому параметру задачи и поэтому не учитывается\*;

\* При необходимости и функция распределения убегающих частиц, и вызванные ее существованием изменения функции  $g_0(x)$  могут быть легко получены последовательными приближениями, причем в качестве нулевого используется полученное нами решение.

нами рассматриваются только решения типа «статистических структур» [17].

Пусть безразмерный потенциал в центре скопления равен  $\psi_0$ . Тогда для существования галактической составляющей с плотностью, равной нулю, при  $\xi \geq \xi_g$  скорость убегания можно выбрать в виде

$$x_e = \sqrt{2(\psi_0 - \psi_e)}, \quad (6)$$

где  $\psi_e$  — безразмерный параметр задачи, определяющей отличие  $x_e$  от скорости убегания на бесконечность  $x_e^\infty = \sqrt{2\psi_0}$  (это отличие связывается с действием приливных сил со стороны окружающей скопление среды [18, 19]). Теперь безразмерную плотность галактической составляющей можно записать в виде

$$v[\psi(\xi)] = \frac{\int_0^{x_e} g_0 \{ \sqrt{x^2 + 2[\psi_0 - \psi(\xi)]} \} x^2 dx}{\int_0^{x_e} g_0(x) x^2 dx}. \quad (7)$$

Наряду с галактической составляющей, масса которой распределена с плотностью  $v(\xi)$ , в центре скопления могут существовать гигантские сD-галактики с известным распределением массовой плотности в них  $v_m(\xi)$  ( $\xi_m$  — граница сD-галактики;  $v_m(\xi) = 0$ ,  $\xi \geq \xi_m$ ). Теперь гравитационный потенциал будет определяться и  $v(\xi)$ , и  $v_m(\xi)$ , и на границе скопления галактик в соответствии с теоремой Гаусса для потенциала [16] имеет место равенство

$$\psi_* = \frac{1}{\xi_*} \left\{ A_0 \int_0^{\xi_g} v[\psi(\xi)] \xi^2 d\xi + B_0 \int_0^{\xi_m} v_m(\xi) \xi^2 d\xi \right\}, \quad (8)$$

где  $\xi_* = \max(\xi_g, \xi_m)$  — граница системы, а  $A_0$  и  $B_0$  — безразмерные параметры задачи, определяемые соотношениями

$$A_0 = \frac{4\pi G r_0^2 \rho_0}{2V_0^2}, \quad B_0 = \frac{4\pi G r_0^2 \rho_m(0)}{2V_0^2}, \quad (9)$$

$\rho_0$  — значение массовой плотности галактической составляющей в центре скопления,  $\rho_m(0)$  — та же величина для сD-галактики. Поскольку сD-галактики погружены в скопление,  $\xi_m < \xi_g$  и  $\xi_* = \xi_g$ . Однако пред-

лагаемая схема решения применима и в случае, когда скопление галактик погружено в распределение масс с известной плотностью  $\nu_m(\xi)$ . В этом случае  $\xi_m$  может быть больше  $\xi_g$  и  $\xi_* = \xi_m$ .

Определение гравитационного потенциала самосогласованного поля для галактической составляющей в присутствии масс, распределенных с плотностью  $\nu_m(\xi)$ , сводится к решению следующей нелинейной краевой задачи:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = -A_0 \nu(\psi) - B_m \nu_m(\xi),$$

$$\xi = 0, \quad \frac{d\psi}{d\xi} = 0, \quad (10)$$

$$\xi = \xi_*, \quad \psi_* = \frac{1}{\xi_*} \left\{ A_0 \int_0^{\xi_g} \nu[\psi(\xi)] \xi^2 d\xi + B_m \int_0^{\xi_m} \nu_m(\xi) \xi^2 d\xi \right\}.$$

Заметим, что нелинейная краевая задача (10) эквивалентна нелинейному интегральному уравнению [17]. Действительно, воспользовавшись функцией Грина уравнения Пуассона в неограниченном пространстве

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|},$$

можно получить следующее нелинейное интегральное уравнение для потенциала:

$$\psi(\vec{r}) = \frac{A_0}{4\pi} \int_{V_p} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\int_0^{x_*} g_0 \left\{ \sqrt{x^2 + 2[\psi_0 - \psi(\vec{r}')] } \right\} x^2 dx}{\int_0^{x_*} g_0(x) x^2 dx} d\vec{r}' +$$

$$+ \frac{B_m}{4\pi} \int_{V_p} \frac{\nu_m(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}', \quad (10a)$$

где  $V_p$  — область пространства с плотностью, отличной от нуля. При заданных безразмерных параметрах задачи  $\{A_0, B_m, \psi_0\}$  и функции  $\nu_m(\xi)$  поиск функции распределения галактической составляющей сводится к

1) Решению задачи на собственные значения (4, 4a) для получения функции  $g_0(x)$  (существование и единственность доказаны, однако решение может быть получено только численными методами);

2) Решению краевой задачи (10) для определения распределения гравитационного потенциала самосогласованного поля  $\psi(\xi)$  (задача решается только численно; пока нам не удалось доказать существование и единственность решения задачи (10));

3) Получению функции распределения галактической составляющей с использованием функции  $g_0(x)$ ,  $\psi(\xi)$  и определения (5).

Нами был разработан алгоритм поиска функции распределения галактической составляющей в соответствии с выписанной выше схемой (при решении задач (4, 4а) и (10) использовался метод «стрельбы» решения краевых задач [20]), составлена и отлажена программа\*. С ее использованием было установлено существование решений задачи (4, 4а; 10) для достаточно широкого набора значений безразмерных параметров задачи. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты решения при  $A_0 = 30$ ,  $\psi_* = 0.3$ ,  $B_m = 0$ .

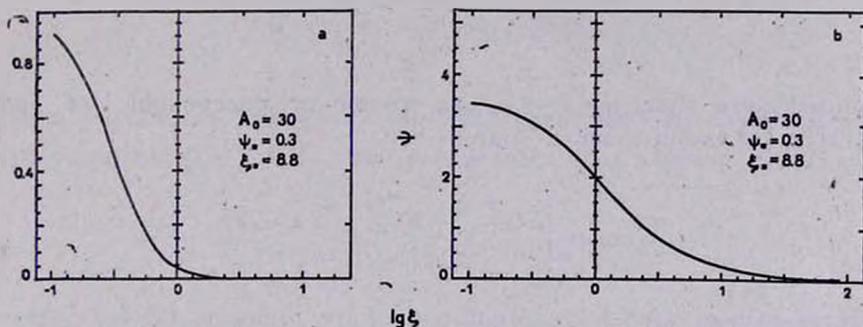


Рис. 1. Распределение плотности галактик и гравитационного потенциала для решения самосогласованной задачи (4, 4а, 10).

Значение потенциала в центре  $\psi_0$  является решением задачи и для рассматриваемых нами значений безразмерных параметров задачи было единственным, а, следовательно, единственными были полная масса и энергия галактической составляющей скопления. Распределение потенциала в области  $\xi < \xi_*$  давало решение задачи (10); вне определялось потенциалом шара радиуса  $\xi_*$  с массой, определяемой  $\nu(\xi)$  и  $\nu_m(\xi)$ . При  $\xi = \xi_*$  потенциал непрерывен.

3. Решения Кинга задачи определения гравитационного потенциала самосогласованного поля. Построение самосогласованных моделей, шаро-

\* Программа решения задачи (4, 4а; 10) написана на языке FORTRAN-IV. Она, как и другие программы решения задач, рассматриваемых в работе, могут быть переданы автором любому лицу, заинтересованному в решении такого типа задач.

вых скоплений в рамках предположений, сформулированных в разделе 2, рассматривалось Кингбм [10, 11, 21]. Один из основных выводов работ состоит в том, что построение модели шарового скопления с плотностью, равной нулю за конечным расстоянием от центра, сводится к получению решения задачи Коши (здесь  $\psi$  является безразмерным гравитационным потенциалом распределенных в объеме масс в общепринятом смысле этого слова [22])

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\psi}{d\xi} \right) = -A_0 \frac{\int_0^{x_e} g_0 \{ \sqrt{x^2 + 2(\psi_0 - \psi)} \} x^2 dx}{\int_0^{x_e} g_0(x) x^2 dx}, \quad (11)$$

$$\xi = 0, \quad \psi = \psi_0, \quad \frac{d\psi}{d\xi} = 0,$$

принимающего значение  $\psi = \psi_*$  на конечном расстоянии от центра (в [11]  $g_0(x)$  выбиралась в виде

$$g_0(x) = \begin{cases} k(e^{-x^2} - e^{-x_e^2}), & x \leq x_e, \\ 0 & x > x_e, \end{cases}$$

представляющем приближение при малых  $\lambda$  к решению (4, 4а) задачи на собственные значения с  $\psi_* = 0$ ). Используя численные методы легко показать, что такие решения существуют даже при скорости убегания, определяемой соотношением  $x_e = \sqrt{2\psi_0}$ . При выбранных значениях параметров  $A_0$  и  $\psi_*$  существует бесчисленное множество решений задачи (11) (см. рис. 1b [11]); численный эксперимент, проведенный нами, показал, что это имеет место и при  $\psi_* \neq 0$ . Ниже решения задачи (11) с плотностью, равной нулю за конечным расстоянием от центра, будем называть решениями Кинга. Между решениями Кинга задачи (11) и решениями задачи (4, 4а; 10) существует принципиальное различие: в условиях, когда задача (4, 4а; 10) вообще не имеет решений с плотностью, равной нулю за конечным расстоянием от центра, или имеет единственное, число решений Кинга задачи (11) бесконечно велико (они образуют однопараметрическое семейство). При постановке задач (4, 4а; 10) и (11) использовались одинаковые уравнения и упрощающие предположения. Однако полученные с их использованием множества решений различны, что указывает на неэквивалентность задач. Поэтому возникает вопрос: какую из задач следует

использовать при расчете модели галактической составляющей скопления по определяющим ее безразмерным параметрам задачи?

Для ответа на него рассмотрим свойства решений Кинга задачи (11) и решений краевой задачи (4, 4а; 10):

а) Для выбранных значений безразмерных параметров задачи  $A_0$  и существует бесчисленное множество решений Кинга.

б) Среди решений Кинга с  $\psi_* = 0$  нет обладающих свойством гравитационного потенциала.

Пусть  $\psi_k(\xi)$  — любое решение Кинга, равное нулю при  $\xi = \xi^k$ . Тогда, используя выражение для плотности

$$\nu[\psi_k(\xi)] = \frac{\int_0^{\sqrt{2\psi_0}} g_0 \{ \sqrt{x^2 + 2[\psi_0 - \psi_k(\xi)]} \} x^2 dx}{\int_0^{\sqrt{2\psi_0}} g_0(x) x^2 dx} \quad (13)$$

и теорему Гаусса для потенциала [16], получаем значение гравитационного потенциала в точке  $\xi = \xi^k$  масс, распределенных с плотностью (13)

$$\psi_* = \frac{A_0}{\xi_*^k} \int_0^{\xi_*^k} \nu[\psi_k(\xi)] \xi^2 d\xi > 0.$$

Но  $\psi_k(\xi^k) = 0$  и, следовательно,  $\psi_k(\xi)$  не удовлетворяет требованию непрерывности потенциала объемно распределенных масс.

в) Среди решений Кинга с  $\psi_* \neq 0$ , вообще говоря, есть обладающие свойством гравитационного потенциала. Существование их устанавливается численными методами и фактически сводится к решению краевой задачи (4, 4а; 10) с  $B_m = 0$  одним из известных численных методов. На рис. 2 приведено множество решений Кинга для  $A_0 = 30$ ,  $\psi_* = 0.3$  вместе с прямой  $\psi = \psi_*$ . Все решения достигают прямой  $\psi = \psi_*$ , где плотность обращается в нуль, но только одно  $\psi_b(\xi)$  дает распределение плотности, обеспечивающее выполнение равенства

$$\psi_* = \frac{A_0}{\xi_*^k} \int_0^{\xi_*^k} \nu[\psi_b(\xi)] \xi^2 d\xi, \quad (14)$$

необходимого и достаточного для того, чтобы  $\psi_b(\xi)$  было гравитационным потенциалом объемно распределенных масс.

г) Для безразмерного параметра  $A_0$  существует множество пар  $A$  значений параметра  $\psi^a$  и потенциала в центре  $\psi_0^a$

$$\{\psi_0^a, \psi_*^a\}_{a \in A} \quad (15)$$

( $\psi_0^a - \psi_*^a = \text{const}$ ), для которых решения Кинга приводят к тождественным функциям распределения.

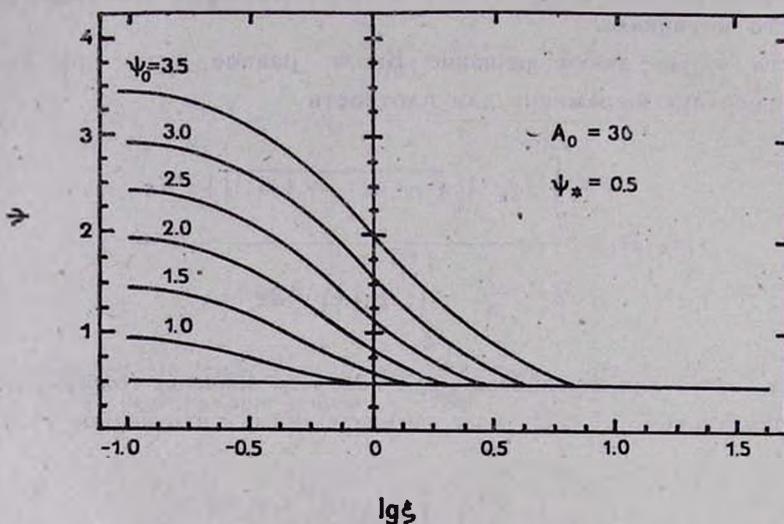


Рис. 2. Семейство решений Кинга.

д) Для выбранных значений безразмерных параметров  $A_0$  и  $\psi_*$  краевая задача (4, 4а; 10), вообще говоря, имеет решение.

е) Решение краевой задачи (4, 4а; 10), как это следует из ее постановки, является гравитационным потенциалом объемно распределенных масс.

Приведенные выше свойства решений Кинга задачи (11) и краевой задачи (4, 4а; 10) служат основанием для вывода: при расчете моделей галактической составляющей скопления с заданным набором определяющих ее безразмерных параметров следует пользоваться решениями краевой задачи (4, 4а; 10).

Заметим, что поиск решений краевой задачи (4, 4а; 10) методом «стрельбы» сводится к выбору из множества решений Кинга того, которое удовлетворяет крайним условиям. Если же при решении задачи (4, 4а; 10) используются конечно разностные схемы или задача определения распределения потенциала сводится к решению интегрального уравнения (10а), то решения Кинга вообще не используются.

4. *Оценка параметров модели.* При оценке параметров модели по результатам наблюдений важно знать область значений безразмерных параметров, для которых задача (4, 4а; 10) имеет решение с плотностью, равной нулю за конечным расстоянием от центра. Поиск ее был проведен при  $B_m = 0$ . В этом случае введением независимой переменной

$$\xi_1 = A_0^{-1/2} \xi \quad (16)$$

система (10) приводится к

$$\frac{1}{\xi_1^2} \frac{d}{d\xi_1} \left( \xi_1^2 \frac{d\psi}{d\xi_1} \right) = \frac{\int_0^{x_0} g_0 [V \sqrt{x^2 + 2(\psi_0 - \psi)}] x^2 dx}{\int_0^{x_0} g_0(x) x^2 dx},$$

$$\xi_1 = 0, \quad \frac{d\psi}{d\xi_1} = 0, \quad (17)$$

$$\xi_1 = \xi_{1*}, \quad \psi_* = \frac{1}{\xi_{1*}} \int_0^{\xi_{1*}} v[\psi(\xi_1)] \xi_1^2 d\xi_1.$$

Легко видеть, что существование решений с плотностью, равной нулю за конечным расстоянием от центра, зависит лишь от  $\psi_*$ .

Для определения значений  $\psi_*$ , допускающих решения этого типа, нами был проведен численный эксперимент. Его результаты дали основания для следующего вывода: решения задачи (4, 4а; 10) с плотностью, обращаемой в нуль за конечным расстоянием от центра, существуют только для значений  $\psi_*$ , принадлежащих интервалу

$$0 < \psi_* < 0.42, \quad (18)$$

(заметим, что решения Кинга задачи (11) существуют при любом значении параметра  $\psi_*$ ; на рис. 3 они приведены для  $\psi_* = 0.5$ ). Самосогласованная модель для галактической составляющей скопления без сD-галактик и среды, в которую оно погружено, в используемых предположениях определяется только двумя безразмерными параметрами задачи  $\{A_0, \psi_*\}$ . Экспериментальная информация о галактической составляющей, адекватная модели, состоит из сглаженных распределений поверхностной плотности и дисперсии скоростей галактик. Оценка параметров модели по этой экспериментальной информации сводится к поиску точек в пространстве параметров  $(A_0, \psi_*)$ , для которой уклонение между рассчитанными и наблюдаемыми поверхностными плотностями и дисперсиями

минимально. Процедура оценок параметров и ошибок их определения стандартна [23].

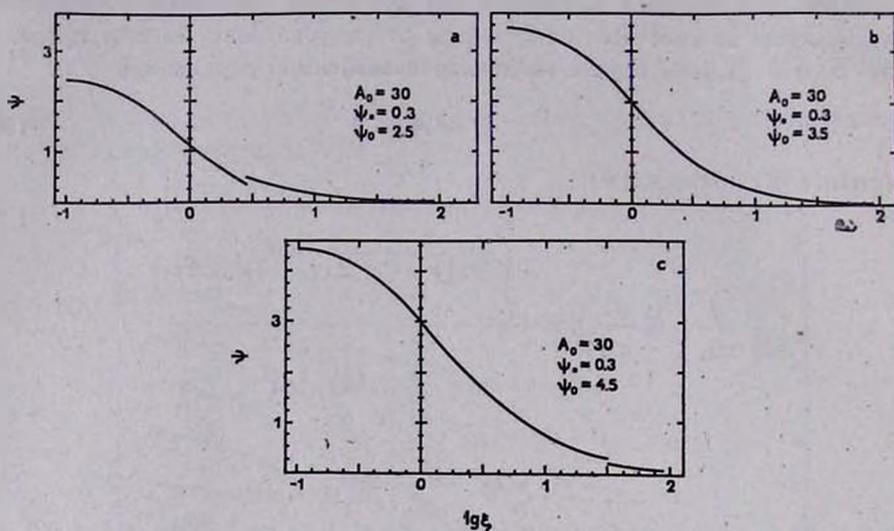


Рис. 3. Решения уравнения для потенциала при различных  $\psi_0$ . В области, где плотность отлична от нуля они являются решениями задачи Коши; вне—определяются формулой для потенциала массы, распределенной в сфере радиуса  $\bar{r} = \bar{r}_0$ .

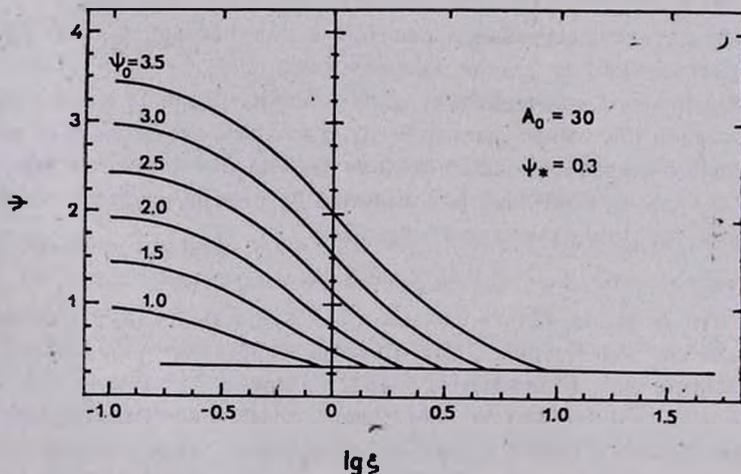


Рис. 4. Семейство решений Кинга при  $\psi_* = 0.5$ .

Автор благодарит В. Г. Горбачко, А. Г. Губанова, Р. Д. Дагкесаманского и Л. М. Озерного за советы, обсуждение и доброжелательную критику.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева

## ABOUT A SELF-CONSISTENT MODEL OF RICH CLUSTER OF GALAXIES. I. GALAXY COMPONENT OF CLUSTER

M. V. KONUKOV

It has been shown that the distribution function of the galaxy component of a cluster is determined by the solution of a boundary problem for the gravitational potential of a self-consistent field. The distribution function is determined by two main parameters. The algorithm of the solution is built and used to obtain the region of parameters for which a solution exists. This way is extended onto the cluster of galaxies with a central body (for example cD-galaxies). A process is suggested to estimate the model parameters using optical observation of cluster of galaxies.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Fild, Mit. Astronomische Gesellschaft, 47, 1, 1980.
2. N. Bahcal, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 1977.
3. N. S. Mathews, J. C. Backer, Ap. J., 170, 241, 1971.
4. A. Yahil, J. P. Ostrike, Ap. J., 185, 787, 1973.
5. J. E. Gunn, J. R. Goff, Ap. J., 176, 1, 1972.
6. R. Mushotzky, P. Serlemitsos, Ap. J., 225, 21, 1978.
7. B. Ballartí, L. Ferretti, Astron. Astrophys., 100, 323, 1981.
8. A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano, Astron. Astrophys., 40, 137, 1976.
9. A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano, Astron. Astrophys., 70, 677, 1978.
10. I. R. King, A. J., 70, 376, 1965.
11. I. R. King, A. J., 71, 64, 1966.
12. I. R. King, Ap. J., 174, 1123, 1972.
13. С. Чандрасекар. Стохастические проблемы в физике и астрономии, ИЛ, М., 1947.
14. С. Чандрасекар, Принципы звездной динамики, ИЛ, М., 1948.
15. L. Spitzer, R. Härm, Ap. J., 127, 544, 1958.
16. Н. И. Идельсон, Теория потенциала, ГТТИ, М.—Л., 1932.
17. А. А. Власов, Статистические функции распределения, Физматгиз, М., 1966.
18. S. von Horner, A. J., 125, 461, 1957.
19. I. R. King, A. J., 67, 471, 1962.
20. Н. Н. Калиткин, Численные методы, Наука, М., 1978.
21. I. R. King, Quart. J. R.A.S., 22, 227, 1981.
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Физматгиз, М., 1960.
23. Д. Худсон, Статистика для физиков, Мир, М., 1970.

УДК: 524.8+530.145

## ЭВОЛЮЦИЯ ОЧЕНЬ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ВАКУУМОМ\*

В. Г. ГУРЗАДЯН, А. А. КОЧАРЯН, С. Г. МАТИНЯН

Поступила 16 мая 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Рассмотрены уравнения Эйнштейна с однопетлевыми квантовыми поправками, описывающие поляризацию вакуума физических полей. Показано, что в интервале времен, где существенны только однопетлевые поправки для сильного классического гравитационного поля, эти уравнения дают для космологической задачи единственное устойчивое решение фридмановского типа.

1. *Введение. Постановка задачи.* Квантовые эффекты, несомненно, играли значительную роль в эволюции очень ранней Вселенной, определяя, по крайней мере, характер и темп ее расширения. Они, в частности, могли бы устранить сингулярности, присущие классической общей теории относительности.

При отсутствии последовательной квантовой теории гравитации возможным путем исследования эволюции ранней Вселенной является учет квантовых поправок в правой части уравнений Эйнштейна. Такой подход к учету квантовых эффектов в уравнениях Эйнштейна был развит в работах [1, 2] (см. также [3]). Эти уравнения можно представить в виде ( $\hbar = c = 1$ )

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} R = l^2 (T^{\mu\nu} + \langle T^{\mu\nu} \rangle), \quad (1)$$

$$l^2 \equiv 8\pi G,$$

где  $T^{\mu\nu}$  — тензор энергии импульса реальной материи, а  $\langle T^{\mu\nu} \rangle$  учитывает вклад квантовых поправок, связанных с поляризацией вакуума физических полей в сильном гравитационном поле. Иными словами, гравитационное поле рассматривается классически, а в однопетлевом приближении ( $\langle T^{\mu\nu} \rangle = 0$  ( $\hbar$ )) в  $\langle T^{\mu\nu} \rangle$  учитываются вклады в поляриза-

\* Доложено на XXII Международной конференции по физике высоких энергий (Лейпциг, июль 1984).

цию вакуума от всех полей материи, за исключением вклада от гравитонов. Это пренебрежение гравитационными петлями обосновано в главном приближении по  $1/N$  [4], где  $N$  — число физических полей материи, и крайне важно, ибо вклад в  $\langle T^{\mu\nu} \rangle$  от гравитонов неопределен из-за зависимости его от выбора калибровки.

Квантовые поправки связаны не только с поляризацией вакуума, но и с эффектами рождения реальных частиц. В расширяющейся Вселенной число частиц не есть интеграл движения, а лишь адиабатический инвариант (даже если гравитация не квантуется). Однако известно, что для изотропных моделей (которые нас будут интересовать ниже), благодаря конформной инвариантности, рождение безмассовых частиц не происходит [5].

Можно считать, что для масштабов энергий, характеризующих очень раннюю Вселенную, образование массивных частиц также подавлено существенно. Что касается гравитонов (не конформно-инвариантный объект), то они могут, вообще говоря, рождаться в изотропных моделях, но при расширении Вселенной по закону  $\sqrt{t}$ ,  $R=0$ , это запрещено.

Итак, для того, чтобы изучить роль квантовых поправок в эволюции ранней Вселенной, мы ограничимся вкладом в  $\langle T^{\mu\nu} \rangle$  поляризации вакуума в интенсивном гравитационном поле от конформно-инвариантных (т. е. безмассовых) свободных физических полей (для которых, кстати, нет высших по  $\hbar$  вкладов в  $\langle T^{\mu\nu} \rangle$ ) и пренебрежем вкладом от реальных полей (и гравитонов) в правую часть (1).

Можно думать, в соответствии со сказанным выше, что наше приближение разумно, несмотря на то, что массивные поля и гравитоны могут присутствовать в очень ранней Вселенной.

$\langle T^{\mu\nu} \rangle$  из (1) в однопетлевом приближении вычислялось рядом авторов (см. [6]). Это выражение формально расходится и требует регуляризации. Окончательное выражение (квадратичное, конечно, по  $R^{\mu\nu}$  и  $R$  или содержащие их производные второго порядка) имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle T^{\mu\lambda} \rangle = & \alpha \left( R^{\mu\nu} R_{\lambda}^{\nu} - \frac{2}{3} R R^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} R_{;\rho} R^{\lambda\rho} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{4} g^{\mu\nu} R^2 \right) + \beta/3 \left( R^{;\mu\nu} - g^{\mu\nu} R_{;\lambda}^{\lambda} - R R^{\mu\nu} + \frac{1}{4} g^{\mu\nu} R^2 \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Безразмерные постоянные  $\alpha$  и  $\beta$  фиксируются схемой регуляризации (например, размерной) и зависят от числа  $N$  полей материи, дающих вклад в поляризацию вакуума.

Для существенности однопетлевых поправок необходимо, чтобы  $|\alpha|, |\beta| \gg 1$ , что может иметь место при достаточно большом  $N$ . Необ-

ходимо также, чтобы двухпетлевые и более высокие поправки были несущественны, т. е.

$$|R_{\mu\nu\rho} R^{\mu\nu\rho}| \ll \Gamma^4.$$

Это условие позволяет еще использовать классические концепции гравитационного поля и пространственно-временной метрики, но квантовые поправки уже существенны.

В работах [7, 8] и других решались уравнения (1), (2) с тензором энергии импульса материи  $T^{\mu\nu}$ , соответствующим классическому излучению, при разных значениях  $\alpha$  и  $\beta$ , причем в качестве граничного условия требовался выход на фридмановское решение при  $t \rightarrow \infty$ .

Важным шагом на этом пути была работа [9], где изучались уравнения (1), (2) с  $T^{\mu\nu} = 0$  и было получено несингулярное решение де-ситтеровского типа, которое, однако, как оказалось [10], неустойчиво относительно малых флуктуаций метрики.

В данной работе мы исследуем уравнения (1), (2) для «пустой» Вселенной ( $T^{\mu\nu} = 0$ ), (см. также [11]). В отличие от предыдущих работ [7, 8] мы не ставим граничного условия выхода решения на фридмановское при больших временах, учитывая, что у расширяющейся Вселенной, эволюционирующей от сингулярности («начала») и прошедшей короткую, но важную стадию с определяющей ролью квантовых эффектов и, в частности, этап, описываемый уравнениями (1), (2), до выхода на современный фридмановский режим ( $t \rightarrow \infty$ ) была интереснейшая судьба, обуславлившая ее основные современные свойства: однородность и изотропность, проблема горизонта; проблема энтропии, плоскостность, проблема первичных флуктуаций и др. («раздувающаяся» — де-ситтеровская [12, 13] или квази-де-ситтеровская [14] Вселенная).

Мы исходим из того, что существует конечный интервал времени расширения Вселенной, верхняя граница которого определяется преобладанием вклада однопетлевых квантовых поправок (2) над левой частью уравнений (1), линейной по  $R^{\mu\nu}$  и  $R$ ; нижняя, как уже отмечалось, — условием пренебрежения многопетлевыми поправками.

Протяженность этого интервала, даваемого неравенствами

$$l \ll t \ll |\alpha|^{1/2} l, |\beta|^{1/2} l, \quad (3)$$

определяется числом  $N$  квантованных полей, дающих вклад в поляризованный сильной классической гравитацией вакуум. Он тем шире, чем больше  $N$ .

Мы рассматриваем уравнения (1), (2) для нулевой космологической постоянной и показываем, что уравнение (1) имеет для интервала (3)

единственное устойчивое решение фридмановского типа ( $a \sim \sqrt{t}$ ) для радиационно-доминированной Вселенной.

2. *Расширение фридмановского типа.* Рассмотрим исходные уравнения (1), (2) с  $T^{\mu\nu} = 0$  для метрики Фридмана—Робертсона—Уокера

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) [d\chi^2 + f^2(\chi) (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \quad (4)$$

где

$$f(\chi) = \begin{cases} \chi, & k = 0, \\ \sin \chi, & k = 1, \\ \text{sh } \chi, & k = -1. \end{cases}$$

Прежде всего заметим важное обстоятельство, связанное со структурой  $\langle T^{\mu\nu} \rangle$ . Легко проверить, что решения уравнения

$$R^{\mu\nu} - \frac{1}{4} g^{\mu\nu} R = 0 \quad (5)$$

при  $R = -12/a^4$  и  $R = 0$  удовлетворяют исходным уравнениям (1), (2). При этом первое из условий  $R = -12/a^4$  соответствует упомянутому решению де-ситтеровского типа [9].

В наиболее интересном случае  $|\beta| \gg |\alpha|$  и для указанного интервала  $t$  (3) уравнения (1), (2) перейдут в уравнения

$$\begin{aligned} R_i^i &= 0 \\ R^{\mu\nu} - R \left( R^{\mu\nu} - \frac{1}{4} g^{\mu\nu} R \right) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

которые для метрики (4) переписутся в виде

$$\begin{aligned} (\dot{a}^2 + k)^2 - a^2 \ddot{a}^2 + C\dot{a} &= 0, \\ a^3 \frac{d}{dt} \left( \frac{\ddot{a}}{a} + \frac{k + \dot{a}^2}{a^2} \right) &= C/2, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $C$  постоянная.

Если  $C = 0$ , то уравнения (7) имеют только два типа решений: — де-ситтеровское ( $R = \text{const} \neq 0$ ) и фридмановское ( $R = 0$ ,  $k = 0$ ,  $k = 1$ ,  $k = -1$ ), совпадающее с решением эйнштейновских уравнений совместно с уравнением состояния фотонного газа ( $P = \epsilon/3$ ).

Для  $C \neq 0$  уравнения (7) переходят в одно уравнение

$$C\sqrt{u} + (u + k)^2 = a^2 \frac{u'^2}{4}; \quad \dot{a} = \sqrt{u(a)}, \quad (8)$$

которое интегрируемо при  $k = 0$ :

$$\int_{t_0}^t dt = (4A)^{1/3} \int_{a_0}^{a(t)} \frac{a^2 da}{(a^3 - AC)^{2/3}}, \quad \begin{matrix} \sigma = \pm 1, \\ A > 0. \end{matrix} \quad (9)$$

При  $a \ll 1$  из (9) получаем единственное решение в виде

$$a(t) = \text{const} \sqrt{t}, \quad (10)$$

что соответствует случаю  $R = 0$ .

Как видно из (7), условия  $a \ll 1$ ,  $\dot{a} > 0$  и  $k = 0$  являются граничными для этих уравнений, т. е. решение (10) имеет место при любом  $C$ .

Таким образом, для случая ранней плоской и расширяющейся Вселенной (10) является единственным решением уравнений (7).

Нетрудно убедиться, что решение (10) устойчиво по отношению к малым возмущениям метрики: в интересующем нас случае они спадают со временем как  $t^{-1/2}$ .

Можно также показать, что частное решение исходных уравнений (1), (2) представимо в виде разложения по  $\alpha/\beta$  ( $\alpha \ll 1$ ):

$$a(t) = \sqrt{Mt} + \frac{\alpha}{\beta} \sqrt{Nt} \ln(St) + O\left(\frac{\alpha^2}{\beta^2}\right); \quad (k = 0), \quad (11)$$

$$M, N, S = \text{const},$$

что указывает на корректность сделанных допущений при получении решения (10) и означает эффективную перенормировку степени в (10) при малых  $t$ :  $t^{1/2 + O(\alpha/\beta)}$ .

Легко проверить, что решения (10), (11) удовлетворяют уравнениям (1), (2) при  $t$  из интервала (3) ( $\alpha \ll \beta$ ).

Отметим, что эти выводы относятся не только к случаю с  $k = 0$ , но и правильны при  $k = \pm 1$ , ибо в рамках исследуемой задачи об эволюции ранней Вселенной эти случаи не отличимы.

3. *Заключение.* В заключение еще раз подчеркнем, что в основе полученного единственного (устойчивого) решения фридмановского типа (10) лежит предположение о существовании конечного интервала времени (3).

Не исключено, что такого интервала не существует, т. е. уравнения (1), (2) не имеют области применимости (это вопрос теории элементарных частиц, в частности, мультиплетного содержания и структуры единой теории типа суперсимметричного великого объединения).

С другой стороны, если такой интервал все же существует, то можно думать, что ввиду устойчивости решения (10), Вселенная, выйдя на этот

режим, будет расширяться по закону  $\sqrt{t}$  и в более поздние времена, до тех пор, пока не произойдут фазовые переходы [15] и (или) Вселенная не войдет в инфляционную (де-ситтеровскую) фазу [13]. Затем, после окончания этой фазы, с увеличением роли реальной (радиационной доминирующей) материи, закон расширения опять станет фридмановским ( $a \sim t^{1/2}$ ).

Следует отметить, что описанный сценарий эволюции ранней Вселенной согласуется с равенством нулю космологической постоянной ( $\Lambda = R - l^2(3\rho - \epsilon)$ ). Иными словами,  $\Lambda = 0$  возможно не только для плоской радиационно-доминированной Вселенной [15], но и для «пустой» Вселенной с поляризованным вакуумом.

Мы благодарны Г. М. Асатрян, А. Д. Линде, Р. Л. Мкртчян, Г. К. Саввиди и А. А. Старобинскому за полезные обсуждения.

Ереванский физический  
институт

## EVOLUTION OF VERY EARLY UNIVERSE WITH POLARIZED VACUUM

V. G. GURZADIAN, A. A. KOCHARIAN, S. G. MATINIAN

The Einstein equations with one-loop quantum corrections describing the polarization of vacuum of physical fields are investigated. It is shown that within a time interval when only one-loop corrections for strong gravitational field are sufficient, the equations have the only stable solution of the Friedmann type.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Т. В. Рузмайкина, А. А. Рузмайкин, ЖЭТФ, 57, 680, 1969.
2. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, А. А. Любушин, ЖЭТФ, 60, 451, 1971.
3. Я. Б. Зельдович, УФН, 133, 479, 1981.
4. E. Tomboulis, Phys. Lett., 70B, 361, 1977.
5. L. Parker, Phys. Lett., 21, 562, 1968.
6. T. S. Bunch, P. C. W. Davies, Proc. Roy. Soc. London, A356, 569, 1977.
7. M. V. Fischetti, J. B. Hartle, B. L. Hu, Phys. Rev., D20, 1757, 1979.
8. P. Anderson, Phys. Rev., D23, 271, 1983.
9. A. A. Starobinsky, Phys. Lett., 91B, 99, 1980.
10. В. Ф. Муханов, Г. В. Чибисов, Письма ЖЭТФ, 33, 549, 1981.
11. V. G. Gurzadyan, A. A. Kocharyan, S. G. Matinyan, EPI-700(15)-84.
12. A. Guth, Phys. Rev., D23, 347, 1981.
13. A. D. Linde, Phys. Lett., 108B, 389, 1982.
14. А. А. Старобинский, Письма АЖ, 9, 579, 1983.
15. D. A. Kirzhnits, A. D. Linde, Phys. Lett., 42B, 471, 1972.
16. L. Parker, Phys. Rev. Lett., 50, 1009, 1983.

УДК: 524.64—77

## НЕТЕПЛОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЦЕНТРА ГАЛАКТИКИ

Ч. Н. СЕИТНЕПЕСОВ, А. Х. ХАНБЕРДИЕВ

Поступила 11 июня 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Анализируются различные модели активности источника нетеплового радиоизлучения в центре Галактики. Вычислены профили галактического нетеплового радиоизлучения на частотах 85 и 150 МГц на основе трехкомпонентной модели наблюдаемого галактического радиоизлучения «Стационарное ядро—радиодиск—оболочечные объекты». Наблюдаемые профили сравниваются с расчетными. Наблюдаемое угловое распределение нетеплового радиоизлучения Галактики согласуется с моделью стационарного источника космических электронов в галактическом центре. Рассмотрена модель происхождения галактических космических электронов согласно которой, большая часть космических электронов образуется во время периодической активности галактического ядра.

Известно, что ядро нашей Галактики является источником мощного нетеплового радио, инфракрасного, рентгеновского и оптического излучений [1—4]. Однако природа центрального источника неизвестна. В настоящее время рассматриваются три основных типа моделей центральных источников в ядрах активных галактик: 1) Компактное звездное скопление, 2) Сверхмассивное магнитоплазменное тело (магнитоид), 3) Аккрецирующая сверхмассивная черная дыра.

Наблюдательные данные свидетельствуют в пользу единого тела как модели центральных источников в ядрах галактик [5].

Выбор между двумя концепциями единого тела (магнитоид или черная дыра) пока затруднен из-за отсутствия наблюдательных данных по излучению ядер галактик во всем диапазоне волн, хотя в [6] указано, что источником нетепловой энергии в ядре Галактики, скорее всего, является аккреция межзвездного газа на массивную ( $M \sim 3 \cdot 10^4 M_{\odot}$ ) черную дыру, являющуюся ядром Галактики. Вопрос о механизме активности центрального источника нетеплового радиоизлучения до сих пор остается открытым.

Исходя из анализа углового распределения яркостной температуры нетеплового радиоизлучения на частоте 85 МГц в [7] было высказано предположение, что в центральной области Галактики действует стациона-

нарный источник релятивистских электронов, который обуславливает очень сильную концентрацию нетеплового радиоизлучения к центру и плоскости Галактики в области с угловыми размерами  $\pm 60^\circ$  по долготе,  $\pm 30^\circ$  по широте относительно центра Галактики.

Для проверки модели стационарного источника в центре Галактики в [8—10] нами было вычислено угловое распределение яркостной температуры нетеплового радиоизлучения Галактики на частотах 85 и 150 МГц при следующих предположениях:

а) в ядре Галактики действует стационарный источник электронов постоянной мощности  $Q_0$ ;

б) крупномасштабное магнитное поле Галактики является изотропным, причем  $H_{\perp}^{(\gamma+1)/2} = \text{const}$ ;

в) энергетический спектр релятивистских электронов представляет собой степенную функцию от энергии  $N(E) = KE^{-\gamma}$ , где  $\gamma$  — показатель энергетического спектра релятивистских электронов;

г) распространение релятивистских электронов из галактического диска носит диффузионный характер с коэффициентом диффузии  $D_0$ .

Сравнительный анализ наблюдаемых профилей нетеплового радиоизлучения Галактики на частотах 85 и 150 МГц, полученных на основе данных [11, 12], с расчетными профилями, полученными на основе модели стационарного ядра, показывает, что для объяснения структуры углового распределения нетеплового радиоизлучения во всех областях Галактики ограничиться лишь моделью стационарного ядра, по-видимому, нельзя.

В [9, 10] нами была предложена трехкомпонентная модель распределения нетеплового радиоизлучения Галактики «стационарное ядро — радиодиск — оболочечные объекты», согласно которой очень сильная концентрация нетеплового радиоизлучения в центральной области Галактики обусловлена, в основном, стационарно действующим источником в ядре Галактики, а дисковый компонент нетеплового радиоизлучения обусловлен, в основном, одиночным взрывом, происшедшим в начальный момент времени образования Галактики. Причем объемная излучательная способность радиодиска Галактики уменьшается как  $\exp(-v^2/v_0^2)$  с увеличением расстояния от центра Галактики.

$$v^2 = \frac{x^2 + y^2}{a_d^2} + \frac{z^2}{c_d^2},$$

где  $(x, y, z)$  — декартовы координаты в системе координат с центром в центре Галактики,  $a_d, c_d, v_0$  — некоторые параметры радиодиска и

петлевые образования галактического радиоизлучения представляют собой оболочечные объекты.

Заметим, что анализ наблюдательных данных по радио, рентгеновскому и оптическому излучениям старых остатков сверхновых, приведенный в [13], показывает, что крупномасштабные петлевые образования галактического радиоизлучения, по всей вероятности являются остатками старых сверхновых.

Угловое распределение нетеплового радиоизлучения Галактики в зависимости от галактических координат  $(l, b)$  для всех направлений вычислялось как [9]:

$$T(l, b) = T_{\text{я}}(l, b) + T_d(l, b) + T_{\text{ext}} + \sum_{j=1}^k T_{Lj}(l, b),$$

где  $T_{\text{я}}$  — яркостная температура, обусловленная стационарным источником в ядре;  $T_d$  — яркостная температура радиодиска;  $T_{\text{ext}}$  — метагалактический компонент нетеплового радиоизлучения;  $\sum_{j=1}^k T_{Lj}$  — суммарная яркостная температура оболочечных объектов. Заметим, что все расчеты проводились в предположении, что у Галактики отсутствует интенсивное радиогало. Причем вклад петлевых объектов исключался из профилей по аналогии с тем, как это было сделано в [14].

На рис. 1 приведены наблюдаемые и расчетные зависимости яркостной температуры нетеплового радиоизлучения на частоте 85 и 150 МГц от широты, на долготе  $l = 60^\circ$ , полученные на основе модели одиночного взрыва в ядре и модели стационарного ядра. В этом направлении почти отсутствуют крупные неоднородности галактического нетеплового радиоизлучения [7]. Сравнительный анализ этих профилей показывает, что модель одиночного взрыва ядра не согласуется с наблюдательными данными.

Рядом авторов высказывалось предположение, что активность ядра Галактики является нестационарной [3], и основная часть релятивистских электронов образуется во время повторяющейся с интервалом  $10^7$ — $10^8$  лет активности ядра Галактики.

В случае модели последовательных взрывов ядра Галактики (рекуррентная активность ядра) нами решено уравнение диффузии для функции распределения электронов  $f(E, \vec{R}, t)$

$$\frac{\partial f}{\partial t} - D \operatorname{div}(\nabla f) = \sum_{i=1}^n Q_i(E, \vec{R}, t; \vec{R}_i, t_i, \tau_i),$$

где  $Q_i(E, \vec{R}, t; \vec{R}_i, t_i, \tau_i)$  — функция источника электронов, который

образовался в результате взрыва в момент времени  $t_i$ , с продолжительностью взрыва  $\tau_i$ , где  $n$  — число взрывов.

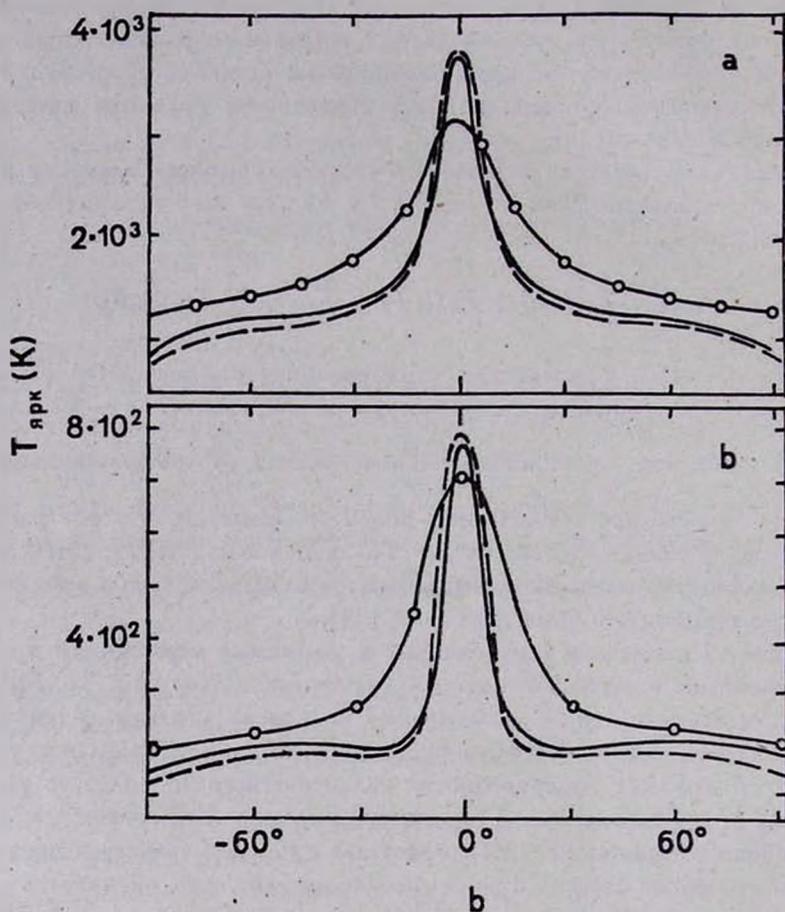


Рис. 1. Расчетные 1 — одиночный взрыв в ядре, 2 — стационарное ядро, 3 — наблюдаемые профили.

Поскольку продолжительность взрыва мала по сравнению с периодом взрывов, суммарная функция источника электронов может быть записана как

$$\sum_{i=1}^n Q_i(E, \vec{R}, t; \vec{R}_i, t_i, \tau_i) = \sum_{i=1}^n Q_i(E) \delta(\vec{R} - \vec{R}_i) \delta(t - t_i),$$

где  $Q_i(E)$  — энергетическая зависимость интенсивности источника, образовавшегося в результате взрыва ядра в момент времени  $t_i$ ,  $\delta(\vec{R} - \vec{R}_i)$ ,  $\delta(t - t_i)$  — дельта-функция Дирака.

Общее решение уравнения диффузии в этом случае имеет вид [15]:

$$f(E, \vec{R}, t) = \int_0^t \int_0^\infty G(\vec{R}, t; \vec{R}', t') Q(E, \vec{R}, \vec{R}', t') d\vec{R}' dt',$$

где  $G$  — функция Грина, причем:

$$G(\vec{R}, t; \vec{R}', t') = [4\pi D(t-t')]^{-3/2} \exp \left[ -\frac{(\vec{R} - \vec{R}')^2}{4D(t-t')} \right].$$

Решение уравнения для  $f(E, \vec{R}, t)$  имеет вид:

$$f(E, \vec{R}, t) = \sum_{i=1}^n Q_i(E) [4\pi D(t-t_i)]^{-3/2} \exp \left[ -\frac{(\vec{R} - \vec{R}_i)^2}{4D(t-t_i)} \right].$$

Если все взрывы происходят в центре Галактики, то

$$R_i = R_k = 0;$$

$$f(E, \vec{R}, t) = \sum_{i=1}^n Q_i(E) [4\pi D(t-t_i)]^{-3/2} \exp \left[ -\frac{\vec{R}^2}{4\pi D(t-t_i)} \right].$$

Известно, что излучательная способность, приведенная к яркостной температуре на единицу длины:

$$\varepsilon(\vec{R}, t) \sim f(\vec{R}, t) \cdot H_{\perp}^{(\gamma+1)/2}.$$

С другой стороны, яркостная температура в направлении луча зрения с галактическими координатами  $(l, b)$  связана с излучательной способностью  $\varepsilon(R, t)$  как:

$$T(l, b, t) = \int_0^\infty \varepsilon(R, l, b, t) d\vec{R}.$$

Подставляя, получим:

$$T(l, b, t) = \alpha_0 H_{\perp}^{(\gamma+1)/2} \sum_{i=1}^n [4\pi D(t-t_i)]^{-3/2} Q_i(E) \exp \left[ -\frac{\vec{R}^2}{4D(t-t_i)} \right],$$

где  $\alpha_0$  — некоторый коэффициент.

Обозначим через:

$$R_{ei}^2 = 4D(t-t_i); \quad \varepsilon_{0i} = \alpha_0 H_{\perp}^{(\gamma+1)/2} [4\pi D(t-t_i)]^{-3/2} Q_i(E).$$

Тогда:

$$T(l, b, t) = \varepsilon_{0t}(t) \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\vec{R}^2}{R_{0t}^2}\right) d\vec{R}.$$

Вводим аналогично [8—11] параметр:

$$u_t^2 = \frac{x^2 + y^2}{a_{ut}^2} + \frac{z^2}{c_{ut}^2}.$$

Тогда можно получить, что

$$T_{\text{н}}(l, b) = \sum_{i=1}^n \frac{A_{ut} u_{\text{min}, t}}{2 \sin b} \varepsilon_{0t} e^{-\mu_{ut}} \sqrt{\frac{\pi}{\mu_{ut}}} [1 + \Phi(\sqrt{\mu_{ut}} z_t)],$$

где

$$A_{ut} = a_{ut} \operatorname{tg} b / \sqrt{1 + m_{ut}^2 \operatorname{tg}^2 b}; \quad \mu_{ut} = u_{\text{min}, t}^2 / u_{0t}^2;$$

$$m_{ut} = a_{ut} / c_{ut}; \quad u_{0t} = R_0 / R_{0t}; \quad z_t = \left(\frac{R_0}{a_{ut} u_{\text{min}, t}}\right)^2 - 1.$$

На рис. 2 приведены наблюдаемые и расчетные зависимости яркостной температуры нетеплового радиоизлучения Галактики на частотах 85 и 150 МГц от долгот в центральной области Галактики, построенные на основе наблюдаемых данных [11, 12] и на основе различных моделей активности центрального источника в ядре Галактики.

Из этого рисунка видно, что модель происхождения галактических космических лучей, согласно которой основная часть наблюдаемых в Галактике частиц высокой энергии ускоряется центральным источником в ядре Галактики, согласуется вполне удовлетворительно с наблюдаемыми данными по длинноволновому нетепловому радиоизлучению.

Анализ углового распределения яркостной температуры нетеплового радиоизлучения Галактики на частотах 85 и 150 МГц, проведенный в [16] на основе модели «стационарное ядро — радиодиск — оболочечные объекты» с учетом влияния анизотропии крупномасштабного магнитного поля, также показывает, что в центральной области Галактики действует стационарный или квазистационарный источник релятивистских электронов.

Отметим также, что сильную концентрацию радиоизлучения в центральной области Галактики нельзя объяснить увеличением напряженности крупномасштабного магнитного поля Галактики в центральной области [16].

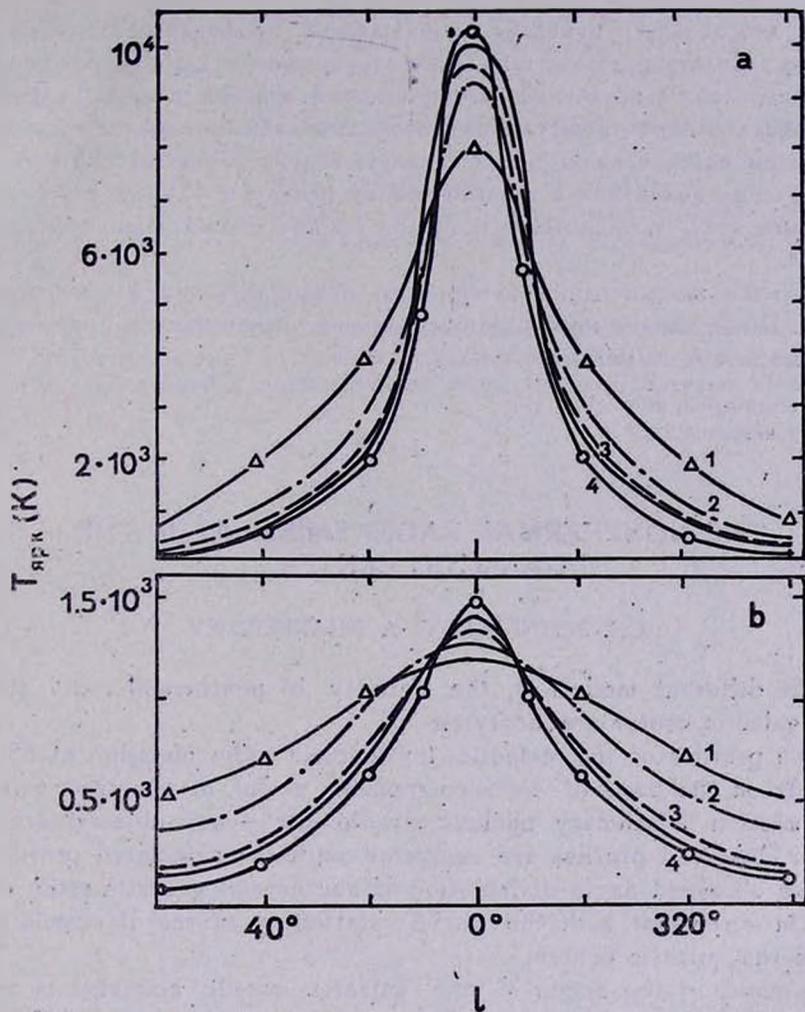


Рис. 2. Расчетные 1— $n = 10$ , 2— $n = 10^2$ , 3— $n = 10^3$ , 4 стандартное ядро и наблюдаемые профили.

**Выводы.** Анализ углового распределения нетеплового радиоизлучения Галактики на частотах 85 и 150 МГц показывает, что модель, согласно которой основная часть релятивистских электронов в Галактике образована в результате одиночного взрыва ядра Галактики, является весьма спорной.

Сравнительный анализ наблюдаемых профилей нетеплового радиоизлучения Галактики на частотах 85 и 150 МГц с расчетными профилями, полученными при различных моделях активности ядра Галактики, пока-

зывает, что характер изменения наблюдаемых профилей согласуется достаточно удовлетворительно с моделью стационарного или квазистационарного центрального источника частиц высокой энергии в ядре Галактики (стационарное ядро + нерегулярные последовательные взрывы), который в основном обуславливает очень сильную концентрацию нетеплового радиоизлучения Галактики к галактическому центру в области с угловыми размерами  $\pm 60^\circ$  по долготе и  $\pm 30^\circ$  по широте относительно центра Галактики.

Сильная концентрация нетеплового радиоизлучения в центральной области Галактики не может быть объяснена увеличением напряженности крупномасштабного магнитного поля.

Физико-технический ин-т  
АН Туркменской ССР

## THE NONTHERMAL RADIO EMISSION OF THE GALACTIC CENTER

CH. SEITNEPESOV, A. KHANBERDIEV

The different models of the activity of nonthermal radio source in the galactic center are analyzed.

The profiles of the galactic nonthermal radio emission at 85 and 150 MHz on the basis of three-component model of observed galactic radio emission "Stationary nucleus — radio disc — loop objects" are calculated. Observed profiles are compared with the calculated profiles.

The observed angle distribution of nonthermal galactic radio emission is in agreement with the model stationary source of cosmic electrons in the galactic center.

A model of the origin of the galactic cosmic electrons is considered in which the major part of cosmic electrons is generated during repetition of the activity of galactic nucleus.

### ЛИТЕРАТУРА

1. К. Бречер, в кн. «На переднем крае астрофизики», Мир, М., 1979.
2. В. И. Арискин, Р. Л. Сороченко. Тезисы докл. IX Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, Харьков, 1976.
3. В. А. Птускин, Я. М. Хаван, Астрон. ж., 58, 959, 1981.
4. Р. Л. Браун, в кн. «Галактическая и внегалактическая радиоастрономия», под. ред. Г. Л. Верскера, К. М. Келлермана, Мир, М., 1976.
5. В. М. Лютый, в кн. «Астрофизика и космическая физика», Наука, М., 1982.
6. И. С. Шкловский, Письма в АЖ, 1, 3, 1975.
7. В. А. Равин, Астрон. ж., 46, 46, 1971.

8. В. А. Разин, Ч. Н. Сеитпесов, А. Х. Ханбердиев, Тезисы докл. XII конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, М., 1979.
9. Ч. Н. Сеитпесов, А. Х. Ханбердиев, Изв. АН ТССР, сер. физ.-тех., хим. и геол. наук, № 4, 61, 1981.
10. Ч. Н. Сеитпесов, А. Х. Ханбердиев, Изв. АН ТССР, сер. физ.-тех., хим. и геол. наук, № 6, 30, 1983.
11. K. W. Yates, Austr. J. Phys., 21, 167, 1968.
12. T. L. Landecker, R. Wielebinski, Austr. J. Phys., Astrophys, Suppl., 16, 1, 1970.
13. Т. А. Лозинская, в кн. «Итоги науки и техники», сер. Астрономия, т. 22, ВИННИГИ, М., 1983.
14. Y. Soful, Astron. Astrophys., 48, 46, 1976.
15. Н. С. Тихонов, А. Н. Самарский, Методы математической физики, Наука, М., 1978.
16. Ч. Н. Сеитпесов, А. Х. Ханбердиев, Тезисы докл. XV Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, Харьков, 1983.

УДК: 524.45:524.52

ГИДРОСТАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ГАЗА В СКОПЛЕНИЯХ,  
НЕСТАЦИОНАРНЫХ В ИРРЕГУЛЯРНОМ ПОЛЕ

К. А. СИДОРОВ

Поступила 16 июля 1984

Принята к печати 5 декабря 1984

Рассмотрено гидростатическое распределение газа в системе, стационарной в регулярном поле, но нестационарной в иррегулярном. Такая система имеет распределение скоростей со средним квадратом радиальной скорости, большим среднего квадрата трансверсальной. Скопления галактик, вероятно, имеют такую структуру. Оказалось, что связь между плотностями газа и галактик, найденная Кавальери и Фуско—Феминно, существует и для изотермического газа в рассмотренной системе. Гидростатическое равновесие газа нарушается для скоплений с очень большой асимметрией функции распределения скоростей галактик. Рассчитана поверхностная яркость рентгеновского излучения газа.

1. *Введение.* В последние годы много работ было посвящено изучению горячего газа в скоплениях галактик (см. обзоры [3, 8]). Был построен ряд гидростатических и динамических моделей такого газа. Однако до сих пор существуют трудности при интерпретации наблюдательных данных [15]. Одной из причин таких трудностей может быть неправильный выбор гравитационного потенциала скопления.

В большинстве моделей горячего газа в скоплениях галактик принимается, что гравитационное поле определяется галактиками (и «скрытой массой»), а вклад газа пренебрежимо мал. При этом гравитационный потенциал принимается по модели Кинга [13, 14]. В последней предполагается, что поле скоростей галактик изотропно, т. е. скопление галактик достигло квазистационарного состояния. Однако необходимое для этого время много больше хаббловского [1, 7] и велико даже для эллиптических галактик [1]. Системы гравитирующих тел, подобные скоплениям галактик или эллиптическим галактикам, скорее всего достигли состояния, стационарного в регулярном поле, но нестационарного в иррегулярном. Для них можно ожидать анизотропного распределения скоростей с преобладанием радиальной составляющей [1]. Действительно, распределение поверхностной яркости в некоторых эллиптических галактиках (M 87,

NGC 3379) хорошо объясняется в рамках моделей с таким анизотропным распределением скоростей [10]. Столь же успешно объясняется и распределение галактик в скоплении в Волосах Вероники [1].

В настоящей статье рассмотрено гидростатическое равновесие газа, находящегося в системе гравитирующих тел с анизотропно распределенными скоростями. Хотя такая система в целом и не достигла стационарного или квазистационарного состояния, но для газа можно использовать условие гидростатического равновесия, т. к. время его установления [8] много меньше времени релаксации к изотропному распределению скоростей [1]. Сравнение с наблюдениями предполагается провести в последующих работах.

2. Основные уравнения и их аналитическое исследование. Сферически-симметричная система, стационарная в регулярном поле, с анизотропным распределением скоростей, описывается уравнением [4, 5]

$$\frac{d}{dr} (\rho_{gal} \bar{\Pi}^2) + \rho_{gal} \frac{2\bar{\Pi}^2 - \bar{T}^2}{r} = -\rho_{gal} \frac{d\Phi}{dr}, \quad (1)$$

где  $\bar{\Pi}^2$  — средний квадрат радиального компонента скорости,  $\bar{T}^2$  — средний квадрат трансверсального компонента скорости,  $\Phi$  — гравитационный потенциал,  $\rho_{gal}$  — плотность галактик. Если считать, что «скрытая масса» распределена так же, как и галактики, то в  $\rho_{gal}$  включается и плотность «скрытой массы». Это уравнение решается совместно с уравнением Пуассона

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) = 4\pi G \rho_{gal}. \quad (2)$$

Агекян и Петровская [1] исследовали систему уравнений (1)—(2) в частном случае  $\bar{\Pi}^2 = \text{const}$  и  $\bar{T}^2 = \text{const}$ . В безразмерных переменных

$$r = r_0 x, \quad \rho_{gal} = \rho_0 D, \quad (3)$$

где  $r_0$  — некоторый характерный размер,  $\rho_0$  — характерная плотность, о выборе которых будет сказано ниже. Полученное ими решение системы (1)—(2) при малых  $x$  имеет вид

$$D = bx^{-A} + cx^{2-2A} + O(x^{4-3A}), \quad (4)$$

где безразмерный параметр  $A$  ( $0 \leq A < 2$ ), не зависящий от расстояния, определяется как

$$A = \frac{2\bar{\Pi}^2 - \bar{T}^2}{\bar{\Pi}^2}. \quad (5)$$

При  $A = 0$  получается уравнение для изотермической сферы. Значение  $A = 2$  соответствует чисто радиальным движениям. Такая система рассматривалась в работе [16]. Так как скопление с чисто радиальными движениями оказывается неустойчивым [2], то в дальнейшем будем предполагать, что  $A \neq 2$ . Безразмерные переменные (3) выбираются таким образом, чтобы в соотношении (4)  $b = 1$ . Тогда  $c = -1/(2 - A)(3 - A)$ .  
 При больших  $x$

$$D \propto x^{-2}. \quad (6)$$

В этой модели центральная плотность бесконечна, однако масса, заключенная в любой сфере конечного радиуса, — конечна. Разумеется, в реальной ситуации в центральных частях скоплений уже успела произойти релаксация к квазиравновесному распределению. В последующих работах предполагается сделать соответствующие уточнения, здесь же ограничимся этой моделью как начальным приближением. Рассматриваемая система неограничена и ее масса, при интегрировании по всему пространству, бесконечна. Это обычная трудность для таких простых моделей, которую устраняют (в частности, при вычислении поверхностной яркости) введением „радиуса обрезания“  $r_c$  (соответственно,  $x_c$ ). Будем считать  $r_c$  столь большим, что он не влияет на распределение газа (по крайней мере, в центральных частях скопления).

Рассмотрим идеальный газ, находящийся в описанной системе в состоянии гидростатического равновесия. Для него справедливы уравнения

$$\frac{dp}{dr} = -n\mu m_H \frac{d\Phi}{dr}, \quad (7)$$

$$p = nkT_g, \quad (8)$$

где  $n$ ,  $p$ ,  $T_g$ ,  $\mu$  — концентрация частиц, давление, температура и молекулярный вес газа, соответственно. Будем считать, что масса газа много меньше массы всего скопления (включая «скрытую массу»). Следовательно, гравитационный потенциал  $\Phi$  определяется системой уравнений (1) — (2).

Рассмотрим сначала изотермический газ

$$T_g = T_0 = \text{const}. \quad (9)$$

Исключая давление в левой части уравнения (7) с помощью (8) и (9), подставляя в правую часть (7) гравитационный потенциал из (1) и вводя безразмерные переменные (3) и

$$n = n_0 u, \quad (10)$$

$$\tau = \frac{\mu m_H \bar{\Pi}^3}{k T_0}, \quad (11)$$

получаем уравнение

$$\frac{1}{\tau} \frac{d \ln u}{dx} = \frac{d \ln D}{dx} + \frac{A}{x}. \quad (12)$$

В соотношении (10)  $n_0$  равно центральной концентрации газа (не трудно показать, что она конечна для всех  $0 \leq A < 2$ ). Следовательно,  $u(0) = 1$  и решение уравнения (12) имеет вид

$$u = (Dx^A)^{\tau}. \quad (13)$$

Рассмотрим поведение газа около центра скопления. Подставляя (4) в (13) получаем

$$u = \left[ 1 - \frac{x^{2-A}}{(2-A)(3-A)} + O(x^{4-2A}) \right]^{\tau}. \quad (14)$$

Таким образом, концентрация газа конечна, в отличие от плотности гравитирующих тел, при всех значениях  $0 \leq A < 2$ . Физически это объясняется существованием силы давления газа, которая препятствует его неограниченному сжатию. Несколько иначе ведет себя градиент плотности

$$\frac{du}{dx} = -\tau \frac{x^{1-A}}{(3-A)} + O(x^{3-2A}). \quad (15)$$

Он равен нулю в центре при  $0 \leq A < 1$ , отличен от нуля, но конечен при  $A=1$  ( $\frac{du}{dx} = -\frac{\tau}{2}$ ) и стремится к бесконечности при  $1 < A < 2$ .

Физически это означает нарушение условий гидростатического равновесия, т. к. становится бесконечным градиент давления. Распределение плотности галактик и плотности газа в изотермической модели показано на рис. 1.

Рассмотрим две точки на расстояниях  $r_1$  и  $r_2$  от центра скопления, в которых концентрации газа и плотности галактик равны, соответственно,  $n_1$ ,  $n_2$  и  $\rho_1$ ,  $\rho_2$ . Из решения (13) и определений (3) и (10) следует, что

$$\frac{n_1}{n_2} = \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{\tau}. \quad (16)$$

Ранее это соотношение было получено [8] для изотермического газа в изотермической системе гравитирующих тел. Здесь показано, что оно справедливо и для более широкого класса моделей.

Теперь рассмотрим газ политропный,

$$p = Kn^\gamma. \quad (17)$$

Подставляя уравнение состояния (17) в левую часть уравнения (7) и используя для гравитационного потенциала соотношение (1), получаем

$$\frac{1}{x} \frac{dv}{dx} = \frac{d \ln D}{dx} + \frac{A}{x} \quad (18)$$

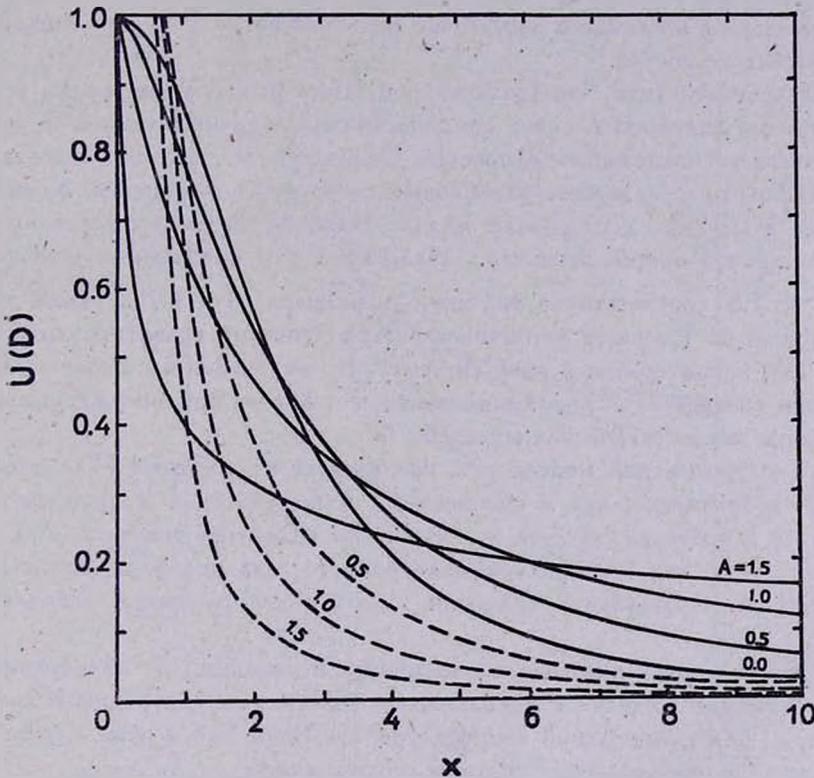


Рис. 1. Распределение в скоплении плотности галактик  $D$  (штриховая линия) и плотности газа  $u$  (сплошная кривая) для  $A = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5$ . При  $A = 0.0$  обе кривые совпадают.

Здесь введены безразмерные величины

$$v = \left( \frac{n}{n_0} \right)^{\gamma-1}, \quad (19)$$

$$x = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\mu m_H \bar{\Pi}^2}{k T_0} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\mu m_H \bar{\Pi}^2}{K n_0^{\gamma-1}}, \quad (20)$$

$p_0, T_0$  — концентрация и температура газа в центре (легко показать, что они конечны). Таким образом,  $v(0) = 1$ , а решение имеет вид

$$v = x \ln(Dx^A) + 1. \quad (21)$$

Плотность политропного газа, как и плотность изотермического газа, конечна в центре скопления при всех  $0 \leq A < 2$ , но градиент плотности также отличен от нуля при  $1 \leq A < 2$ . Таким образом, ни политропный, ни изотермический газ не могут находиться в состоянии гидростатического равновесия в системах с достаточно большим ( $\bar{P}^2 \gg \bar{T}^2$ ) преобладанием радиальных скоростей.

Следует отметить, что Поляченко и Шухман [6] исследовали устойчивость бесстолкновительных сферически-симметричных систем с асимметричным распределением скоростей. Оказалось, что системы с достаточно большим преобладанием радиальных скоростей неустойчивы. Хотя Поляченко и Шухман исследовали модель Иддиса—Осипкова, их вывод носит достаточно общий характер. Найденное ими предельное отношение  $2\bar{P}^2/\bar{T}^2 \approx 1.6$  соответствует значению параметра  $A = 0.75$ . Таким образом, при  $A \geq 1$  теряют устойчивость как система гравитирующих тел, так и газ, находящийся в этой системе. В дальнейшем предполагается сравнить соответствующие инкременты, что важно при обсуждении применимости гидростатических моделей.

В изотермической модели газ, как следует из решения (13), простирается неограничено, как и скопление, а в политропной модели весь газ заключен в пределах радиуса  $x_c$ , что легко видеть из решения (21). Это связано с тем, что температура политропного газа падает с расстоянием. Зависимость граничного значения  $x_c$  от  $x$  для разных  $A$  показана на рис. 2.

Сравним поведение газа около центра скопления в политропной и изотермической моделях с одинаковыми значениями центральной концентрации  $p_0$  при центральной температуре  $T_0$ . Ясно, что в этом случае безразмерные параметры  $\tau$  и  $x$  связаны соотношением

$$x = \frac{\tau - 1}{\tau}. \quad (22)$$

Подставляя в (21) выражения (4), (19), (20) и (22), получаем, что плотность газа в политропной модели изменяется около центра скопления следующим образом:

$$\frac{p}{p_0} \approx 1 - \frac{\tau}{\gamma} \frac{x^{2-A}}{(2-A)(3-A)}. \quad (23)$$

Сравнивая с (14), видим, что плотность политропного газа убывает медленнее, чем плотность изотермического, т. к.  $\gamma > 1$ . Это также связано с падением температуры политропного газа: для поддержания того же давления требуется большая плотность. Чтобы плотность в изотермической модели убывала столь же медленно, как в политропной, температура изотермического газа должна быть в  $\gamma$  раз больше центральной температуры политропного. Если же эти температуры равны, то плотность газа около

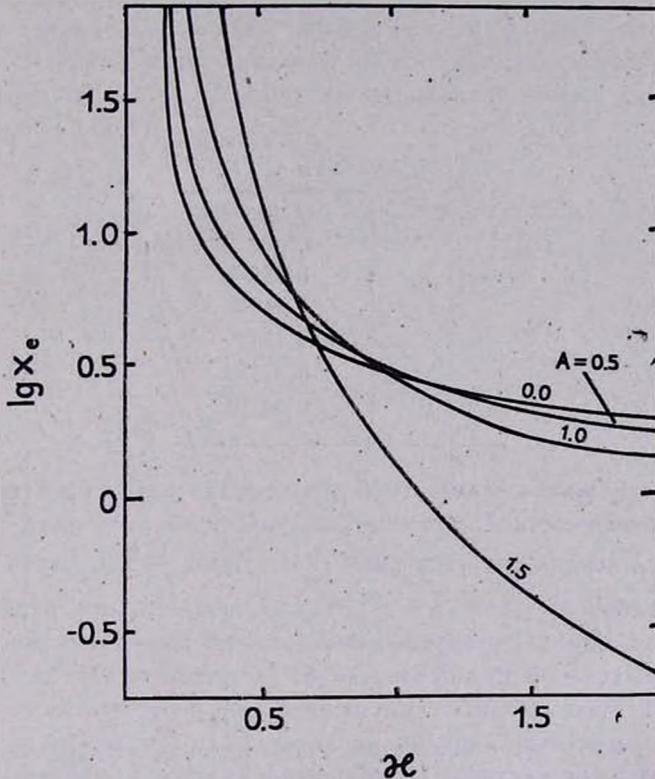


Рис. 2. Зависимость  $\lg x_e$  от  $z$  для  $A = 0,0, 0,5, 1,0, 1,5$ .

центра скопления в политропной модели выше плотности газа в изотермической модели, но на некотором расстоянии достаточно резко, как показывают расчеты, падает до нуля. Такое поведение находится в качественном согласии с наблюдательными данными [15]. Наблюдения показывают, что плотность газа убывает медленнее плотности галактик [12], как и следует из соотношения (16) при  $\tau < 1$ . Измерения же температуры газа и скоростей галактик дают  $\tau > 1$  [15]. Это противоречие снимается в политропной модели [15].

Интересно отметить, что для политропной модели с центральной температурой газа  $T_0$ , равной температуре газа в изотермической модели, решение (21) дает

$$\left(\frac{n}{n_0}\right)_\gamma^{-1} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \ln\left(\frac{n}{n_0}\right)_1 + 1, \quad (24)$$

где  $(n/n_0)_\gamma$  и  $(n/n_0)_1$  — безразмерная плотность газа в политропной и изотермической моделях соответственно. Следовательно, безразмерные плотности газов в этих моделях падают до одного и того же значения  $u_*$ , определяемого  $\gamma$  и не зависящего от  $\tau$  и  $A$ . Зависимость  $u_*$  от  $\gamma$  весьма слабая, как видно из табл. 1.

Таблица 1  
ЗАВИСИМОСТЬ  $u_*$  ОТ  $\gamma$

$\gamma$	$u_*$
1.1	0.14406
4/3	0.16242
1.5	0.17405
5/3	0.18463
2.0	0.20319

3. *Распределение поверхностной яркости.* На рис. 3 представлено распределение поверхностной яркости рентгеновского излучения газа в политропной модели для ряда значений  $A$  и  $\tau$  при  $\gamma = 5/3$ . Закон излучения брался в простейшей форме  $\epsilon \sim n^2 \sqrt{T}$ . Считалось, что радиус обрезания  $x_1$  больше границы распределения газа  $x_*$ , хотя зависимость распределения относительной интенсивности от  $x_1$  довольно слабая. Видно, что распределение относительной интенсивности рентгеновского излучения изменяется в достаточно широких пределах. Если при малых  $\tau$  эти распределения достаточно гладкие, то при больших  $A$  и  $\tau$  наблюдается очень резкий пик излучения в центре скопления. Величина  $\gamma$  мало влияет на распределение поверхностной яркости в центральных частях скопления, но существенно — на распределение поверхностной яркости на периферии скопления (рис. 4). Такое разнообразие позволяет надеяться, что удастся объяснить различные морфологические особенности рентгеновского излучения скоплений [11] в рамках единой модели.

Наблюдение распределения галактик в пределах скопления позволяет найти  $r_0$ ,  $\rho_0$  и  $A$  (см., например, [1]). По дисперсии скоростей галактик находится величина  $\bar{\Pi}^2$  (при известном  $A$ ). Наблюдения рентгеновских спектров дают центральную температуру газа  $T_0$  и, следовательно,  $\tau$ , ко-

тору можно независимо найти по распределению поверхностной яркости рентгеновского излучения в центральных частях скопления. Величина  $\gamma$  находится по морфологии рентгеновского излучения на периферии скопления (рис. 4). Таким образом, все параметры модели можно найти из наблюдений.

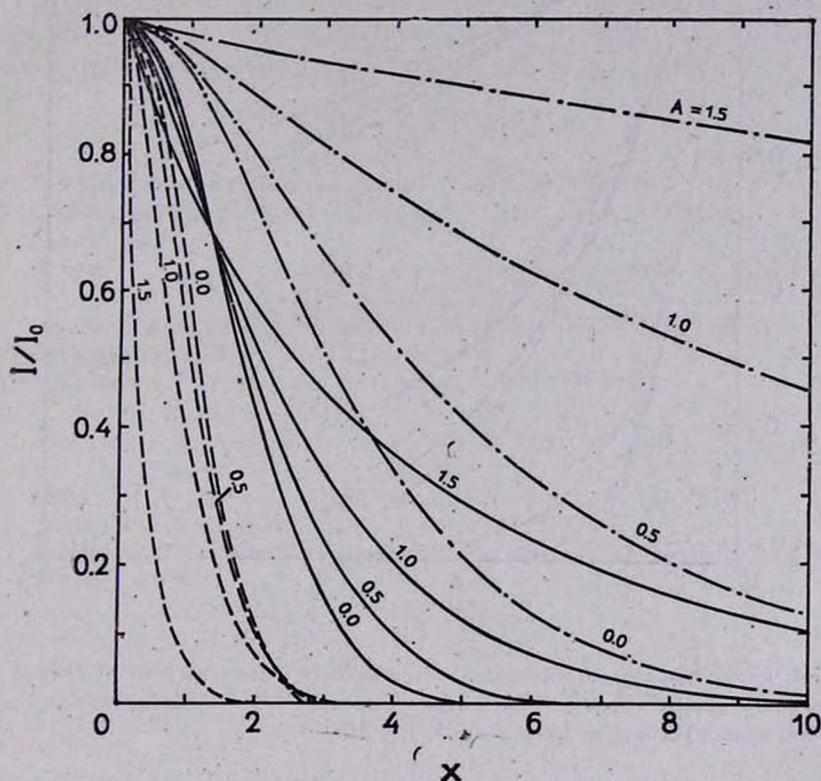


Рис. 3. Распределение относительной интенсивности рентгеновского излучения газа в скоплении галактик при  $\gamma = 0.5$  (штрих-пунктир), 1.0 (сплошные кривые и 2.0 (штриховые кривые) для  $\gamma = 5/3$  и  $A = 0.0, 0.5, 1.0, 1.5$ .

4. **Заключение.** В настоящей работе рассматривалось гидростатическое распределение газа в системе гравитирующих тел с несферическим распределением скоростей. Было показано, что при достаточно большом преобладании радиальных скоростей галактик ( $\Pi^2 \geq T^2$ ) газ не может находиться в гидростатическом равновесии. Кроме того, оказалось, что соотношение (16), доказанное ранее для изотермических систем гравитирующих тел [9], выполняется и при более широких допущениях. Все па-

параметры предлагаемой модели можно найти из наблюдений, что и предполагается сделать в последующих работах.

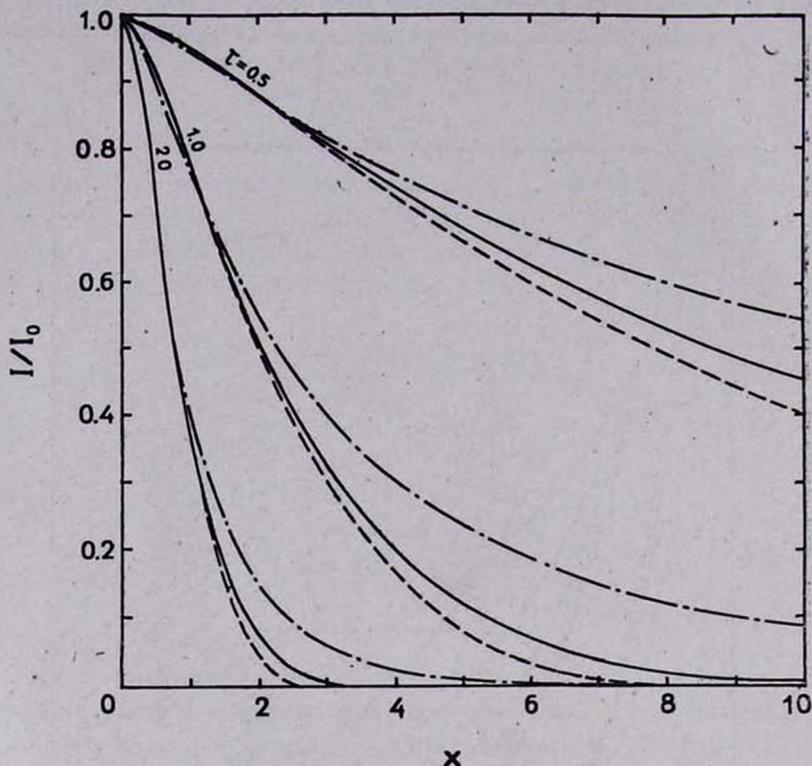


Рис. 4. Распределение относительной интенсивности рентгеновского излучения газа в скоплении галактик при  $\gamma = 1.1$  (штрих-пунктир),  $5/3$  (сплошные кривые) и  $2.0$  (штриховые кривые) для  $A = 1.0$  и  $\tau = 0.5, 1.0, 2.0$ .

В заключение автор выражает признательность В. Г. Горбачкову и И. В. Петровской за полезные обсуждения.

Ленинградский государственный  
университет

## THE HYDROSTATIC MODELS OF GAS IN THE CLUSTERS IN UNSTEADY STATE WITH RESPECT TO THE IRREGULAR FORCE-FIELD

K. A. SIDOROV

The hydrostatic distribution of gas in a spherical system in steady state with respect to the regular force-field but unsteady with respect

to the irregular one is considered. This system has a velocity distribution with the mean square radial velocity component larger than the mean square transverse component. It is likely that clusters of galaxies have such a structure.

The relationship between gas and galaxy densities achieved by Cavaliere and Fusco-Femiano is valid for isothermal gas in the considered system. The hydrostatic equilibrium of gas is destroyed for a cluster with a very strong asymmetry of velocity distribution. The surface brightness of X-ray radiation of gas is calculated.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Азекян, И. В. Петровская, Труды АО ЛГУ, 19, 187, 1962.
2. В. А. Антонов, в кн. «Динамика галактик и звездных скоплений», Алма-Ата, Наука, 1973.
3. М. А. Аракелян, в кн. «Итоги науки и техники. Астрономия», 18, ВИНТИ, М., 1981, стр. 83.
4. Б. Линдبلاد, в кн. «Строение звездных систем», ИЛ, М., 1962, стр. 39.
5. К. Ф. Огородников, ДАН СССР, 118, 200, 1957.
6. В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман, Астрон. ж., 58, 933, 1981.
7. G. D. Bothun, Ap. J. Suppl. ser., 50, 39, 1982.
8. A. Cavaliere, in "X-ray Astronomy", eds. R. Giacconi and G. Setti, D. Reidel Publ. Co., 1980, p. 217.
9. A. Cavaliere, R. Fusco-Femiano, Astron. Astrophys., 49, 137, 1976.
10. M. J. Duncan, J. C. Wheeler, Ap. J., 237, L27, 1980.
11. C. Jones, in "X-ray Astronomy", eds. R. Giacconi and G. Setti, D. Reidel, Publ. Co., 1980, p. 153.
12. E. Kellog, S. Murray, Ap. J., 193, L57, 1974.
13. I. R. King, A. J., 71, 64, 1966.
14. I. R. King, Ap. J., 174, L123, 1972.
15. B. W. Smith, R. F. Mushotzky, P. J. Serlemitsos, Ap. J., 227, 37, 1979.
16. Т. А. Азекян, Вестн. ЛГУ, № 1, 152, 1962.

УДК: 524.338.6:520.82/84

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ  
АССОЦИАЦИИ ЕДИНОРОГ I

Э. С. ПАРСАМЯН, Л. РОЗИНО, О. С. ЧАВУШЯН

Поступила 13 июля 1984

Принята к печати 20 октября 1984

За 55 часов эффективного времени наблюдений на 67/90/192 см телескопе системы Шмидта Астрофизической обсерватории Азиаго Падуанского университета обнаружены 29 вспыхивающих звезд в области ассоциации Единорог I, из них 17, по-видимому, члены скопления NGC 2264. Частота вспышек в NGC 2264 почти такая же, как в области ассоциации Ориона в начальный период ее наблюдений. Полное число вспыхивающих звезд в ассоциации Единорог I по предварительным оценкам порядка 800—1000. Среди новых вспыхивающих звезд у одной наблюдалась медленная вспышка.

1. *Введение.* Первые вспыхивающие звезды в области ассоциации Единорог I (NGC 2264) были обнаружены Розино и др. [1], Венцелем [2] и Аро и Чавирой [3].

Спектральные и фотометрические исследования NGC 2264 показали, что область богата переменными звездами типа Т Тельца [4], что дает основание ожидать в этой области новые вспыхивающие звезды.

2. *Наблюдения.* В астрофизической обсерватории Азиаго Падуанского университета одним из авторов (Л. Р.) в течение 1974—76 гг. и 1981 г. в области ассоциации Единорог I был собран наблюдательный материал для поисков вспыхивающих звезд. Наблюдения проводились на 67/90/192-см телескопе системы Шмидта методом цепочек на пластинках Kodak 103a-O в фотографических лучах без фильтра. За эффективное время наблюдений порядка 55 часов были получены 150 пластинок, на каждой пластинке по пять изображений звезд с 5-минутными экспозициями.

В результате просмотра этого наблюдательного материала, охватывающего область в 25 кв. градусов с центром в скоплении NGC 2264, были обнаружены 29 новых вспыхивающих звезд.

3. *Новые вспыхивающие звезды.* Для определения звездных величин новых вспыхивающих звезд были использованы стандарты из работ [4, 5]. Ниже, в табл. 1 представлен список новых вспыхивающих звезд. В пер-

вом столбце приведен порядковый номер звезды, во втором — название звезды, в третьем и четвертом — экваториальные координаты  $\alpha$  и  $\delta$  для эпохи 1900, в пятом — звездная величина в минимуме блеска, в шестом — амплитуда вспышки, в седьмом — дата вспышки.

Таблица 1

НОВЫЕ ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ NGC 2264

№	Назв. зв.	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{pg}$	$\Delta m_{pg}$	Дата
1*		$6^h 28^m 2$	$10^{\circ} 06.7'$	$16^m 6$	$1^m 7$	18.I.74
2*		29.2	10 32.3	16.6	0.6	16.II.74
3*		30.0	9 32.8	17.0	0.7	5.II.75
4		32.0	11 19.5	18.5	3.5	6.II.74
5*		32.5	8 18.6	16.3	1.0	28.X.73
6		32.5	9 39.6	16.4	0.6	3.IV.76
7		33.2	9 16.6	16.6	1.3	3.IV.76
8*		33.5	8 26.6	16.8	1.0	9.II.74
9		33.8	9 23.4	16.7	0.7	22.I.76
10		33.8	9 25.6	15.6	0.9	9.XI.74
10*		"	"	"	0.6	18.II.74
11*		34.0	8 27.7	$17.0^{\circ}$	1.0	9.II.74
12		34.1	10 25.7	19.0	4.2	17.XI.74
13		34.2	10 27.7	16.7	0.5	27.II.76
14		34.3	9 16.2	20.3	4.5	19.I.74
15		34.3	9 33.7	17.8	2.0	6.XII.81
16		34.8	10 05.6	16.7	1.0	31.X.73
17		35.1	8 57.0	17.2	0.6	9.II.75
18	V 418	35.3	9 27.8	18.2	2.7	31.X.73
19		35.8	9 41.8	19.2	2.7	15.XII.74
20		36.0	9 57.8	18.9	2.3	21.XII.74
21		36.1	9 54.8	18.1	1.8	18.XI.74
22		36.3	9 38.8	17.8	1.4	10.I.74
23		37.3	9 17.8	16.7	0.7	6.XII.74
24*		37.3	10 28.6	17.0	0.6	5.II.75
25		37.9	9 40.9	17.3	1.0	8.II.75
26		38.3	9 19.0	17.2	1.0	5.II.75
27*		38.7	8 20.0	17.0	0.5	9.II.74
28*		42.2	9 11.3	16.1	0.7	11.II.75
29*		45.3	10 31.5	16.1	1.1	24.II.76

На рис. 1 приведена карта отождествлений.

Кроме того в табл. 2 приведены звезды, подозреваемые во вспышечной активности.

Таблица 2

ЗВЕЗДЫ, ПОДОЗРЕВАЕМЫЕ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

№	$\alpha_{1900}$	$\delta_{1900}$	$m_{pg}$	$\Delta m_{pg}$	Дата
S 1	6 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup> .5	10° 18.3	17 <sup>m</sup> .0	0 <sup>m</sup> .6	9. XII. 74
S 2	33.6	10 53.7	16.6	0.5	16. XII. 74
S 3	35.8	8 42.8	16.5	0.5	9. II. 75
S 4	40.4	10 08.1	16.7	0.5	5. II. 75

Величины изменения блеска звезд в течение каждой вспышки приводятся ниже.

№ 1,  $m_{pg} = 16.6$

UT	$m_{pg}$
00 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup>	—
57	—
01 02	14.9
07	15.1
12	15.8

№ 2,  $m_{pg} = 16.6$

UT	$m_{pg}$
23 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup>	16.0
18	16.1
23	16.1
28	16.3
33	16.6

№ 3,  $m_{pg} = 17.0$

UT	$m_{pg}$
22 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup>	16.3
32	16.4
37	—
42	—
47	—

№ 4,  $m_{pg} = 18.5$

UT	$m_{pg}$
20 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup>	—
21 02	—
07	—
12	—
17	15.0

№ 5,  $m_{pg} = 16.3$

UT	$m_{pg}$
23 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup>	16.3
00 01	15.3
06	15.5
11	16.3
16	16.3

№ 6,  $m_{pg} = 16.4$

UT	$m_{pg}$
20 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup>	15.8
48	15.8
53	16.4
58	16.4
21 03	16.4

№ 7,  $m_{pg} = 16.6$

UT	$m_{pg}$
20 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup>	16.6
48	15.3
53	16.4
58	16.4
21 03	16.4

№ 8,  $m_{pg} = 16.8$

UT	$m_{pg}$
23 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	16.2
25	15.8
30	16.8
35	16.8
40	16.8

На предыдущей пластинке звезда повысила блеск, возможно она и переменная.

№ 9,  $m_{pg} = 16.7$

UT	$m_{pg}$
22 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup>	16.7
08	16.7
13	16.3
18	16.0
23	16.3

№ 10,  $m_{pg} = 15.6$

UT	$m_{pg}$
00 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup>	15.0
20	15.0
25	15.6
30	15.6
35	15.6

№ 11,  $m_{pg} = 17.0$

UT	$m_{pg}$
23 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	16.0
25	16.3
30	17.0
35	17.0
40	17.0

№ 12,  $m_{pg} = 19.0$  (рис. 2)

UT	$m_{pg}$	UT	$m_{pg}$
23 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup>	15.2	00 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup>	16.3
24 01]	14.8	40	16.4
06	15.2	45	16.5
11	15.5	50	16.8
16	15.7	55	16.8
21	15.8		

№ 13,  $m_{pg} = 16.7$

UT	$m_{pg}$
21 <sup>h</sup> 06 <sup>m</sup>	16.7
11	16.2
16	16.4
21	16.6
26	16.7

№ 14,  $m_{pg} = 20.3$

UT	$m_{pg}$
21 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup>	—
22 00	—
05	—
10	15.8
15	16.2

№ 15,  $m_{pg} = 17.8$

UT	$m_{pg}$
1 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup> —1 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup>	15.8

У звезды наблюдается изменение блеска лишь на этой пластинке

№ 16,  $m_{pg} = 16.7$

UT	$m_{pg}$
2 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup>	15.7
52	15.7
57	16.2
3 02	16.6
07	16.7

№ 17,  $m_{pg} = 17.2$

UT	$m_{pg}$	UT	$m_{pg}$	UT	$m_{pg}$
20 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup>	16.7	20 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup>	17.0	21 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	16.6
19	16.8	50	17.0	25	16.6
24	16.9	55	17.0	30	16.6
29	17.2	21 00	17.0	35	16.6
34	17.2	05	17.0	40	16.6

S4

24

25

13

20

12

21

22

19

23

18

15

16

14

10

9

6

17

7



Рис. 1. Карта отождествления. Снимки сделаны в инфракрасных лучах.

К-ст. Э. Парсамян и др.

Возможно наблюдались две вспышки или же вспышка и колебания в минимуме блеска.

№ 18,  $m_{pg}=18.2$

UT	$m_{pg}$
00 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup>	15.5
01 03	16.3
08	16.5
13	16.6
15	16.8

№ 19,  $m_{pg}=19.2$

UT	$m_{pg}$
21 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup>	16.5
30	16.8
35	16.8
40	16.8
45	16.8

№ 20,  $m_{pg}=18.9$

UT	$m_{pg}$
00 <sup>h</sup> 04 <sup>m</sup>	16.6
09	16.9
14	16.9
19	16.9
24	16.9

№ 21,  $m_{pg}=18.1$ .  
звезда переменная

UT	$m_{pg}$
00 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup>	16.3
40	16.4
45	16.5
50	16.5
55	16.5

№ 22,  $m_{pg}=17.8$

UT	$m_{pg}$
20 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup>	16.6
47	16.5
52	16.4
57	17.8
02	17.8

№ 23,  $m_{pg}=16.7$

UT	$m_{pg}$
21 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	16.7
25	16.7
30	16.5
35	16.0
40	16.6

№ 24,  $m_{pg}=17.0$

UT	$m_{pg}$
22 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup>	16.4
32	16.8
37	16.8
42	17.0
47	17.0

№ 25,  $m_{pg}=17.3$

UT	$m_{pg}$
20 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup>	17.1
21 01	16.3
06	16.6
11	16.9
16	17.3

№ 26,  $m_{pg}=17.2$  (рис. 3)

UT	$m_{pg}$	UT	$m_{pg}$
21 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup>	17.2	22 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup>	16.7
22 03	17.2	32	17.0
08	17.0	37	17.5
13	17.0	42	17.5
18	16.2	47	17.5

После вспышки звезда слабее своего нормального минимума.

№ 27, $m_{pg}=17.0$		№ 28, $m_{pg}=16.1$		№ 29, $m_{pg}=15.1$	
UT	$m_{pg}$	UT	$m_{pg}$	UT	$m_{pg}$
23 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	16.5	24 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup>	16.1	21 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup>	15.6
25	16.5	33	15.4	48	15.5
30	16.7	38	15.4	53	16.1
35	17.0	43	16.1	58	16.1
40	17.0	48	16.1	22 03	16.1

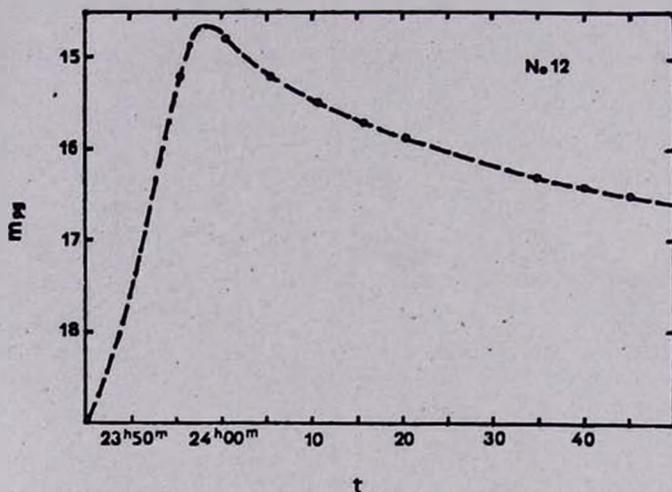


Рис. 2. Кривая блеска вспышки звезды № 12.

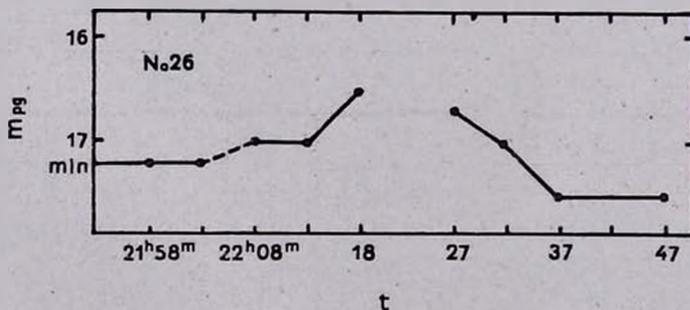


Рис. 3. Кривая блеска вспышки звезды № 26.

4. Медленная вспышка звезды № 10. Медленная вспышка звезды № 10 произошла 9 ноября 1974 г. и наблюдалась на четырех пластинках (рис. 4).

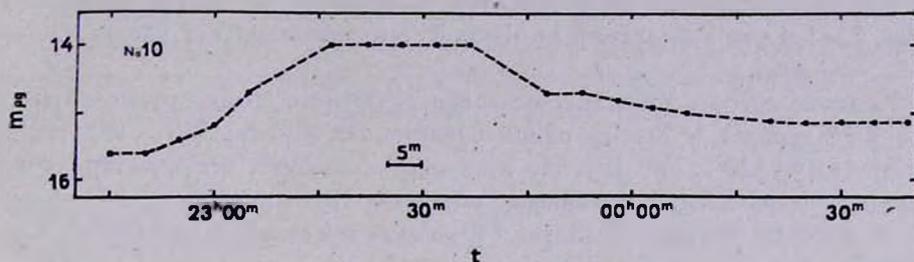


Рис. 4. Кривая блеска медленной вспышки звезды № 10.

Ниже приводятся изменения блеска звезды в течение вспышки, блеск которой в минимуме  $m_{PG} = 15.6$ . Вспышка началась в  $22^h 55^m$ .

UT	$m_{PG}$	UT	$m_{PG}$
$22^h 45^m$	15.6	$23^h 48^m$	14.7
50	15.6	53	14.7
55	15.4	58	14.8
23 00	15.2	00 03	14.9
05	14.7	08	15.0
17	14.0	20	15.1
22	14.0	25	15.1
27	14.0	30	15.1
32	14.0	35	15.1
37	14.0	40	15.1

Кривая блеска медленной вспышки (рис. 4) показывает, что вспышка относится к редким медленным типа II [6], когда звезда находится продолжительное время в максимуме. Такого типа медленные вспышки пока наблюдались лишь в ассоциации Ориона, возможно, что они происходят только в очень молодых агрегатах.

У этой же звезды 18 декабря 1974 г. произошла также быстрая вспышка средней амплитуды.

5. Обсуждение. Распределение новых вспыхивающих звезд в области скопления NGC 2264 показывает, что не все они, по-видимому, являются членами этого скопления, входящего в ассоциацию Единорог I. В табл. 1

звездочками отмечены звезды, которые, на наш взгляд, не являются членами скопления NGC 2264.

Рассмотрим их расположение. Звезды № 5, 8, 11 расположены сравнительно близко к кометарной туманности NGC 2261. Если придерживаться принятого диаметра скопления NGC 2264 около  $40'$  [4], то туманность NGC 2261 и эти три звезды не могут рассматриваться как члены скопления NGC 2264.

Разные авторы приводят несколько различные оценки размеров ассоциации Единорог I. Так, по одним оценкам она порядка  $130' \times 100'$  [8], а по другим —  $120' \times 250'$  [9]. Из этих оценок следует, что кометарная туманность NGC 2261, с активным объектом R Единорога, H-H-объект № 39 и CO молекулярные облака [10] являются членами ассоциации Единорог I.

Есть некоторая неопределенность в оценках расстояний NGC 2264 и NGC 2261 [11—13], которые находятся между 500 и 800 пс для NGC 2264 и 350—500 пс — для NGC 2261. Но тот факт, что вспыхвающие звезды в NGC 2264 и те, которые найдены около NGC 2261, имеют приблизительно одинаковый блеск, показывает, что не только все они принадлежат к одной ассоциации, но NGC 2264 и NGC 2261 находятся также приблизительно на одинаковом расстоянии.

Две вспыхвающие звезды (1 и 2) найдены в области скоплений NGC 2245, NGC 2247 и IC 446, которые связаны единой поглощающей материей с NGC 2264.

И, наконец, вспыхвающие звезды № 3, 24, 27, 28, 29, которые хотя и далеки от вышеупомянутых туманностей, с большой вероятностью могут быть также членами ассоциации Единорог I, так как не отличаются по вспышечным характеристикам от остальных вспыхвающих звезд.

Можно оценить ожидаемое число вспыхвающих звезд в области ассоциации Единорог I методом В. А. Амбарцумяна [14]. Хотя наблюдательный материал еще недостаточен для статистических интерпретаций, грубая оценка, тем не менее, может быть сделана.

Число известных к настоящему времени вспыхвающих звезд, вспышки которых наблюдались один и два раза, равно  $n_1 = 40$ ,  $n_2 = 2$ , соответственно.

Оценка числа неизвестных вспыхвающих звезд  $n_0$  в области, вспышки которых еще не наблюдались, полученная из формулы [14],

$$n_0 \geq \frac{n_1^2}{n_2}$$

приводит к  $n_0 \geq 400$ . Из этих оценок следует, что полное число вспыхвающих звезд в ассоциации Единорог I должно быть порядка 450. Но очень вероятно, что полное число должно быть выше, порядка 800—1000,

так как, учитывая расстояние Единорог I, наблюдаются лишь яркие вспыхивающие звезды.

Таким образом, за 55 часов эффективного времени наблюдений обнаружены 29 вспыхивающих звезд в области ассоциации Единорог I, из них 17, по-видимому, члены скопления NGC 2264. Частота вспышек в NGC 2264 почти такая же, как в области ассоциации Ориона в начальный период ее наблюдений [15]. Обнаруженные вспыхивающие звезды, вероятно, принадлежат к ранним спектральным типам K.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Обсерватория Азнаго  
Падуанского университета

## NEW FLARE STARS IN THE MON I ASSOCIATION

E. S. PARSAMIAN, L. ROSINO, O. S. CHAVUSHIAN

A search of flare stars in the region of Mon I association was carried out by one of the authors (L. R.) during the years 1974—1975 and 1981 in the Asiago Astrophysical Observatory of the University of Padova. During 55 hours of effective time 150 plates were obtained on the 67/90/192 cm Schmidt telescope. As a result of the examination of these plates which cover a region of about 25 square degrees centered in the cluster NGC 2264 29 new flare stars have been found, of which 17 are probably members of the NGC 2264 cluster. The frequency of the flares in the NGC 2264 is almost the same as in the Orion complex. The total number of flare stars in the region of Mon I association is probably of the order of 800—1000. Among new flare stars one of them shows slow flare.

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. Rosino, C. Grubisich, P. Maffei, Contr. Asiago Obs., 82, 19, 1957.
2. W. Wenzel, Mitt. Veränd. Sterne, Nr 190, 193, 212, 1955.
3. G. Haro, E. Chavira, Vistas in Astronomy, 8, 89, 1965.
4. M. Walker, Ap. J., Suppl. ser., 23, 365, 1956.
5. R. H. Koch, P. M. Perry, A. J., 79, 379, 1974.
6. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 16, 231, 1980.
7. В. А. Амбарцумян, ДАН Арм.ССР, 68, 23, 1952.
8. Б. Е. Маркарян, ДАН Арм.ССР, 15, 13, 1952.
9. Т. А. Уракова, Труды ГАИШ, 29, 71, 1958.
10. J. Canto, L. F. Rodriguez, J. F. Barrol, P. Carral, Ap. J., 244, 102, 1981.

11. *J. L. Greenstein*, *Ap. J.*, 107, 375, 1948.
12. *H. M. Johnson*, *A. J.*, 71, 224, 1966.
13. *Дж. Л. Гринстейн, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян*, *Астрон. цирку.*, № 947, 1977.
14. *В. А. Амбарцумян*, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
15. *Э. С. Парсаян*, *Астрофизика*, 16, 677, 1980.

УДК: 524.337:520.82.053

UBV-ФОТОМЕТРИЯ НОВЫХ  $H_{\alpha}$ -ЗВЕЗД  
В АССОЦИАЦИИ ОРИОН OB1d

К. Г. ГАСПАРЯН

Поступила 23 июля 1984

Принята к печати 3 ноября 1984

Представлены UBV-данные для 92 новых звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией, обнаруженных недавно Парсамян и Чавира в ассоциации Орион OB1d. Предельная звездная величина в U-лучах 17.<sup>m</sup>7. Приведено расположение этих звезд на диаграмме Герцшпрунга—Ресселя и двухцветной диаграмме (U—B, B—V).

1. *Введение.* Наряду с новыми методами в изучении эруптивных звезд важное место занимает такой традиционный метод исследования, как фотографическая фотометрия. При этом измерения особенно информативны при исследовании звездных скоплений и ассоциаций, где присутствие многочисленных объектов почти одинакового возраста дает возможность для статистических обобщений.

Одной из наиболее богатых систем эруптивных звезд является ассоциация Орион OB1d, где наряду с неправильными переменными звездами присутствует также большое количество звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией в спектре и вспыхивающих звезд. Хотя после опубликования фундаментальной работы Аро [1] относительно звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией в Орионе, где приводится первый список 255  $H_{\alpha}$ -звезд, прошло 30 лет, обнаружение и изучение в этой области звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией в спектре продолжается по сей день. За прошедшее время число  $H_{\alpha}$ -звезд в агрегате Орион возросло более чем в два раза [2]. И, если для  $H_{\alpha}$ -звезд, обнаруженных Аро и вошедших в его список [1], имеются UBV-данные [3—5], то для новых  $H_{\alpha}$ -звезд однородные данные этого рода очень скудны.

Целью настоящей работы является представление результатов фотографических UBV-измерений новых  $H_{\alpha}$ -звезд из списка Парсамян и Чавира [2].

2. *Наблюдения и методика измерений.* Наблюдательный материал, полученный нами в январе—феврале 1973 г. на метровом телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории, описан в табл. 1.

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ UVV-НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ  
АССОЦИИ ОРИОНА OB1

Наблюдавший цвет	Пластика	Свето-фильтр	№ пластинки	Дата и время наблюдений	Экспозиция
<i>U</i>	ZU-2	UG-2	1	6.I.73, 23 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup>	30 <sup>m</sup>
	"	"	2	9.I.73, 0 02	60
	"	"	3	10.I.73, 0 17	60
	Kodak 103a-O	"	4	2.II.73, 22 07	30
	"	"	5	2.II.73, 22 46	30
	"	"	6	3.II.73, 21 42	20
<i>B</i>	Kodak 103a-O	GG-13	1	28.I.73, 21 38	15
	"	"	2	28.I.73, 22 02	15
	"	"	3	30.I.73, 23 50	10
	"	"	4	1.II.73, 22 06	15
	"	"	5	3.II.73, 0 23	10
	"	"	6	6.II.73, 22 03	15
<i>V</i>	Kodak 103a-D	GG-11	1	2.II.73, 21 26	20
	"	"	2	3.II.73, 23 15	20
	"	"	3	6.II.73, 22 53	15
	"	"	4	6.II.73, 23 45	12

В качестве стандартов использованы звезды из работы Эндрюса [6]. Они находятся в той же области, что и исследуемые звезды. Предельная звездная величина пластинки в *U* лучах для измеренных нами звезд равна 17<sup>m</sup>7.

Измерение звезд проводилось на микрофотометре МФ-2. Средние квадратические ошибки одного измерения составляют  $\pm 0^m22$ ,  $0^m13$ ,  $0^m13$  для *U*, *B* и *V* цветов, соответственно.

3. *Результаты наблюдений.* Были определены величины и показатели цвета в *UBV* системе для 92 звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией, не входящих в список Аро [1], звездные величины *V* которых находятся в интервале  $\sim 14^m0 - 17^m5$ .

В табл. 2 приведены данные об этих звездах: в первом столбце номера звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией по каталогу Парсамян и Чавира [2], во втором — *V*-величины, в третьем и четвертом — показатели цвета *B-V* и *U-B*, в пятом — число измерений *n* в *V*, *B*, *U* лучах, соответственно (для каждой отдельной звезды), и в шестом — средние квадратические ошибки  $\sigma$  для каждого цвета. Эти данные нанесены на рис. 1 и 2, где представлены диа-

Таблица 2  
UBV ДАННЫЕ ДЛЯ НОВЫХ H<sub>α</sub> ЗВЕЗД

№	V	B-V	U-B	n(V-B-U)	σ(V-B-U)
1	2	3	4	5	6
13	15.12	0.88	-0.43	4-5-5	+0.17-20-20
17	16.92	0.22	-0.37	4-5-6	31-13-19
22	16.38	1.22		4-5-0	05-09---
24	16.52	1.23		4-2-0	14-07---
25	15.57	1.08	-0.93	3-4-4	07-07-52
26	15.68	1.01	-0.13	4-6-5	12-38-48
30	16.57	1.21		4-2-0	09-03---
31	16.89			4-0-0	11-----
35	16.13	1.53		4-4-0	03-15---
37	17.26	0.32		2-3-0	08-11---
38	14.96	1.16	0.37	4-6-6	09-10-23
41	15.66	1.54		4-5-0	08-15---
42	16.10	1.78		4-2-0	12-17---
44	15.11	1.82		3-5-0	17-13---
47	15.19	1.67		4-6-0	13-20---
57	16.89			4-0-0	13-----
58	16.81	1.06		4-1-0	19-----
60	16.61	1.20		4-1-0	11-----
65	15.48	1.09	0.32	4-6-4	07-10-24
78	16.52			2-0-0	15-----
83	16.58			4-0-0	19-----
84	17.19	0.78		3-1-0	09-----
87	15.16	2.10		3-6-0	18-13---
89	16.12	1.49		4-3-0	07-08---
90	16.05	1.53		4-5-0	04-18---
96	17.12			2-0-0	08-----
99	16.39	1.16	-0.27	4-6-3	15-12-12
103	16.34	1.27		4-1-0	09-----
109	17.18	0.65		3-1-0	08-----
114	15.63	1.04	-0.81	4-5-5	14-14-17
117	15.67	1.57	0.61	4-6-1	07-15---
127	16.64	1.01		4-1-0	12-----
163	15.86	1.53		4-4-0	22-19---
165	16.51			4-0-0	04-----
169	16.91			4-0-0	22-----

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
174	16.64			4-0-0	+0.10----
185	16.10	1.29	-0.04	4-6-1	16-24---
191	15.35	1.71		3-6-0	12-07---
192	15.85	1.67		4-3-0	15-12---
193	16.66			4-0-0	05-----
203	15.99			4-0-0	07-----
216	16.39	1.42		4-3-0	20-17---
223	16.25	1.18		4-4-0	14-07---
253	16.99	0.70		4-1-0	31-----
264	16.62			4-0-0	08-----
270	16.54			4-0-0	47-----
282	16.80	0.88		4-1-0	25-----
285	15.91	1.62		4-3-0	13-07---
296	15.96	1.59		4-5-0	15-14---
304	16.52			4-0-0	16-----
308	16.38	1.20		4-3-0	05-07---
319	17.23			4-0-0	13-----
343	17.33			3-0-0	03-----
347	14.01	1.44	0.91	3-6-5	16-09-24
350	16.72			4-0-0	21-----
353	15.44	1.51		4-6-0	06-14---
357	15.91	1.37	0.44	4-4-1	05-33---
358	16.43	1.11		4-4-0	14-05---
365	15.46	1.15		4-5-0	15-27---
366	14.21	1.63	0.69	3-6-6	17-20-22
374	16.45	1.01		4-6-0	15-11---
377	16.43	1.24		3-4-0	11-18---
385	15.72	1.78		4-5-0	25-24---
398	17.35			2-0-0	00-----
402	14.12	2.21	0.80	4-6-3	15-18-13
404	15.42	1.79		4-6-0	09-11---
406	15.10	1.41	0.50	4-6-5	04-14-13
411	17.33	0.67		4-1-0	11-----
414	16.07	1.49		4-4-0	12-06---
417	16.40	1.07		4-4-0	13-15---
418	16.18	1.25		4-6-0	09-11---
422	16.38			4-0-0	16-----

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6
424	16.75	1.02		4-2-0	$\pm 0.15-18---$
430	16.22	1.38		3-5-0	17-23---
433	14.85	1.50	0.18	4-6-6	12-09-25
437	16.74	1.11		3-1-0	13-----
438	16.01			3-0-0	10-----
440	16.97	0.86		4-1-0	07-----
446	16.79	0.63		4-2-0	12-34---
447	16.07	1.39	-0.76	4-3-1	20-10---
450	16.39	1.41		3-1-0	19-----
452	16.00	1.80		3-2-0	06-03---
457	17.48			2-0-0	03-----
458	17.03			2-0-0	20-----
464	15.65	1.61	0.59	4-6-1	16-12---
474	15.02	1.84	0.64	4-6-1	09-08---
478	16.52	1.29		4-2-0	11-00---
499	16.88	0.67	-0.56	4-4-3	22-18-04
503	14.36	0.76	-0.06	4-6-6	12-15-10
504	15.49	0.80	0.01	4-6-6	21-25-48
506	14.86	1.42	0.47	4-6-6	07-09-41
507	16.38	1.19		4-5-0	11-05---

грамма Герцшпрунга—Рессела и двухцветная ( $U-B$ ,  $B-V$ ) диаграмма. На этих же рисунках точками отмечены данные, относящиеся к звездам списка Аро, полученные автором [5] ранее. На рис. 1 пунктирной линией показана главная последовательность, взятая из [3], а на рис. 2 — главная последовательность, проведенная по [7].

4. *Обсуждение результатов.* Колориметрическое исследование звезд—членов агрегата Орион проводилось неоднократно, но для членов ассоциации Орион OB1d и, в частности, для звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией в спектре оно носило эпизодичный характер или ограничивалось изучением лишь ярких членов этих группировок звезд. Поэтому, в сущности, массовое  $UBV$ -измерение известных тогда  $H_{\alpha}$ -звезд в ассоциации Орион OB1d началось в семидесятые годы работами Эндрюса [3], автора [4, 5].

В числе других членов ассоциации Орион OB1d, в работе Эндрюса [3] представлены  $UBVR$  данные для 103 звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией. В работах [4, 5] приведены значения  $UBV$  для 188  $H_{\alpha}$ -звезд из известных тогда 255. Благодаря этим работам выяснилось, что на диаграмме Герцшпрунга—Рессела яркие представители звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией (до  $V = 15^m$ ) распола-

гаются выше главной последовательности, а слабые звезды, начиная с  $V=15^m$ , встречаются и ниже главной последовательности (рис. 1). Следует отметить, что местоположение звезд, находящихся ниже главной последовательности, невозможно объяснить погрешностью измерения, заведомо превышающей ошибки измерений. Их удаленность от главной последовательности вправо и влево почти одинакова, хотя количество звезд, находящихся выше главной последовательности, больше, чем количество звезд, встречающихся ниже главной последовательности.

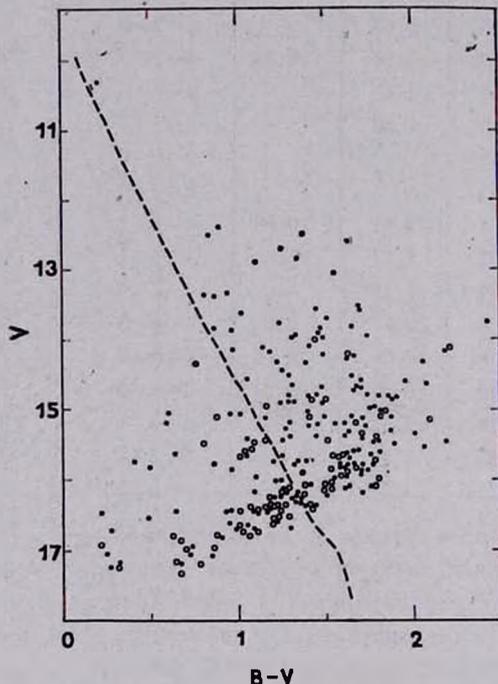


Рис. 1. Диаграмма Герцшпрунга—Рессела для  $H_{\alpha}$ -звезд ассоциации Орион OB1d. Пунктирная линия — главная последовательность из [3], ● —  $H_{\alpha}$  звезды из списка Аро [1] по измерениям [5], ○ —  $H_{\alpha}$  звезды из каталога Парсамян и Чавира [2].

На двухцветной диаграмме  $U-B \sim B-V$  (рис. 2) все эти звезды, за редким исключением, находятся выше главной последовательности, порой удаляясь от нее до  $\sim 2^m$ .

Как видно из рис. 1 и 2, расположение исследуемых здесь звезд, обнаруженных Парсамян и Чавира [2] и обозначенных кружками, качественно не отличается от расположения звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией, обнаруженных Аро [1] и обозначенных точками. На рис. 1 из 71  $H_{\alpha}$ -звезды Парсамян и Чавира, нанесенной на диаграмму  $V \sim B-V$ , около половины находятся ниже главной последовательности, а на двухцветной диаграмме

(рис. 2) все эти звезды расположены выше главной последовательности. Отметим, что их средняя удаленность от главной последовательности по вертикали  $d(U-B)$  составляет  $\sim 0.78$  — чуть меньше, чем для  $H_{\alpha}$  звезд из списка Аро [1].

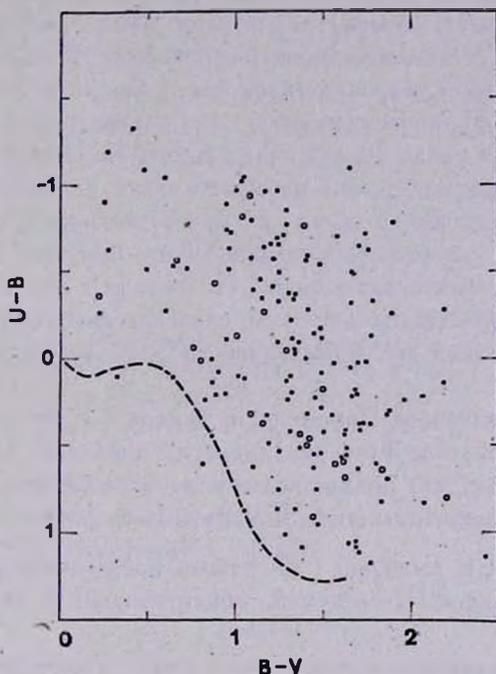


Рис. 2. Диаграмма зависимости  $U-B \sim B-V$  для  $H_{\alpha}$  звезд ассоциации Орион OB1d. Пунктирная линия — главная последовательность из [7]. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Но это можно легко объяснить влиянием селекции, заключающемся в том, что новые  $H_{\alpha}$ -звезды по сравнению с ранее обнаруженными имеют в среднем меньшую  $H_{\alpha}$ -активность.

Это хорошо видно при оценке относительного количества звезд с сильной и слабой  $H_{\alpha}$ -интенсивностью в общем числе  $H_{\alpha}$ -звезд. Разделение  $H_{\alpha}$ -звезд на звезды с сильной и слабой  $H_{\alpha}$ -интенсивностью проводилось согласно критериям Аро [1]. Он глазомерно оценил интенсивность  $H_{\alpha}$ -эмиссии в 5 балльной системе, присвоив оценку «5» звездам с очень сильной  $H_{\alpha}$ -эмиссией, а «0» — звездам, у которых она отсутствовала. Каждая звезда характеризовалась двумя цифрами: первая указывала максимальную интенсивность  $H_{\alpha}$ -эмиссии в течение всего наблюдательного периода, а вторая — минимальную интенсивность  $H_{\alpha}$ -эмиссии в течение того же периода. В группу звезд с сильной  $H_{\alpha}$ -эмиссией мы включили звезды

с оценками 5—5, 5—4, 5—3, 4—4, 4—3; к группе со слабой  $H_{\alpha}$ -интенсивностью мы отнесли звезды с оценками 3—0, 2—2, 2—1, 1—1 Аро. Это разделение весьма условно и на конечный результат сильно не влияет.

Оказывается, что среди звезд, обнаруженных Аро [1], доля звезд с сильной и слабой  $H_{\alpha}$ -интенсивностью почти одинакова — около 20%. Среди новых  $H_{\alpha}$ -звезд, обнаруженных после 1953 г. (из списка [2]), количество звезд с сильной  $H_{\alpha}$ -интенсивностью уменьшилось в 2 раза ( $\sim 10\%$ ), а со слабой возросло более чем в два раза (55%).

Связь между  $H_{\alpha}$ -интенсивностью и ультрафиолетовым избытком звезды, выявленная около 30 лет назад Аро и Хербигом [8], показывает, что сильный ультрафиолетовый избыток связан одновременно с сильной  $H_{\alpha}$ -эмиссией. Между тем, у звезд с незначительной  $H_{\alpha}$ -интенсивностью почти отсутствует ультрафиолетовый избыток. Поэтому естественно ожидать, что звезды с менее интенсивной  $H_{\alpha}$ -эмиссией обладают в среднем меньшим ультрафиолетовым избытком, следовательно, они в среднем меньше удалены от главной последовательности, чем звезды с более интенсивной  $H_{\alpha}$ -эмиссией.

Среди звезд каталога Парсамян и Чавира [2] около 16% показали вспышечную активность. Этот результат не противоречит выводу В. А. Амбарцумяна о том, что полное количество вспыхивающих звезд составляет около 25% переменных типа RW Возничего [9].

5. *Результаты и выводы.* 1. В работе представлены  $UBV$  — данные для 92 новых звезд с  $H_{\alpha}$ -эмиссией, обнаруженных в ассоциации Орион OB1d.

2. Дано расположение этих звезд на диаграммах  $V \sim B - V$  и  $U - V \sim B - V$ .

3. Около 16%  $H_{\alpha}$ -звезд являются одновременно и вспыхивающими звездами.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность профессору Л. В. Мирзояну за ценные обсуждения, О. С. Чавушяну за помощь при получении наблюдательного материала и Э. С. Парсамян за предоставление списка и карт отождествления новых  $H_{\alpha}$ -звезд до их опубликования.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

UBV-PHOTOMETRY OF NEW H<sub>2</sub> STARS IN ASSOCIATION  
ORION OB1d

K. G. GASPARIAN

The results of *UBV* photometry of new H<sub>2</sub> stars in Orion OB1d association are presented. The photometric *UBV* data for 92 emission stars are obtained. Limiting *U*-magnitude of the observed stars is 17<sup>m</sup>7. The observed stars are located above the main sequence on the *U-B*, *B-V* diagram. This indicates the existence of ultraviolet excess in their spectra.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Haro, Ap. J., 117, 73, 1953.
2. E. S. Parsamian, E. Chavira, Bol. Inst. Tonantzintla, 3, 69, 1982.
3. A. D. Andrews, Bol. Obs. Tonantzintla, 6, 161, 1972.
4. К. Г. Гаспарян, Астрон. цирку., № 867, 6, 1975.
5. К. Г. Гаспарян, Сообщ. Бюраканской обс., 49, 23, 1976.
6. A. D. Andrews, Bol. Obs. Tonantzintla, 5, 195, 1976.
7. К. У. А. Лен, Астрофизические величины, Мир, М., 1977, стр. 291.
8. G. Haro, G. H. Herbig, Bol. Obs. Tonantzintla, No. 12, 33, 1955.
9. В. А. Амбарцумян, Астрофизика, 6, 31, 1970.

УДК: 524.31—655

## ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ЗВЕЗД ХОЛОДНЫХ СВЕРХГИГАНТОВ ОТ ЦВЕТА I-K

Р. А. ВАРДАНЯН

Поступила 22 октября 1984

Принята к печати 3 декабря 1984

В работе приводится зависимость степени поляризации ( $p_V$ ) света звезд холодных сверхгигантов от цвета I—K. Для ряда звезд оценены средние значения степени межзвездной поляризации.

Как известно, корреляция между степенью поляризации света звезд ( $p$ ) поздних типов и их цветом I—K выражается формулой [1]:  $\lg p = a(I-K) - b$ , где величины  $a$  и  $b$  положительные и, по-видимому, принимают различные значения в зависимости от спектральной области, в которой определена степень поляризации [2], а также от спектрального состава звезд.

В настоящей работе мы рассмотрим эту корреляцию лишь для звезд холодных сверхгигантов, спектральных типов M0—M5.

С этой целью из работы [3] мы выписали только те холодные сверхгиганты, обладающие собственной поляризацией, у которых среднее значение степени наблюдаемой поляризации в визуальной области спектра  $\geq 1.0\%$ . Эти звезды были разбиты на две группы:

1. Звезды, у которых среднеквадратичное отклонение позиционных углов меньше  $20^\circ$  ( $S_0 < 20^\circ$ ).

2. Звезды, у которых это отклонение больше  $20^\circ$  ( $S_0 > 20^\circ$ ).

Эти две группы звезд представлены в табл. 1, где приводятся порядковый номер (в порядке уменьшения цвета I—K) и наименование звезды, цвет I—K и величина K, взятые из каталога [4]; среднее значение степени поляризации в визуальной области спектра и среднеквадратичное отклонение позиционных углов поляризации —  $S_0$  по [3].

В последнем столбце табл. 1 приводится величина  $p_V(\varphi)$ , полученная из величины  $p_V$  после применения цифровой фильтрации по медиане [5]. Это значение  $p_V(\varphi)$  для первого и последнего членов групп I и II

получено с усреднением значения  $p_V$  первых двух и последних двух членов ряда, в отдельных группах соответственно.

Таблица 1

ХОЛОДНЫЕ СВЕРХГИГАНТЫ, ОБЛАДАЮЩИЕ СОБСТВЕННОЙ  
ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ И ЦВЕТАМИ I-K  
I ГРУППА

№	Звезда	I-K	K	$\bar{p}_V$ %	$S_0$	$(p_V) ?$
1	KY Cyg	5.72	0.28	5.5	11	6.7
2	IO Per	5.16	1.43	7.9	11	5.5
3	BC Cyg	4.98	0.17	5.3	6	5.3
4	BI Cyg*	4.83	0.62	3.2	14	4.8
5	S Per	4.39	1.31	4.8	8	4.8
6	GP Cas	4.25	1.97	6.4	10	4.8
7	RS Per	4.18	1.72	3.6	3	3.6
8	PZ Cas	4.18	0.91	3.1	8	3.6
9	W Per	4.17	2.13	4.3	7	3.7
10	TZ Cas	4.10	0.06	3.7	6	3.7
11	U Lac	3.97	1.68	2.7	9	3.5
12	AZ Cyg	3.92	1.17	3.5	5	3.5
13	HS Cas	3.78	2.47	4.8	10	3.5
14	ST Cep*	3.61	1.80	2.5	13	3.7
15	AD Per	3.51	2.15	3.7	2	2.8
16	SU Per	3.44	1.50	2.8	2	2.9
17	XX Per	3.36	1.81	2.9	8	2.9
18	YZ Per	3.35	2.13	2.9	6	2.9
19	AZ Cep	3.24	2.10	4.3	6	2.9
20	TV Gem	3.18	0.99	2.8	2	2.8
21	BU Gem	3.10	0.97	2.2	6	2.2
22	VV Cep	2.93	-0.20	1.6	4	2.2
23	RW Cep	2.82	1.92	3.2	5	2.4

II ГРУППА

1	RW Cyg	4.31	0.55	1.7	43	1.7
2	V 358 Cas	4.12	2.10	1.7	26	1.7
3	SW Cep	3.90	1.73	1.6	23	1.6
4	$\mu$ Cep	—	—	1.3	41	1.4

Из данных табл. 1 видно, что при почти одинаковом цвете  $I-K$  слабые в  $K$ -полосе звезды, в основном, обладают большей степенью поляризации  $p_V$  относительно более ярких звезд.

Расчеты показывают, что среднему значению величины  $\Delta K = 1^m 1$  (полученной между слабыми и наиболее яркими соседними звездами из табл. 1) соответствует среднее значение разности степени поляризации  $\Delta p = 1.0\%$ .

Этот результат подтверждает ранее полученные нами выводы о том, что в случае холодных сверхгигантов с одинаковым цветом  $B-V$ , слабые звезды обладают большей степенью поляризации по сравнению с яркими звездами.

Из табл. 1 следует также, что независимо от этого с уменьшением цвета  $I-K$  степень поляризации  $p_V$  уменьшается (см. I группу). Корреляция  $\lg(p_V)\varphi$  от  $I-K$  выражается формулой  $\lg(p_V)\varphi = 0.18(I-K) - 0.16 \pm 0.04$ , полученной способом наименьших квадратов.

В этой зависимости как коэффициент при  $I-K$ , так и свободный член систематически меньше по сравнению с ранее полученными значениями для более поздних спектральных классов звезд (до M8) [1, 2].

Вместе с тем, из табл. 1 следует, что величина  $(p_V)\varphi$  в первой группе, уменьшаясь с уменьшением цвета  $I-K$ , остается систематически больше относительно  $(p_V)\varphi$  для звезд группы II.

Основная причина этого, нам кажется, заключается в том, что у звезд группы II позиционные углы собственной поляризации сильно отклонены ( $> 60^\circ$ ) от углов межзвездной поляризации, вследствие чего и наблюдаются большие изменения ( $S_\theta > 23^\circ$ ) позиционных углов поляризации. А в первой группе позиционные углы собственной поляризации мало отклонены от углов межзвездной поляризации, вследствие чего и изменение позиционных углов ( $S_\theta$ ) в основном небольшое,  $\leq 11^\circ$ .

В I группе есть две звезды (в табл. 1 обозначенные звездочками), у которых  $S_\theta$  принимает значения  $13^\circ$  и  $14^\circ$ . У этих звезд (как ожидалось) степень поляризации  $(p_V)$  меньше по сравнению со степенью поляризации соседних звезд, несмотря на почти одинаковые цвета  $I-K$ .

После применения цифровой фильтрации на  $p_V$  по медиане, то есть исключая подобные звезды из расчетов, для звезд группы I будем иметь дело с суммарным эффектом собственной ( $p_*$ ) и межзвездной ( $p_m$ ) поляризации света звезд ( $p_* + p_m$ ), а для звезд группы II — с разностью собственной и межзвездной поляризаций ( $p_* - p_m$ ).

Если считать, что при одинаковом цвете  $I-K$  звезды имеют почти одинаковую степень межзвездной поляризации, то из  $p_V(\varphi)$  для звезд I

и II групп соответственно можно оценить среднее значение межзвездной и собственной поляризации.

Действительно, из I группы звезд выберем те, у которых цвета  $I-K$  близки к величинам  $I-K$  звезд II группы ( $I-K = 4.1 \pm 0.2$ ), а  $S_0 < 10^\circ$ . Таких звезд в I группе оказалось 6 (№ 7, 8, ..., 12). Для этих шести звезд среднее значение  $p_V(\varphi) = 3.6\%$ , и согласно нашему предположению  $p_* + p_m = 3.6\%$ . С другой стороны, у звезд II группы ( $S_0 > 23^\circ$ ),  $\bar{p}_V(\varphi) = 1.6\%$ , следовательно  $p_* - p_m = 1.6\%$ . Из этих двух равенств получаем:  $\bar{p}_* = 2.6\%$ , а  $\bar{p}_m = 1.0\%$ . Это означает что, даже при самой грубой оценке, степень собственной поляризации света звезд холодных сверхгигантов в среднем оказывается больше степени межзвездной поляризации при цвете  $I-K \simeq 4^m 0$ .

При справедливости этого заключения у холодных сверхгигантов должно наблюдаться избыточное поглощение по сравнению с другими звездами низкой светимости (например, по сравнению со звездами класса светимости V).

К этому вопросу мы вернемся в дальнейшем.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## THE DEPENDENCE OF THE POLARIZATION DEGREE OF THE LIGHT OF COOL SUPERGIANTS ON THEIR $I-K$ COLOUR

R. A. VARDANIAN

The dependence of the polarization degree ( $p_V$ ) of the light of cool supergiants on their  $I-K$  colours is given. For some of these stars the mean value of the degree of interstellar polarization is estimated.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. А. Варданын, Л. Сабадош, *Астрофизика*, 9, 454, 1973.
2. Г. В. Хозов, Т. Н. Худякова, В. М. Ларионов, Л. В. Ларионова, *Труды АО ЛГУ*, 34, 68, 1978.
3. Г. В. Абрамян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 52, 24, 1980.
4. G. Neugebauer, R. V. Leighton, *IRC Catalogue, Pasadena*, 1969, p. 305.
5. Р. А. Варданын, М. О. Закарян, М. С. Мирзоян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 52, 127, 1980.

УДК: 524.31.01—473

ЭФФЕКТЫ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ЛТР В АТМОСФЕРАХ  
F-СВЕРХГИГАНТОВ. I. ПОВЫШЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ  
АТОМОВ Fe I

А. А. БОЯРЧУК, Л. С. ЛЮБИМКОВ, Н. А. САХИБУЛЛИН

Поступила 15 сентября 1984

Для ряда сверхгигантов и карликов класса F выполнены расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II при отказе от условия ЛТР. Показано, что отклонения от ЛТР приводят к сильному повышению степени ионизации атомов Fe I в верхних слоях атмосферы. Тем самым подтвержден вывод, полученный в [5] на основе исследования микротурбулентности у F-сверхгигантов. Причиной такой сверхионизации (относительно ЛТР) является несовпадение температур рекомбинации и фотоионизации: процессам рекомбинации соответствует локальная температура  $T(-)$ , в то время как фотоионизация происходит под действием ультрафиолетового излучения, приходящего из более глубоких и более горячих слоев атмосферы. Вычислены эквивалентные ширины некоторых линий Fe I. Показано, что пренебрежение эффектом сверхионизации при анализе достаточно сильных линий может привести к занижению определяемого содержания железа на порядок величины.

1. *Введение.* Первые попытки отказаться от предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР) при рассмотрении атомов Fe I были сделаны в работах Атея и Лайтса [1] и Лайтса [2] применительно к атмосфере Солнца. Затем Лайтс и Каули [3] провели не-ЛТР расчеты линий Fe I для карликов и гигантов классов G и K. Результаты [1—3] показали, что отклонения от ЛТР в ионизационном балансе Fe I—Fe II могут привести к заметному повышению ионизации атомов Fe I (будем называть этот эффект сверхионизацией). Позже Ниссен и Густафссон [4] установили, что сверхионизация усиливается при переходе от Солнца к более горячим карликам класса F.

Относительно F-сверхгигантов идея сверхионизации была предложена в [5] в связи с анализом микротурбулентности: обнаружилось, что по линиям Fe I скорость микротурбулентности для этих звезд получается ниже, чем по линиям ионов Fe II и Ti II. В [5] было показано, что такое расхождение объясняется, по-видимому, занижением степени ионизации  $N(\text{Fe II})/N(\text{Fe I})$  в ЛТР-расчетах. Если учесть уменьшение концентрации нейтральных атомов железа  $N(\text{Fe I})$ , обусловленное отклонениями от

ЛТР, тогда удастся устранить найденное несоответствие. В [5] было отмечено, что для подтверждения этого результата следует и в случае F-сверхгигантов выполнить прямые не-ЛТР расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II, как это было сделано в [1—4] для звезд других типов. Ниже обсуждаются методика и результаты таких расчетов.

2. *Модель атома.* Как известно, решение не-ЛТР задачи сводится к определению населенностей  $N_i$  атомных уровней из уравнения статистического равновесия

$$N_i \sum_{j=1} (R_{ij} + C_{ij}) - \sum_{j=1} N_j (R_{ji} + C_{ji}) = 0.$$

Здесь  $R_{ij}$  и  $R_{ji}$  — радиативные скорости опустошения и заселения уровня  $i$ , которые выражаются через среднюю интенсивность  $J_\nu$  и сечения  $\sigma_\nu$  в соответствующих частотах  $\nu$ . Ударные скорости  $C_{ij}$  и  $C_{ji}$  зависят от электронной концентрации и температуры, а также от сечений  $Q$ , усредненных по максвелловскому распределению скоростей. Так как в уравнение статистического равновесия входят радиативные члены, его необходимо решать совместно с уравнением переноса.

Атомы Fe I являются весьма неблагоприятными для детальных исследований при отказе от ЛТР. Прежде всего это связано с очень сложной структурой атомных уровней. Действительно, у Fe I известно более 100 уровней с потенциалами возбуждения  $\chi < 5$  эВ. Это дает около 2500 ударных и разрешенных радиативных переходов. Чтобы не выходить за пределы возможностей современных ЭВМ (имеются в виду объем памяти и быстродействие), необходимо отобрать среди множества указанных уровней лишь наиболее важные для рассмотрения ионизационного баланса. Подробное изучение этого вопроса было проведено в [1—2]. Следуя [1—4], мы приняли модель, включающую 12 уровней атома Fe I и основное состояние Fe II. Учет других многочисленных уровней с  $\chi < 5$  эВ, как показали наши пробные расчеты, не отражается существенным образом на степени ионизации Fe, поэтому они были включены лишь в уравнение сохранения числа частиц.

Диаграмма энергетических уровней (диаграмма Гроттриана) для принятой модели атома Fe I представлена в [3], а атомные параметры модели мы привели в табл. 1. Указанные здесь сечения фотоионизации взяты из [2]. К сожалению, эти данные относятся только к пороговому сечению  $\sigma_0$  в частоте предела ионизации  $\nu_0$ . Поэтому при вычислении скоростей радиативных переходов мы приняли водородоподобное приближение  $\sigma' = \sigma_0 \cdot (\nu_0/\nu)^3$ . Расчеты показали, что это предположение не вносит существенных ошибок при определении  $N(\text{Fe II})/N(\text{Fe I})$ . Что касается сечений ударной ионизации  $Q$ , то для них полностью отсутствуют экспери-

Таблица 1

## ПРИНЯТАЯ МОДЕЛЬ АТОМА

Номер уровня	Уровень	Статистический вес	Частота ионизации, $10^{15} \text{ с}^{-1}$	Сечение фотоионизации, $10^{-18} \text{ см}^2$
1	$a^3D$	9	1.9029	3.90
2	$a^3F$	11	1.7018	2.40
3	$a^3F$	9	1.5505	3.02
4	$a^3P$	5	1.3586	0.44
5	$z^7D^0$	9	1.3231	1.70
6	$a^3H$	13	1.3175	1.61
7	$b^3F$	9	1.2908	1.02
8	$b^3G$	11	1.1965	1.31
9	$z^3F_0$	11	1.1039	3.67
10	$z^3G^0$	11	0.8668	8.72
11	$e^7D$	11	0.8260	1.97
12	$l^3D$	9	0.5702	2.60
13	Fe II	30	3.9129	—

ментальные и теоретические данные, поэтому мы полагали их равными единице. Такое допущение, как выяснилось в процессе вычислений, не имеет большого значения, так как радиативная ионизация оказалась на несколько порядков эффективней ударной ионизации.

Принятая модель атома Fe I дает 5 разрешенных переходов (см. [3]). Их основные характеристики — длина волны  $\lambda$ , сила осциллятора  $f$  и сечение столкновений  $Q$  представлены в табл. 2. Значения  $\lg gf$  взяты из работы [6], а значения  $Q$  — из [3]. Следует отметить, что для большинства связанно-связанных переходов сечения  $Q$  неизвестны. В [3] для определения  $Q$  использовался эмпирический подход: подбирались такие сечения, чтобы получить наилучшее согласие между теоретическими и наблюдаемыми центральными глубинами линий. Именно так найдены значения  $Q$  для разрешенных переходов, приведенные в табл. 2. Для остальных 61 перехода, которые все являются запрещенными, из-за полного отсутствия данных мы приняли  $Q = 1.0$ . Это предположение не имеет существенного значения, так как запрещенные переходы, обладая малой вероятностью, не играют заметной роли в наших вычислениях.

3. *Не-ЛТР расчеты с использованием теоретического поля излучения.* Для вычисления населенностей уровней при отказе от ЛТР был использован метод полной линеаризации. Его описание можно найти в книге Михаласа [7], некоторые детали приведены в работе [8]. Метод был реализован в программе NONLTE 3 [9], которая первоначально была ориентирована на исследование горячих звезд с применением не-ЛТР моделей

атмосфер Михаласа [10]. Для приложения этой программы к более холодным звездам класса F в нее были включены дополнительные источники непрозрачности. Кроме того, добавлена подпрограмма решения уравнения ионизации.

Таблица 2  
ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ УРОВНЯМИ

Переход	Длина волны, А	$\lg gf$	$Q^*$
1-5	5110.410	-3.76	0.1
1-9	3719.947	-0.43	2.18
3-10	4383.557	+0.20	78.42
5-11	4299.240	-0.47	5.18
9-12	5615.650	-0.24	26 0

\* В единицах  $\pi a_0^2$ , где  $a_0$  — радиус первой борвской орбиты.

Корректные расчеты моделей атмосфер F-звезд при отказе от ЛТР пока не выполнены, и поэтому наш анализ основывался на ЛТР-моделях Куруца [11]. На первом этапе наших вычислений поле излучения определялось непосредственно из этих моделей. В дальнейшем были применены наблюдательные данные об ультрафиолетовых потоках F-звезд (см. ниже).

Процессу линеаризации подвергались все 5 связанно-связанных переходов из табл. 2, а также наиболее важные из связанно-свободных переходов. Путем совместного решения уравнения переноса и уравнения статистического равновесия находились населенности всех 13 уровней из табл. 1. Затем определялось изменение степени ионизации при переходе от ЛТР к не-ЛТР, точнее величина

$$d_{Fe I/Fe II} = \frac{[N(Fe I)/N(Fe II)]_{не-ЛТР}}{[N(Fe I)/N(Fe II)]_{ЛТР}}. \quad (1)$$

Здесь  $N(Fe I)$  вычисляется как сумма населенностей всех уровней Fe I, а  $N(Fe II)$  — как населенность основного уровня Fe II (13-й уровень в табл. 1). Поскольку подавляющее большинство атомов железа в атмосферах F-звезд находится в ионизованном состоянии, то есть  $N(Fe II) \approx N(Fe)$ , постольку  $N(Fe II)_{не-ЛТР} \approx N(Fe II)_{ЛТР}$ . Отсюда

$$d_{Fe I/Fe II} \approx \frac{N(Fe I)_{не-ЛТР}}{N(Fe I)_{ЛТР}}. \quad (2)$$

Таким образом, в случае F-звезд величина  $d_{Fe I/Fe II}$  фактически задает

изменения в концентрации нейтральных атомов железа при переходе от ЛТР к не-ЛТР.

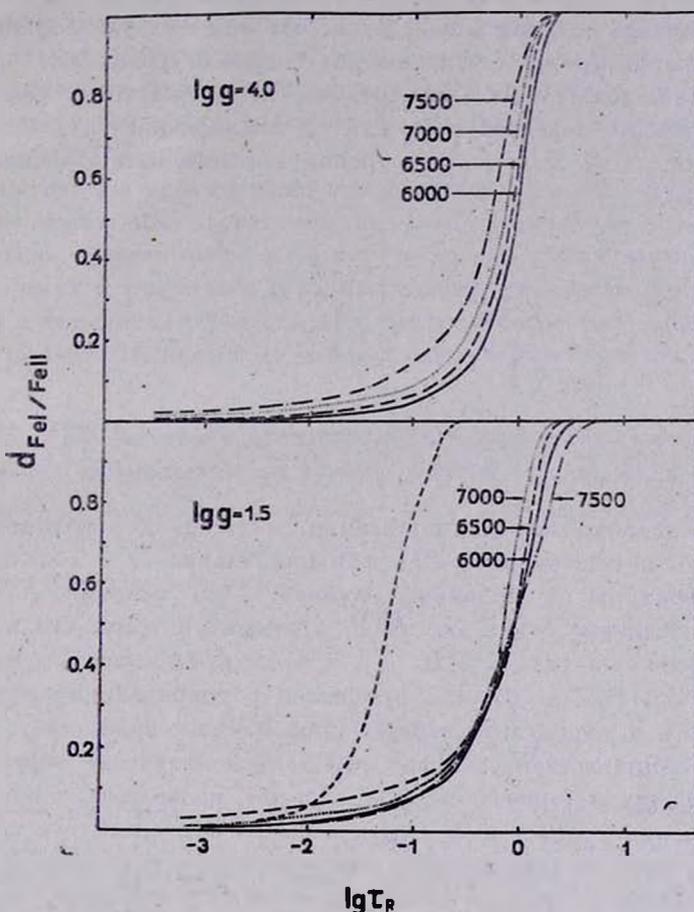


Рис. 1. Отклонения от ЛТР в степени ионизации Fe I для F-карликов (вверху) и F-сверхгигантов (внизу), рассчитанные на основе теоретического поля излучения. Указаны значения  $T_{\text{эфф}}$ . Штриховая кривая получена в [5] для сверхгигантов F0 эмпирическим путем.

На рис. 1 приведены значения  $d_{\text{Fe I}/\text{Fe II}}$  в зависимости от средней росселандовой оптической глубины  $\tau_R$ , вычисленные с использованием теоретического поля излучения. Применены модели атмосфер [11] с эффективными температурами  $T_{\text{эфф}} = 6000, 6500, 7000$  и  $7500$  К и с ускорениями силы тяжести  $g$ , соответствующими как сверхгигантам ( $\lg g = 1.5$ ), так и карликам ( $\lg g = 4.0$ ). Основной вывод, следующий из рис. 1: в атмосферах F-звезд существует сильная сверхионизация. Откло-

нения от ЛТР быстро нарастают с уменьшением  $\tau_R$  и уже на глубине  $\tau_R = 0.1$  они приводят к падению концентрации атомов Fe I в 10 раз и более.

Фотоионизация атомов железа происходит за счет ультрафиолетового излучения. Например, частоте ионизации с первого уровня в табл. 1 соответствует длина волны  $\lambda_1 = 1575 \text{ \AA}$ . В не-ЛТР расчетах, как уже отмечалось, приходится определять скорости фотоионизации  $R_{i,13}$  и скорости рекомбинации  $R_{13,i}$ . Для первого уровня эти величины записываются в следующем виде:

$$R_{i,13} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha_\nu J_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (3)$$

$$R_{13,i} = 4\pi \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{\alpha_\nu B_\nu(T)}{h\nu} d\nu, \quad (4)$$

где  $\nu_0$  — предельная частота ионизации,  $\alpha_\nu$  — сечение фотоионизации,  $J_\nu$  — средняя интенсивность,  $B_\nu$  — функция Планка,  $T$  — локальное значение температуры на заданной глубине. При условии ЛТР имеем  $R_{i,13} = R_{13,i}$ . Однако отказ от ЛТР приводит к тому, что в поверхностных слоях F-звезд  $J_\nu \gg B_\nu(T)$ , а отсюда согласно (3) и (4) следует, что  $R_{i,13} \gg R_{13,i}$ , то есть процессы фотоионизации существенно преобладают над процессами рекомбинации. Высокие значения  $J_\nu$  обусловлены тем обстоятельством, что ультрафиолетовое излучение, образующееся в более глубоких и горячих слоях атмосферы, проникает на поверхность из-за сравнительно небольшой непрозрачности в соответствующих частотах. И хотя энергия, излучаемая F-звездами в ультрафиолетовой области, мала по сравнению с видимой областью, ее оказывается достаточно, чтобы существенно повысить степень ионизации по сравнению со случаем ЛТР.

Итак, причиной сверхионизации является то, что процессы фотоионизации и рекомбинации в отличие от случая ЛТР соответствуют разным температурам: рекомбинация по-прежнему определяется локальной температурой  $T$  в данном месте атмосферы, в то время как фотоионизация происходит за счет УФ-излучения, соответствующего более высокой температуре нижележащих слоев.

На рис. 1 штриховой линией показана зависимость, найденная в [5] эмпирическим путем для трех сверхгигантов подкласса F0, перечисленных в табл. 3. Видим, что при  $\tau_R > 0.01$  она дает существенно более высокие значения  $d_{Fe I/Fe II}$ , то есть меньшую сверхионизацию, чем прямые расчеты на основе теоретического поля излучения. В связи с этим возникает во-

прос о точности таких расчетов. Здесь необходимо указать на три источника ошибок: 1) использованы ЛТР-модели атмосфер, однако учет отклонений от ЛТР может привести к понижению  $T(\tau)$  и, как следствие, к уменьшению потока УФ-излучения; 2) возможно, при расчете поля излучения в УФ-области приняты во внимание не все источники непрозрачности (например, не учтено блендирующее влияние многочисленных линий); 3) у сверхгигантов может существовать хромосфера, дающая дополнительный вклад в УФ-поток.

Известно, что наблюдаемое распределение энергии в УФ-части спектра часто лежит ниже теоретического. Таким образом, основываясь в вычислениях на теоретическом поле излучения, мы можем завысить уровень УФ-излучения и тем самым получить слишком высокую сверхионизацию. Поэтому в качестве следующего шага мы провели расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II, исходя из наблюдаемых УФ-поток для конкретных звезд.

4. *He-ЛТР расчеты с использованием наблюдаемых потоков.* Приводя поток  $F_\lambda$ , наблюдаемый на границе земной атмосферы, к поверхности звезды и аппроксимируя его потоком  $\pi B_\lambda(T_{\text{rad}})$  абсолютно черного тела с температурой излучения  $T_{\text{rad}}$ , получаем

$$\left(\frac{D}{R}\right)^2 \cdot F_\lambda = \pi B_\lambda(T_{\text{rad}}), \quad (5)$$

или

$$\left(\frac{412530}{\theta}\right)^2 \cdot F_\lambda = \pi B_\lambda(T_{\text{rad}}). \quad (6)$$

Здесь  $D$  — расстояние до звезды,  $R$  — ее радиус,  $\theta$  — угловой диаметр в секундах дуги. Следуя [1—4], мы вычисляли скорости фотоионизации  $K_{i,13}$ , заменяя среднюю интенсивность  $J_\lambda$  функцией Планка  $B_\lambda(T)$  с температурой

$$T = \begin{cases} T(\tau), & \text{если } T(\tau) > T_{\text{rad}}, \\ T_{\text{rad}}, & \text{если } T(\tau) \leq T_{\text{rad}}, \end{cases} \quad (7)$$

где  $T(\tau)$  — локальное значение температуры на оптической глубине  $\tau$ , задаваемое моделью атмосферы. Физический смысл формул (7) можно интерпретировать следующим образом. Как уже отмечалось, поверхностные слои атмосфер F-звезд достаточно прозрачны для идущего снизу УФ-излучения (хотя поглощение здесь несколько выше, чем в видимой области). Следовательно, наблюдаемый УФ-поток, входящий в соотношения (5) и (6), в первом приближении и есть тот поток, который ионизирует атомы Fe I. Ему соответствует температура  $T_{\text{rad}}$  и именно она кон-

тролирует фотоионизацию в тех слоях, где  $T_{\text{rad}} > T(\tau)$ . В более глубоких слоях, где  $T_{\text{rad}} < T(\tau)$ , для ионизирующего излучения принимается температура  $T(\tau)$ . Таким образом, при таком подходе мы снова получаем в достаточно высоких слоях атмосферы разную температуру для процессов фотоионизации и рекомбинации ( $T_{\text{rad}}$  и  $T(\tau)$  соответственно). Превышение  $T_{\text{rad}}$  над  $T(\tau)$  вновь должно привести к появлению сверхионизации.

Величина  $T_{\text{rad}}$  вычислялась для длин волн  $\lambda$ , соответствующих пределам ионизации первых 9 уровней из табл. 1 (более высокие уровни, пределы ионизации которых лежат уже в видимой области, вносят малый вклад в фотоионизацию атомов Fe I). Наблюдаемые УФ-потoki  $F_{\lambda}$  брались из каталога [12], составленного на основе данных спутника TD-1. Все значения  $F_{\lambda}$  были исправлены за межзвездное поглощение согласно закону, приведенному в [12].

Первоначально температуры  $T_{\text{rad}}$  были найдены для ряда карликов и сверхгигантов класса F непосредственно из формул (5) и (6). В процессе вычислений выяснилось, что значения  $d_{\text{Fe I/Fe II}}$  чрезвычайно чувствительны к ошибкам в  $T_{\text{rad}}$ , точнее к разности  $T_{\text{rad}}(\lambda_1) - T(\tau)$ , где  $\lambda_1 = 1575 \text{ \AA}$  — длина волны, соответствующая ионизации с первого (основного) уровня Fe I. Это видно на примере даже такой хорошо изученной звезды как Солнце. На рис. 2 мы привели зависимости  $d_{\text{Fe I/Fe II}}$  от оптической глубины  $\tau_R$ , полученные нами для разных определений  $T_{\text{rad}}$  и разных моделей солнечной атмосферы. Мы видим, что в верхних слоях наблюдаются различия в значениях  $d_{\text{Fe I/Fe II}}$  в 2 раза.

Угловые диаметры  $\theta$  в формуле (6) измерены лишь для ближайших звезд, поэтому в большинстве случаев приходится пользоваться соотношением (5). Однако расстояние  $D$ , входящее в это соотношение, в случае сверхгигантов известно весьма неуверенно. Это может приводить к большим ошибкам в  $T_{\text{rad}}$  и, следовательно, к большим ошибкам в  $d_{\text{Fe I/Fe II}}$ . Дополнительную погрешность вносит неуверенность в определении радиуса  $R$ . Поэтому мы исключим отношение  $D/R$  из уравнения, задающего  $T_{\text{rad}}$ . Для этого вместо абсолютных значений УФ-потокoв  $F_{\lambda}$  будем использовать отношение потокoв в УФ и видимой областях.

Обозначим

$$A = \left(\frac{D}{R}\right)^2 = \left(\frac{412530}{\theta}\right)^2 \quad (8)$$

и запишем соотношение (5) или (6) дважды — для длины волны  $5500 \text{ \AA}$  и для рассматриваемого значения  $\lambda$ :

$$A \cdot F_{5500} = \pi B_{5500} (T_{\text{эфф}}), \quad (9)$$

$$A \cdot F_{\lambda} = \pi B_{\lambda} (T_{\text{рад}}). \quad (10)$$

По поводу (9) необходимо сделать два пояснения. Во-первых, максимум излучения в спектрах F-звезд приходится на видимую область, поэтому соответствующая ему температура излучения близка к эффективной температуре  $T_{\text{эфф}}$ . Во-вторых, поток  $F_{\lambda}$  в видимой области у таких звезд меняется слабо, поэтому в качестве характерной  $\lambda$  можно принять длину волны 5500 Å, совпадающую с центром полосы V. Ниже покажем, что мы не допускаем большой ошибки, приписывая длине волны  $\lambda = 5500 \text{ Å}$  температуру излучения  $T_{\text{рад}} = T_{\text{эфф}}$ .

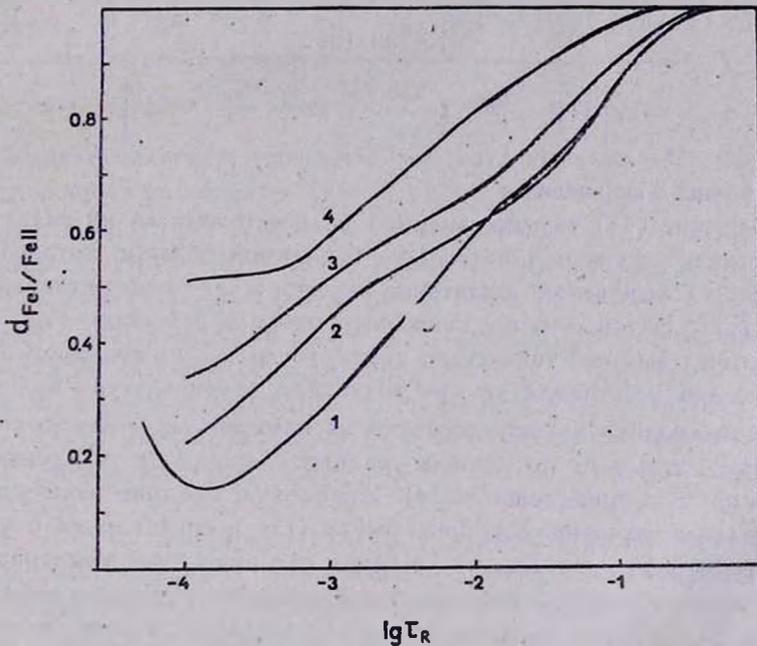


Рис. 2. Зависимость  $d_{\text{FeI/FeII}}$  от росселяндовой оптической глубины  $\tau_R$ , вычисленная в случае Солнца для четырех разных комбинаций  $T(\tau)$  и  $T_{\text{рад}}$ : 1) модель HSRA [13],  $T_{\text{рад}}$  — из [14]; 2) модель Куруда [11],  $T_{\text{рад}}$  — из [14]; 3) модель атмосферы и  $T_{\text{рад}}$  — из [2]; 4) взято из [4].

Поделив (9) на (10), получаем

$$\frac{F_{5500}}{F_{\lambda}} = \frac{B_{5500} (T_{\text{эфф}})}{B_{\lambda} (T_{\text{рад}})}$$

Если поток рассчитан на единицу длины волны, тогда

$$\pi B_{\lambda}(T) = \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)},$$

где постоянные  $c_1$  и  $c_2$  можно найти, например, в [15]. Отсюда

$$\frac{F_{5500}}{F_{\lambda}} = \left(\frac{\lambda}{5500}\right)^5 \cdot \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T_{\text{рад}}}} - 1}{e^{\frac{c_2}{5500 \cdot T_{\text{эфф}}}} - 1}.$$

Преобразуя относительно неизвестной  $T_{\text{рад}}$ , окончательно получаем

$$T_{\text{рад}} = \frac{1.4388 \cdot 10^8}{\ln \left[ 1 + \frac{F_{5500}}{F_{\lambda}} \cdot \left(\frac{5500}{\lambda}\right)^5 \cdot (e^{\frac{1.4388 \cdot 10^8}{5500 \cdot T_{\text{эфф}}}} - 1) \right]} \cdot \frac{1}{\lambda}, \quad (11)$$

где длина волны  $\lambda$  выражена в А.

Соотношение (11) уже не содержит ни расстояния  $D$ , ни радиуса  $R$ . Вместо этого в него вошли поток  $F_{5500}$  в видимой области, который для исследуемых звезд известен достаточно хорошо, а также эффективная температура  $T_{\text{эфф}}$ . В том, что предложенный метод определения  $T_{\text{рад}}$  обладает достаточно высокой точностью, можно убедиться на примере Солнца. Здесь проблема расстояния уже не возникает, и температуру излучения  $T_{\text{рад}}$  можно находить непосредственно из измеренных УФ-потоков  $F_{\lambda}$ . Абсолютные потоки  $F_{\lambda}$  по данным разных авторов и найденные из них значения  $T_{\text{рад}}$  приведены в [14]. Используя средние величины  $F_{\lambda}$ , мы определили значения  $T_{\text{рад}}$  по формуле (11) и сравнили их с усредненными температурами  $T_{\text{рад}}$  из [14] (там это яркостная температура). Согласно оказалось очень хорошим: максимальное различие составляет всего лишь 20 К. Таким образом, соотношение (11) позволяет достаточно уверенно оценивать  $T_{\text{рад}}$ .

Список рассмотренных звезд приведен в табл. 3. В него включены пять F-сверхгигантов, исследованных нами ранее [16—18], а также три карлика —  $\delta$  Aql,  $\alpha$  CMi и Солнце. Для каждой звезды указаны спектральный тип, класс светимости, эффективная температура  $T_{\text{эфф}}$ , ускорение силы тяжести  $g$  и источник, откуда взяты эти данные. Кроме того, представлены значения потока  $F_{5500}$  в эрг/см<sup>2</sup>с А, взятые из [21] и [22] для северных и южных звезд соответственно и исправленные за межзвездное поглощение. Для сверхгиганта  $\iota$  Cas из-за отсутствия измерений в видимой области поток  $F_{5500}$  определен из значения  $V = 2.25$  по формуле

$\lg F_{5500} = -0.4 V - 8.43$  (см., например, [23]). Для Солнца использованы данные [14].

Таблица 3

## СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Параметр	Ранние F-сверхгиганты			Поздние F-сверхгиганты		Карлики		
	$\alpha$ Car	$\alpha$ Lep	$\iota$ Car	$\alpha$ U Mi	$\gamma$ Cyg	$\delta$ Aql	$\alpha$ CMi	Солнце
Sp	F0 Ib—II	F0 Ib	F0 Iab	F8 Ib—II	F8 Ib	F0 IV	F5 IV—V	G2V
$T_{\text{эфф}}$	7400	7300	7300	6050	6050	7400	6650	5770
$\lg g$	1.9	1.75	1.4	1.95	1.2	4.0	4.0	4.44
источник	[16]	[17]	[17]	[18]	[18, 16]	[19]	[20]	[15]
$F_{5500} \cdot 10^{10}$	71.8	3.48	4.70*	6.83	5.77	1.65	26.8	$1.83 \cdot 10^{11}$
источник	[22]	[22]	—	[21]	[21]	[21]	[21]	[14]

\* Поток  $F_{5500}$  для  $\iota$  Car определен из значения  $V = 2.25$ .

Модели атмосфер исследованных звезд, исключая Солнце, получены интерполяцией по моделям Куруца [11] в соответствии с принятыми значениями  $T_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$ . Для сверхгигантов, кроме того, учтено турбулентное давление (см. [16—18]). Модель солнечной атмосферы взята из [11].

Как уже указывалось, УФ-потoki звезд приведены в каталоге [12]. Однако в [12] измерения  $F_{\lambda}$  не всегда простираются до длины волны  $\lambda_1 = 1575 \text{ \AA}$ . В частности, для сверхгиганта  $\gamma$  Cyg недостающее значение  $F_{\lambda_1}$  было найдено с помощью работы Парсонса [24]. Для звезд  $\alpha$  Lep,  $\alpha$  U Mi и  $\delta$  Aql величину  $F_{\lambda_1}$  мы определили путем экстраполяции с учетом хода наблюдаемого УФ-потока у других звезд того же подкласса.

В табл. 4 указаны значения  $T_{\text{рад}}$ , вычисленные по формуле (11). На основе этих значений и были выполнены расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II при отказе от ЛТР. Результаты представлены на рис. 3—5. Здесь наряду с величиной  $d_{\text{Fe I/Fe II}}(\tau)$  приведена также разность  $T_{\text{рад}}(\lambda_1) - T(\tau)$ . Видим, что отклонения от ЛТР в степени ионизации определяются не столько самими значениями  $T_{\text{рад}}$ , сколько отличием их от локальной температуры  $T(\tau)$ . Чем выше разность  $T_{\text{рад}}(\lambda_1) - T(\tau)$ , то есть чем больше различие в температурах фотоионизации и рекомбинации, тем сильнее сверхионизация.

На рис. 3 представлены результаты для трех сверхгигантов подкласса F0. Отличия от равновесной ионизации как будто нарастают с уменьшением  $\lg g$ , то есть с увеличением светимости. Штриховой линией показана зависимость, найденная в [5] эмпирическим путем. Из сравнения с

рис. 1 видно, что здесь согласие с результатами прямых расчетов намного лучше, чем при использовании теоретического поля излучения. Тем не менее, все еще имеются расхождения, наиболее существенные в верхних слоях атмосфер при  $\tau_{5000} < 0.01$ . Среди возможных причин таких расхож-

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ  $T_{\text{rad}}$  ДЛЯ ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

$\lambda, \text{ \AA}$	Ранние F-сверхгиганты			Поздние F-сверхгиганты		Карлики		
	$\alpha \text{ Car}$	$\alpha \text{ Lep}$	$\iota \text{ Car}$	$\alpha \text{ UMi}$	$\gamma \text{ Cyg}$	$\delta \text{ Aql}$	$\alpha \text{ CMi}$	Солнце
1575	6264	6365	6535	5227	5282	6310	5469	4465
1762	7060	6978	7047	5608	5679	7445	6070	4527
1934	7037	6922	6992	5462	6002	7326	6277	4509
2207	6731	6758	6503	5333	5435	7266	6477	5109
2266	6576	6565	6381	5279	5262	7140	6355	4991
2275	6571	6563	6389	5261	5309	7117	6316	4991
2323	6541	6441	6318	5131	5386	6946	6221	5081
2506	6365	6253	6170	4944	5215	6623	5886	4869
2716	6208	6256	6153	5211	5143	6694	6077	5225

дений следует назвать прежде всего неточности в наблюдаемых УФ-потоках, особенно на самых коротких длинах волн. Погрешность в величине  $F_{\lambda}$  вполне может составлять 30% и это, по нашей оценке, дает ошибку в  $T_{\text{rad}}$  около 140 К. Далее, неточность в определении эффективной температуры  $\Delta T_{\text{эфф}} = \pm 200 \text{ К}$  приводит к ошибке в разности  $T_{\text{rad}}(\lambda_1) - T(\tau)$  порядка  $\pm 150 \text{ К}$ . А от этой разности, как только что указывалось, сильно зависит эффект сверхионизации. Таким образом, совместное действие двух названных причин (неточности в  $F_{\lambda}$  и в  $T_{\text{эфф}}$ ) может заметно изменить положение кривых на рис. 3.

На рис. 4 приведена величина  $d_{\text{Fe I/Fe II}}(\tau)$  для двух сверхгигантов подкласса F8. Обе кривые оказались весьма близкими. Можно сказать, что в пределах ошибок определения  $F_{\lambda}$  и  $T_{\text{эфф}}$  отклонения степени ионизации от равновесной у  $\gamma \text{ Cyg}$  и  $\alpha \text{ UMi}$  оказались одинаковыми (несмотря на заметное отличие в  $\lg g$ ).

Мы не обнаружили у сверхгигантов класса F заметного хода в сверхионизации с увеличением  $T_{\text{эфф}}$ . Это следует из сравнения кривых  $d_{\text{Fe I/Fe II}}(\tau)$  для сверхгигантов подклассов F0 и F8. У F-карликов, напротив, наблюдается явная зависимость этого эффекта от  $T_{\text{эфф}}$  (рис. 5).

Итак, существование повышенной ионизации атомов Fe I в атмосферах F-звезд, вызванное отклонениями от ЛТР, доказано прямыми расче-

тами. Качественно этот результат не зависит от того, что положено в основу вычислений — теоретическое поле излучения, определяемое моделью атмосферы, или наблюдаемые потоки излучения звезд. В количественном

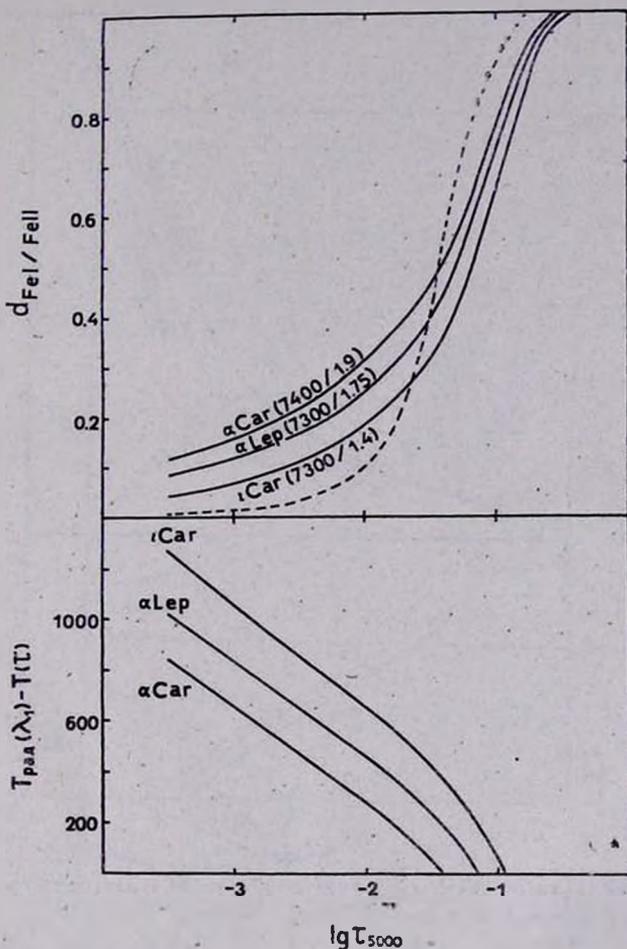


Рис. 3. Отклонения от ЛТР в степени ионизации Fe I для трех сверхгигантов F0, рассчитанные на основе наблюдаемых потоков излучения. Здесь  $\tau_{5000}$  — оптическая глубина в длине волны 5000 Å. Штриховая линия получена в [5] эмпирическим путем.

же отношении эти два подхода дают существенное различие в результатах. Каждый из них имеет свои недостатки, влияющие на точность определения  $d_{Fe I/Fe II}$ . Для дальнейшего уточнения найденных зависимостей следует: 1) весь анализ построить на основе не-ЛТР моделей атмосфер (для F-звезд они пока еще не вычислены); 2) при расчете поля излуече-

ния учесть все вероятные источники непрозрачности в УФ-области, включая многочисленные линии; 3) уточнить сечения  $\alpha$  и  $Q$  для Fe I, чтобы более уверенно определять скорости переходов между уровнями.

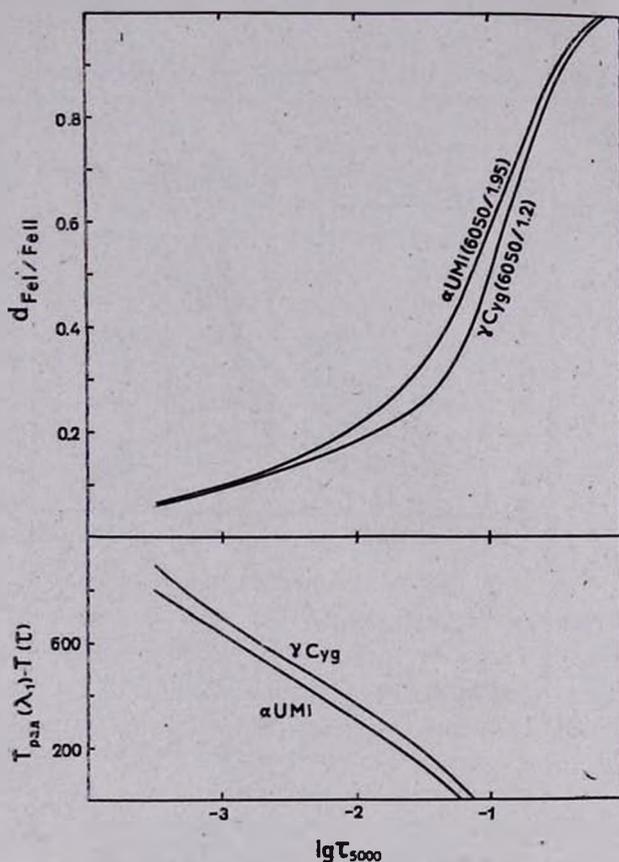


Рис. 4. Отклонения от ЛТР в степени ионизации Fe I для двух сверхгигантов F8, вычисленные на основе наблюдаемых потоков излучения.

5. *Анализ эквивалентных ширин.* Эффект сверхионизации, уменьшая полную концентрацию атомов Fe I, может понижать населенности атомных уровней Fe I и тем самым менять эквивалентные ширины линий. Чтобы исследовать этот вопрос, мы вычислили эквивалентные ширины  $W_{\text{теор}}$  всех пяти линий, соответствующих указанным в табл. 2 переходам, как при ЛТР, так и при не-ЛТР. Следует подчеркнуть, что результаты таких расчетов непригодны для прямого сравнения с наблюдаемыми эквивалентными ширинами  $W_{\text{набл}}$ , так как принятая модель атома Fe I не учитывает, что некоторые из 12 рассмотренных уровней являются мультиплетами;

поэтому теоретические значения  $W_{\text{теор}}$  могут получаться завышенными. Следовательно, имеет смысл анализировать не абсолютные значения  $W_{\text{теор}}$ , а лишь относительные изменения в  $W_{\text{теор}}$  при переходе от случая ЛТР к случаю не-ЛТР. Перечислим кратко основные результаты такого анализа.

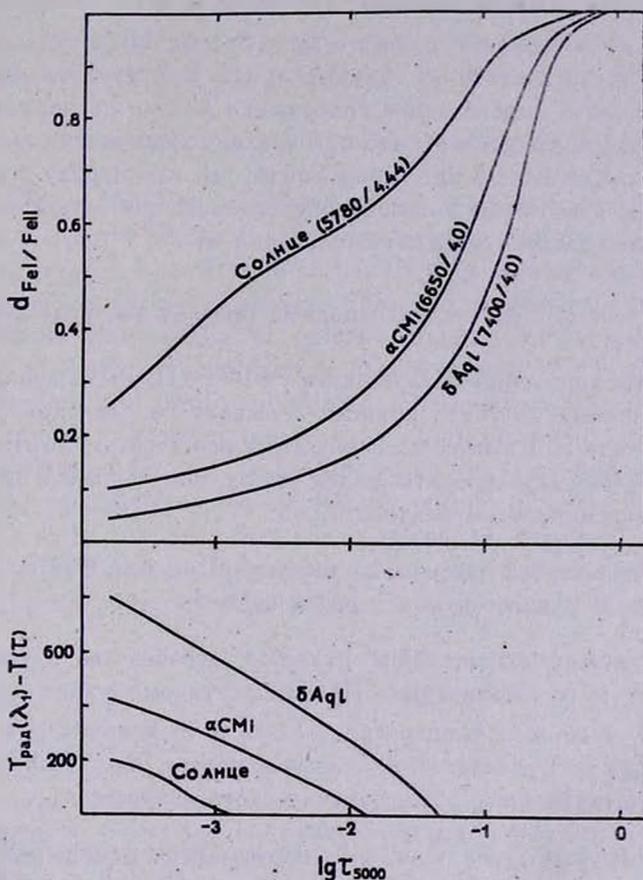


Рис. 5. Отклонения от ЛТР в степени ионизации Fe I для Солнца и двух F-карликов, вычисленные на основе наблюдаемых потоков излучения.

Разные линии Fe I по-разному чувствуют отклонения от ЛТР. Наименьшие изменения в  $W_{\text{теор}}$  получены для линии  $\lambda 4299$ : как для F-карликов, так и для F-сверхгигантов они не превышают нескольких процентов. Наиболее чувствительной к эффекту сверхионизации оказалась линия  $\lambda 5110$ , возникающая с основного уровня. Здесь прослеживается четкая зависимость от указанного эффекта: уменьшение в значениях  $W_{\text{теор}}$  на-

растает с усилением сверхионизации и может достигать 30%. А это, в свою очередь, может привести к увеличению определяемого содержания железа  $\lg \epsilon(\text{Fe})$ . Для слабых линий, попадающих на линейную часть кривой роста, понижение  $W_{\text{теор}}$  на 30% дает увеличение  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  на 0.1, однако для сильных линий изменения в  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  могут быть больше. Например, как показали наши вычисления, для линии с  $W_{\text{лабл}} = 400 \text{ мА}$  уменьшение  $W_{\text{теор}}$  на 30% может повысить  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  на 1.0. Иначе говоря, используя в расчетах достаточно сильных линий Fe I предположение ЛТР, мы можем занижить определяемое содержание железа на порядок величины. Это еще раз подтверждает, что при анализе химического состава нужно опираться прежде всего на слабые линии, так как наряду с малой чувствительностью к ошибкам в микротурбулентности и в затухании они также сравнительно слабо чувствуют отклонения от ЛТР.

6. *Заключение.* Перечислим основные результаты, полученные в работе.

1) Расчеты ионизационного баланса Fe I—Fe II, выполненные при отказе от предположения ЛТР, привели к выводу о сильном повышении ионизации атомов Fe I в верхних слоях атмосфер F-сверхгигантов по сравнению с ЛТР. Тем самым подтвержден вывод, полученный в [5] на основе исследования микротурбулентности.

2) Этот эффект быстро растет с высотой. При  $\tau < 0.01$  степень ионизации превышает равновесную в 5 раз и более.

3) Причиной сверхионизации является неравенство в температурах рекомбинации и фотоионизации. Процессам рекомбинации по-прежнему соответствует локальная температура  $T(\tau)$ , в то время как фотоионизация происходит под действием ультрафиолетового излучения, приходящего из более глубоких и более горячих слоев атмосферы.

4) В отличие от F-карликов у F-сверхгигантов не обнаружено заметной зависимости сверхионизации от  $T_{\text{эфф}}$ . Возможно, что у ранних F-сверхгигантов этот эффект нарастает с уменьшением  $\lg g$ , то есть с увеличением светимости.

5) Занижение степени ионизации в ЛТР-расчетах приводит к завышению концентрации нейтральных атомов железа и, следовательно, к завышению теоретических эквивалентных ширин линий Fe I (линии Fe II практически не меняются). Отсюда по достаточно сильным линиям Fe I может быть получено заниженное содержание железа, причем ошибка мо-

жет достигать порядка величины. Следовательно, при определении содержания Fe необходимо опираться на достаточно слабые линии Fe I.

Крымская астрофизическая  
обсерватория  
Казанский государственный  
университет

## NON-LTE EFFECTS IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS I. OVER-IONIZATION OF Fe I ATOMS

A. A. BOYARCHUK, L. S. LYUBIMKOV, N. A. SAKHIBULLIN

Non-LTE computations of the Fe I—Fe II ionization balance are performed for a sample of the F-type supergiants and dwarfs. It is shown that the departures from LTE lead to the over-ionization of Fe I atoms in upper layers of the atmospheres. This result confirms the conclusion of [5] based on the analysis of microturbulence in F-type supergiants. The reason of such over-ionization (relative to LTE) is the inequality of recombination and photoionization temperatures: recombination processes depend on the local temperature  $T(\tau)$ , meanwhile the photoionization is controlled by UV radiation reaching from deeper and hotter layers of the atmosphere. The equivalent widths of some Fe I lines were also computed. It is shown that the neglect of over-ionization in the analysis of strong enough lines may cause the underestimation of iron abundance by an order of magnitude.

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. G. Athay, B. W. Lites, *Ap. J.*, 176, 809, 1972.
2. B. W. Lites, *Solar Phys.*, 32, 283, 1973.
3. B. W. Lites, C. R. Cowley, *Astron. Astrophys.*, 31, 361, 1974.
4. P. E. Nissen, B. Gustafsson, in "Astronomical papers dedicated to Bengt Ström-gren" (ed. A. Reiz, T. Anderson), Copenhagen, 1978, p. 43.
5. Л. С. Любимков, А. А. Боярчук, *Астрофизика*, 19, 683, 1983.
6. А. А. Боярчук, И. С. Саванов, *Изв. Крымской обс.*, 70 (в печати).
7. Д. Михалас, *Звездные атмосферы*, Мир, М., 1982.
8. Н. А. Сахибуллин, Л. Х. Ауэр, К. ван дер Хухт, *Астрон. ж.*, 59, 933, 1982.
9. Н. А. Сахибуллин, *Труды Казанской городской астрон. обс.*, 48, 9, 1983.
10. D. Michalas, *NCAR Technical Notes*, NCAR TN/STR—76, 1972.
11. R. L. Kurucz, *Ap. J. Suppl. ser.*, 40, 1, 1979.
12. C. Jamar, D. Macca-Hercot, A. Monfils, G. I. Thompson, L. Houztaux, R. Wilson, "Ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue", ESA, Paris, 1976.
13. O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkofen, Y. Cuny, *Solar Phys.*, 18, 347, 1971.

14. *J. E. Vernazza, E. H. Avrett, R. Loeser*, *Ap. J. Suppl. ser.*, 30, 1, 1976.
15. *К. У. Аллен*, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977.
16. *А. А. Боярчук, Л. С. Любимков*, *Астрофизика*, 18, 375, 1982.
17. *А. А. Боярчук, Л. С. Любимков*, *Астрофизика*, 20, 85, 1984.
18. *А. А. Боярчук, Л. С. Любимков*, *Изв. Крымской обл.*, 64, 3, 1981.
19. *R. A. Bell*, *M. N. RAS*, 155, 65, 1971.
20. *K. Kato, K. Sadakane*, *Astron. Astrophys.*, 113, 135, 1982.
21. *А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, Л. Н. Князев*, *Сводный спектрофотометрический каталог звезд*, Наука, Алма-Ата, 1978.
22. *Н. Л. Алексеев, Г. А. Алексеева, А. А. Архаров, Ю. А. Беляев, А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, В. И. Бурнашев и др.* *Труды ГАО в Пулкове*, 83, 4, 1978.
23. *В. Страйжис*, *Многоцветная фотометрия звезд*, Мокслас, Вильнюс, 1977, стр. 139.
24. *S. V. Razova*, *Ap. J.*, 239, 555, 1980.

УДК 524.54—473

ФОТОИОНИЗАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ СВЕЧЕНИЯ  
И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ТУМАННОСТИ Т ТЕЛЬЦА

В. В. ГОЛОВАТЫЙ, Б. С. НОВОСЯДЛЫЙ

Поступила 11 июня 1984

Принята к печати 5 декабря 1984

Построена фотоионизационная модель свечения эмиссионной туманности, связанной с переменной Т Тельца. Расчеты проводились с учетом столкновительной ионизации, диэлектронной рекомбинации, а также реакций перезарядок между атомами  $\text{H}^0$  и  $\text{He}^0$  и ионами тяжелых элементов. Учет диффузного  $L_c$ -излучения проводился по усовершенствованной методике [10]. Получено хорошее согласие вычисленного эмиссионного линейчатого спектра туманности с наблюдаемым. Определено содержание химических элементов в ней:  $\text{He}/\text{H} \approx 0.07$ ;  $\text{N}/\text{H} = 1.4 \cdot 10^{-5}$ ;  $\text{O}/\text{H} = 6.5 \cdot 10^{-5}$ ;  $\text{Ne}/\text{H} = 4.2 \cdot 10^{-5}$ ;  $\text{S}/\text{H} = 2.1 \cdot 10^{-5}$ . Уточнены характеристики энергетического  $L_c$ -спектра источника, возбуждающего свечение туманности. Оценена ее оптическая и геометрическая толщина в частотах лаймановского континуума. Найдена масса туманности  $M \approx 3 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ .

1. *Введение.* Химический состав туманности Бернема, связанной с переменной Т Тельца, количественно не обсуждался еще никем. Знание точного содержания химических элементов в этой туманности важно как для изучения проблем химической эволюции вещества в звездах, так и для понимания механизма образования пыли в звездах типа Т Тау. Согласно современным представлениям (см., например, [1]), эти объекты являются молодыми звездами, сравнительно большая часть тяжелых элементов в околозвездном веществе которых должна содержаться в пылинках. Естественно, химический состав туманности Бернема в таком случае должен отражать эти эффекты истощения тяжелых элементов в них.

Имеющиеся, однако, сведения о химическом составе объектов Хербига—Аро [2, 3], которые проявляют эволюционные и спектральные свойства туманности Бернема, не показали сильного отличия его от «нормального». Но такое содержание химических элементов в этих объектах получено путем построения ударноволновых моделей свечения газа в них [4, 1], применение которых для интерпретации спектра туманности Бернема еще дискутируется [1].

В связи с этим мы решили определить химический состав туманности Бернема, исходя из предположения о радиативном механизме возбуждения ее свечения. Для этой цели нами применялся метод, основанный на построении фотоионизационных моделей свечения туманности [5], который использовался уже нами для интерпретации ее линейчатого спектра.

В отличие от предыдущих расчетов, здесь, однако, значительно усовершенствована методика расчетов: в уравнения ионизационного равновесия включены ударные ионизации, реакции перезарядки и более тщательно учтено диффузное  $L_c$ -излучение, а в уравнение термического равновесия — дополнительные процессы охлаждения газа.

2. *Расчет фотоионизационных моделей.* В пользу предположения о радиативном механизме возбуждения свечения туманности Бернема свидетельствуют следующие аргументы: 1) в туманности наблюдается уменьшение  $N_e$ ,  $T_e$  и отношения интенсивностей линий  $[O III]/[O II]$  наружу ее, характерное для планетарных туманностей, которые возбуждаются  $L_c$ -излучением центральных звезд; 2) исправленный за межзвездное поглощение бальмеровский декремент в туманности  $H_2$ :  $H_2$ :  $H_1$ :  $H_3$  = =3.14:1.0:0.41:0.30 лучше соответствует теоретическому рекомбинационному декременту 2.80:1.0:0.47:0.26 для случая „В“ Мензела, чем столкновительному 5.76:1.0:0.29:0.14; 3) при  $T_e \approx 11000$  К и  $N_e \approx 10^4$  см $^{-3}$ , имеющих место в туманности (рис. 1), энергия, излучаемая ею в линии

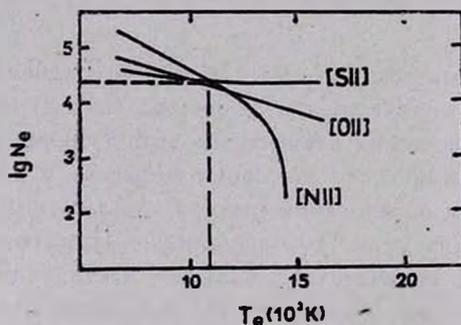


Рис. 1. Электронная плотность и температура газа в туманности Т Тау.

$H_{\beta}$  вследствие радиативных процессов, примерно в  $10^3$  раз больше соответствующей энергии, обусловленной ударными процессами; 4) предполагаемый энергетический  $L_c$ -спектр источника, возбуждающего свечение туманности [6], хорошо согласуется с продолжением оптического и УФ-спектров Т Тау [5]; 5) даже грубая фотоионизационная модель свечения туманности [5] позволяет качественно согласовать ее вычисленный линейчатый спектр с наблюдаемым. Имеются и другие аргументы в пользу радиативного механизма свечения туманности [7, 1].

В основе расчетов лежит предположение о стационарности состояния газа в туманности Бернема, что обеспечивает как термическое, так и ионизационно-рекомбинационное равновесие. Спектральные наблюдения туманности, проведенные Швартцем [8, 9], к сожалению, являются пока единственными и не позволяют опровергнуть достоверность такого предположения.

Построение фотоионизационной модели свечения туманности осуществлялось совместным решением уравнений ионизационного равновесия и энергетического баланса. Соответствующие выражения, а также методика расчетов приведены в работе [5]. В последнее время выяснилось, однако, что важную роль в установлении ионизационного равновесия небулярного газа могут играть реакции перезарядок между атомами  $H^0$ , а в ряде случаев и  $He^0$ , и ионами тяжелых элементов:  $A^{i+1} + Z^0 \rightleftharpoons A^i + Z^+$ , где  $i = 0, 1, 2$ , и т. д., а  $Z$  относится к H или He. Число таких перезарядок равно  $A^{i+1} \cdot Z^0 \cdot \bar{k}(A^{i+1}, Z^0)$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> для прямого процесса и  $A^i \cdot Z^+ \cdot \bar{k}(A^i, Z^+)$  см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup> для обратного. Индекс „N“, указывающий на концентрацию атомов, мы опускаем. Уравнения, описывающие столкновительную и фотоионизации атомов  $A^i$  на оптической толщине  $\tau_{L_c}(Z)$  с учетом этих процессов, в общем виде запишутся так:

$$\frac{Z^+}{Z^0} = \frac{G}{N_0 \alpha(Z^+) + \sum A^i \bar{k}(A^i, Z^+)};$$

$$G = \frac{1}{h} F(Z^0) \sigma_0(Z^0) \int_0^\infty x^{\alpha+s-1} e^{-\tau_x(Z)} dx + N_0 C(Z^0) + \sum A^{i+1} \bar{k}(A^{i+1}, Z^0) \quad (1)$$

$$\frac{A^{i+1}}{A^i} = \frac{G_1}{N_0 \alpha(A^{i+1}) + \sum Z^0 \bar{k}(A^{i+1}, Z^0)}$$

$$G_1 = \frac{1}{h} F(A^i) \sigma_0(A^i) \int_0^\infty x^{\alpha+s-1} e^{-\tau_x(Z)} dx + N_0 C(A^i) + \sum Z^+ \bar{k}(A^i, Z^+)$$

для  $H^+/H^0$  и  $He^+/He^0$  и остальных атомов  $A^{i+1}/A^i$  соответственно. В уравнениях (1)  $F = F_0 + F_{диф}$ , где  $F_0$  — поток  $L_c$ -излучения на границе поглощения данным сортом атомов (на внутренней стороне туманности), а  $F_{диф}$  — поток диффузного  $L_c$ -излучения в туманности;

$\alpha = \sum_{n=1}^\infty \alpha_n^{rad} + \alpha^{dl}$  — коэффициент рекомбинации (радиативной и диэлек-

тронной) на уровень  $n$ , являющийся лишь функцией  $T_e$ ;  $C$  — коэффициент ударной ионизации с первого уровня; остальные обозначения указаны в [5]. Поток  $L_c$ -излучения от источника T Tau представлялся степенным законом типа  $F_n = F_0 (v/v_0)^2$ . При этом предполагалось, что источник  $L_c$ -квантов является точечными и находится с внутренней стороны туманности — сферически-симметричной газовой оболочкой, удаленной на расстояние  $\sim 2 \cdot 10^{16}$  см от T Tau.

Методика учета диффузного  $L_c$ -излучения, возникающего в результате рекомбинаций электронов в основные состояния  $H^+$ ,  $He^+$  и  $He^{++}$ , описана в работе [10]. Там же приводится соответствующее выражение для плотности потока диффузного  $L_c$ -излучения. Учитывались  $L_c$ -кванты, которые приходили в расчетную точку туманности из всего ее объема. Оказалось, однако, что в данном случае достаточно учитывать только  $L_c$ -кванты, которые образуются в туманности на том расстоянии от заданной точки, оптическая толщина которого  $\tau_{L_c}(Z) \lesssim 10$ . Поскольку такая область оказалась небольшой по сравнению с размерами туманности, то неточность при выборе геометрии туманности не будет существенно влиять на вычисленный линейчатый спектр.

Уравнения энергетического баланса, а также выражения, описывающие процессы нагрева и охлаждения газа, приведены в работе [5]. Главным механизмом образования электронов и нагрева газа в туманности мы считали фотоионизации  $L_c$ -излучением. Процессами, приводящими к охлаждению газа в областях H II, являлись потери энергии на возбуждение запрещенных линий, возбуждение и ионизацию атомов  $H^0$  электронным ударом, а также непрерывное излучение при  $f-f$  и  $f-b$ -переходах. В областях H I эффективными уже становятся потери энергии на возбуждение электронным ударом линий, возникающих при переходах между подуровнями тонкой структуры атомов N, O, Ne и др. Аналитические выражения, необходимые для учета этих процессов, мы брали из работ [11, 12].

Рассчитывалась ионизация атомов H, He, N, O, Ne и S, линии которых наблюдаются в туманности. Учитывались 5 стадий ионизации. Поставщиком электронов считались все перечисленные выше атомы, однако источником нагрева — только атомы H и He. В результате расчетов находились значения  $N_e$ ,  $T_e$ ,  $N(A^i)$  и, следовательно, относительные интенсивности эмиссионных линий (рекомбинационных и запрещенных) в каждом оптически тонком для  $L_c$ -излучения слое, на которые разбивалась туманность в направлении распространения  $L_c$ -излучения. Суммарные интенсивности всех эмиссионных линий, которые сравнивались с наблюдаемыми, вычислялись затем по формуле

$$I_\lambda(A^i)/I(H\beta) = \sum_m \epsilon_\lambda^m(A^i) V^m / \sum_m \epsilon_\lambda^m(H\beta) V^m,$$

где суммирование проводилось по всем  $m$ -объемам шаровых слоев  $V^m$ . Поток излучения в линии  $H_3$  от туманности определялся из выражения  $F(H_3) = \sum \epsilon^m(H_3) V^m / 4\pi (r^m)^2$  эрг/см<sup>2</sup> с — на ее внешней границе. Здесь  $\epsilon^m(H_3) = N_e N(H^+) \alpha_{\text{эфф}}(H_3) h\nu_3$  — излучательная способность единичного объема газа в линии  $H_3$ , а  $\alpha_{\text{эфф}}$  — эффективный коэффициент рекомбинации для этой линии. Значения последнего взяты из работы [13]. При этом мы считали, что туманность является „прозрачной“ для  $H_3$ -квантов.

Значения различных атомных констант, необходимых для расчета ионизационной структуры туманности и вычисления ее линейчатого спектра, взяты из работ, опубликованных до 1975 г. Ссылки на них приведены, например, в работе [5]. Сечения перезарядок или ссылки на них приведены, например, в [14].

3. *Химический состав туманности.* Свободными параметрами в уравнениях ионизационного равновесия и энергетического баланса являются  $F_0$ ,  $\alpha$ , плотность атомов водорода  $N(H)$ , а также содержание химических элементов  $He/H$  и  $A/H$ .

Порядок определения химического состава туманности Бернема был следующий. По наблюдаемому линейчатому спектру туманности, исправленному за межзвездное поглощение  $A_v \approx 0^m9$  [8], мы определили сначала  $N_e \approx 2 \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup> и  $T_e \approx 11\,000$  К (рис. 1) и, соответственно, нашли обилие различных ионов  $A^i/H^+$ . Затем мы оценили содержание атомов  $He/H = 0.1$ ,  $N/H = 2.0 \cdot 10^{-5}$ ,  $O/H = 5.0 \cdot 10^{-5}$ ,  $N_e/H = 7.1 \cdot 10^{-5}$  и  $S/H = 1.0 \cdot 10^{-5}$  по номограммам, построенным нами специально для этой цели и описанным применительно к планетарным туманностям в работе [15]. Дальше, приняв  $N(H) \lesssim N_e$ , при найденных ранее оценках параметров  $F_0$ ,  $\alpha$  [6] и указанном выше содержании химических элементов рассчитывалась фотоионизационная модель свечения туманности. С наблюдениями сравнивались вычисленные отношения интенсивностей линий  $\lambda\lambda$  3726 + 29 [O II]/7319 + 30 [O II],  $\lambda\lambda$  6716 + 31 [S II]/4068 + 76 [S II] и  $\lambda\lambda$  4959 + 5007 [O III]/3726 + 29 [O II]. Эти отношения практически не зависят от химического состава, что давало нам возможность уточнить значения  $F_0$  и  $\alpha$ . Оптическая (или геометрическая) толщина туманности принималась такой, на которой это согласие достигалось. При этом величина  $\alpha$  подбиралась так, чтобы найденная из условия энергетического баланса  $T_e$  была близка к наблюдаемой  $T_e \approx 11\,000$  К. Наконец, незначительным изменением параметра  $A/H$  мы добивались наилучшего согласия всех вычисленных интенсивностей эмиссионных линий с наблюдаемыми.

Было рассчитано несколько фотоионизационных моделей свечения туманности Бернема, три наиболее приемлемых из которых приведены в табл. 1. Для сравнения там же приведена мод. 4, рассчитанная с «нормальным» химическим составом и значениями параметров  $F_0$  и  $\alpha$ , полученными нами ранее [6]. В табл. 2 описаны найденные значения  $A/N$ , с которыми

Таблица 1

СРАВНЕНИЕ ВЫЧИСЛЕННОГО И НАБЛЮДАЕМОГО ЛИНЕЙЧАТОГО СПЕКТРА ТУМАННОСТИ Т ТЕЛЬЦА

Линия, $\lambda A$	Наблюд. интенсивности ( $A_\nu \approx 0^{m9}$ )	Вычислен. интенсивности для различных моделей			
		Мод. 1	Мод. 2	Мод. 3	Мод. 4
[O II] 3726+29	1.7	1.9	1.7	1.6	1.1
[Ne III] 3869+968	0.078	0.078*	0.078*	0.078*	0.078*
[S II] 4068+76	0.67	0.76	1.1	1.6	0.14
[O III] 4363	—	0.002	0.002	0.003	0.0006
He I 4471	—	0.05	0.04	0.04	0.085
He II 4686	—	0.02	0.06	0.026	0.59
H $\beta$ 4861	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
[O III] 4959+5007	0.30	0.26	0.25	0.31	0.44
[N I] 5199+5200	0.22	0.003	—	—	—
[N II] 5755	(0.05)	0.03	0.4	0.05	0.02
He I 5876	0.10	0.16	0.12	0.12	0.24
[O I] 6300+63	1.7	0.22	—	—	—
[N II] 6548+84	1.9	1.8	1.9	2.0	5.3
[S II] 6716+31	2.8	2.6	2.2	2.0	0.71
[O II] 7320+30	$\left. \begin{array}{l} >0.16 \\ <0.4 \end{array} \right\}$	0.15	0.16	0.23	0.038
$N_e, 10^4 \text{ см}^{-3}$	$<2.0$	1.1**	1.3**	2.1**	1.1**
$T_e, 10^3 \text{ K}$	11	11.7**	11.8**	11.5**	0.74**
$d, 10^{16} \text{ см}$	2	2.15	2.11	2.10	2.12

\* Содержание неона подбиралось так, чтобы наблюдаемая и вычисленная интенсивности [Ne III] совпали.

\*\* Значения  $N_e$  и  $T_e$  взяты из моделей на  $\tau_{L_c}(Z) \leq 1$ .

рассчитывалась каждая из моделей, а также другие параметры, полученные в результате расчетов — поток  $L_c$ -излучения на внутренней границе туманности  $F_0$ , спектральный индекс  $\alpha$  и оптические толщины  $\tau_0(Z)$  на  $\lambda\lambda$  912 A, 504 A и 228 A. При этом наилучшее согласие значения  $F_0$  с соответствующей величиной  $L_c$ -потока, найденной нами методами Зан-

стра по относительным интенсивностям линий  $\lambda$  5876 He I/H $\beta$ , и  $\lambda$  7065 He I/H $\beta$ , для всех моделей достигается при расстоянии туманности от звезды Т Тау  $r_0 \approx 2 \cdot 10^{16}$  см. В табл. 1 приведена суммарная величина  $d = r_0 + \Delta r$ , где  $\Delta r$  — геометрическая толщина туманности, полученная из расчетов.

Таблица 2

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И ПАРАМЕТРЫ  
ФОТОИОНИЗАЦИОННЫХ МОДЕЛЕЙ ТУМАННОСТИ

№ моделей	Мод. 1	Мод. 2	Мод. 3	Мод. 4
He/H	0.1	0.1	0.1	0.15
N/H	1.4—5	1.6—5	1.6—5	2.4—4
O/H	6.5—5	5.0—5	5.0—5	5.9—4
Ne/H	4.2—5	3.5—5	3.2—5	1.1—4
S/H	2.1—5	2.8—5	2.8—5	5.0—5
$F_0$ , эрг/см $^2$ с Гц	6.7—16	8.0—16	2.5—15	6.3—16
$\alpha$	-2.0	-2.0	-3.0	-4.0
$\tau_0$ (912 А)	510	3.2	0.8	2.5
$\tau_0$ (504 А)	137	1.1	0.5	5.0
$\tau_0$ (228 А)	13	1.1	0.8	2.0

Мы отдаем предпочтение мод. 1, хотя и для других моделей (за исключением мод. 4) также получено хорошее согласие вычисленного спектра с наблюдаемым. Для этой модели имеется лучшее согласие вычисленных и наблюдаемых интенсивностей линий  $\lambda$  4068+76 (S II) и размеров туманности  $d \lesssim 2.2 \cdot 10^{16}$  см, если расстояние до Т Тау  $R = 150$  пс, а угловые размеры туманности  $\theta \lesssim 10''$ . Выявленное нами еще в работе [5] расхождение между вычисленными и наблюдаемыми интенсивностями линий [O I] и [N I] хотя несколько и уменьшилось в этой модели (в других моделях мы их не вычисляли), но все же остается значительным. Поскольку аналогичная трудность имеется и при интерпретации физических условий в планетарных туманностях, то причин такого расхождения мы здесь обсуждать не будем.

Содержание химических элементов в туманности Бернема, полученное из мод. 1, приведено в табл. 3. Там же оно сравнивается с «нормальным» химическим составом планетарных туманностей, полученным Г. С. Хромовым (частное сообщение) в результате осреднения имеющихся в литературе соответствующих значений A/H для большого числа объектов. Из табл. 3 видно, что содержание N, O, Ne и S в туманности Бернема примерно в 10 раз меньше соответствующей величины для планетарных туманностей. Полученный результат хорошо согласуется с существующими

представлениями об истощении тяжелых элементов, связанном с образованием пыли в Т Тау-звездах. Содержание He/H при этом оказалось близким к «нормальному», однако следует отметить, что оно определяется неуверенно. Линия  $\lambda$  4686 He II слаба и в туманности Бернема не наблюдается. Поэтому, если его определить по линии  $\lambda$  5876 He I/H $\alpha$ , то He/H  $\approx$  0.07, а если по линии  $\lambda$  7065 He I/H $\alpha$ , то He/H  $\approx$  0.16. Эти величины мы оценивали «графическим» способом, о котором упоминалось выше. В нем, правда, не учтены эффекты перезарядок, но зато при определении He/H учитывается примесь атомов H $^0$  и He $^0$ , которых в туманности может быть много из-за низкой наблюдаемой ионизации газа —  $N^+/N^0 \approx O^+/O^0 \approx 0.41$ ,  $O^{++}/O^+ \approx 0.096$  [6]. Мы считаем, что более близкой к действительному значению является величина He/H  $\approx$  0.07, найденная по линии  $\lambda$  5876 He I.

Таблица 3  
СРАВНЕНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА  
ТУМАННОСТИ, ПОЛУЧЕННОГО РАЗНЫМИ  
МЕТОДАМИ

A/H	Фотоиониз. модель	Планет. туманность
He/H	0.07	0.12
N/H	1.4—5	1.6—4
O/H	6.5—5	4.0—4
Ne/H	4.2—5	3.7—4
S/H	2.1—5	2.2—4

Ударные ионизации в условиях туманности Т Тау оказались несущественными по сравнению с фотоионизациями и перезарядками и, естественно, не повлияли на определение ее химического состава. Небольшое отклонение параметров  $N(H)$ ,  $F_0$ ,  $\alpha$  и  $\tau_{Lc}(Z)$  от найденных в мод. 1, как видно из табл. 1, 2 (см. мод. 2 и 3), также не изменили величины A/H. В то же время отклонение химического состава, как параметра модели, от найденного не позволяет согласовать вычисленный линейчатый спектр с наблюдаемым. Это видно из мод. 4, в которой было принято «нормальное» содержание химических элементов. Заметим, что трудности интерпретации наблюдаемого спектра туманности Бернема с «нормальным» химическим составом отмечались еще в работе [5]. Таким образом, найденный химический состав туманности является параметром, слабо зависящим от неточности основных параметров, которые обуславливают фотоионизационное равновесие атомов в ней.

На рис. 2—4 для принятой модели 1 показано изменение электронной плотности  $N_e$ , температуры  $T_e$ , объемной светимости  $\epsilon_\lambda(A')$  в наблю-

даемых эмиссионных линиях и наблюдаемой ионизации атомов  $A^+/A$  с геометрической и оптической глубиной в туманности Бернема. Сравнительно большее содержание ионов  $N^+/N$  на больших оптических глубинах (рис. 4) обусловлено прежде всего относительно большим эффективным сечением фотоионизации атомов  $N^0$  и его зависимостью от частоты. Число фотоионизаций атомов  $N^0$ , в частности, на 2 порядка больше числа фотоионизаций атомов  $N^+$ .

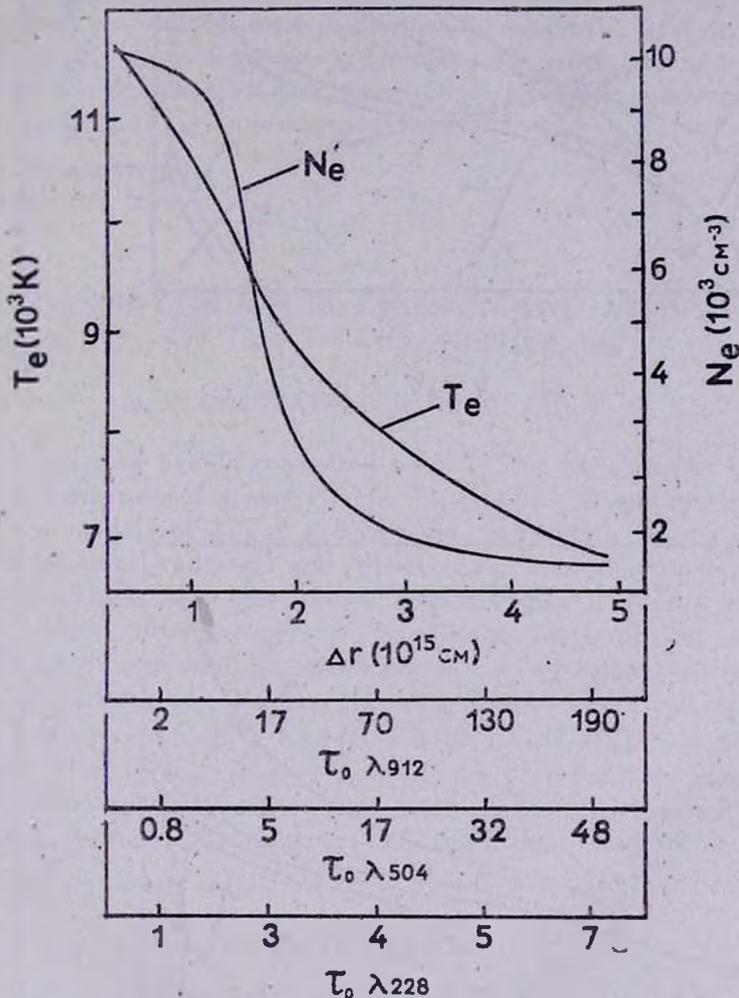


Рис. 2. Изменение  $T_e$  и  $N_e$  с глубиной в туманности Т Тав.

заций атомов  $N^0$ . Оно поддерживается также реакцией  $N^0 + H^+ \rightarrow N^+ + H^0$ , вероятность которой больше, чем обратной. Например, на оптической толщине  $\tau_0(\lambda 912) \geq 100$  число таких перезарядок сравнимо

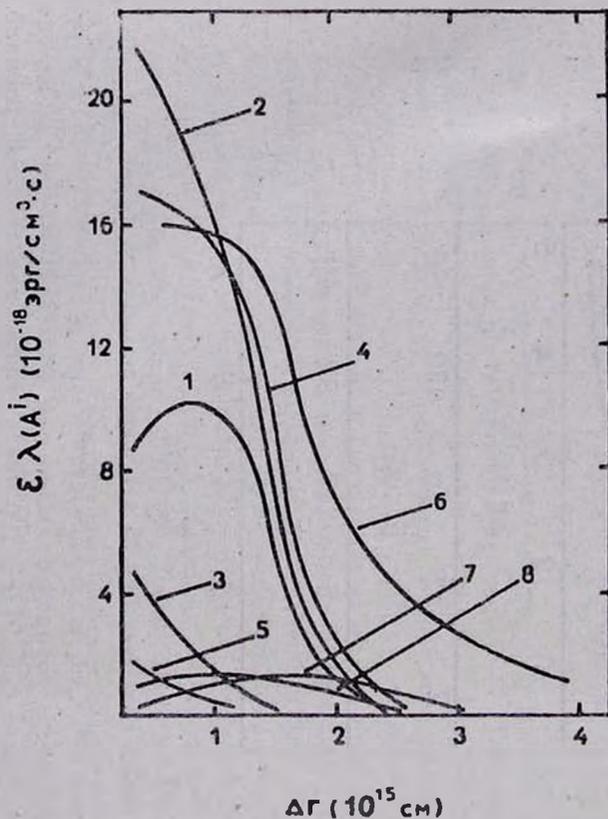


Рис. 3. Изменение объемной светимости газа в различных эмиссионных линиях с глубиной в туманности Т Тау: 1—H $\beta$ ; 2—3727 [O II]; 3—4959+5007 [O III]; 4—6548+84 [N II]; 5—3839+968 [Ne III]; 6—6716+30 [S II]; 7—6300+63 [O I]; 8—5876 He I,

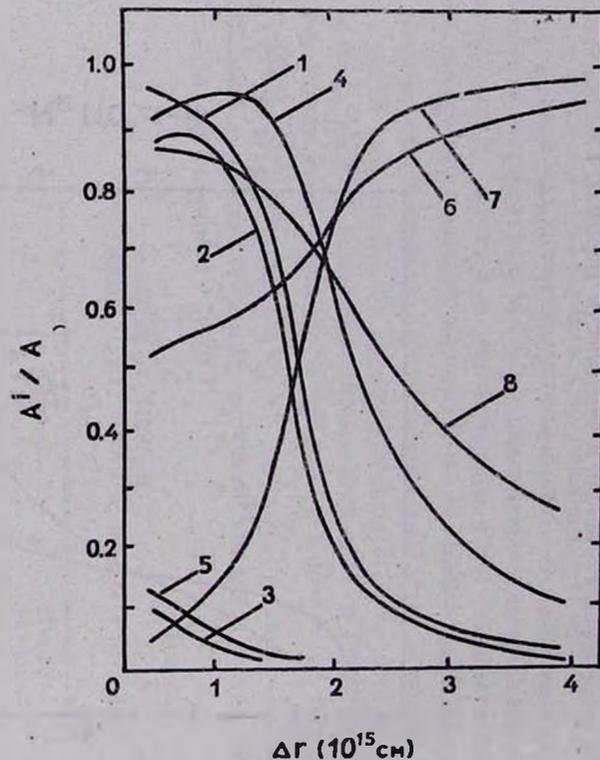


Рис. 4. Изменение ионизации различных атомов с глубиной в туманности Т Тау: 1—H $^+$ /H; 2—O $^+$ /O; 3—O $^{++}$ /O; 4—N $^+$ /N; 5—Ne $^{++}$ /Ne; 6—S $^+$ /S; 7—O $^0$ /O; 8—He $^+$ /He.

с числом фотоионизации  $N^0$ . Что же касается повышенного содержания ионов  $\text{He}^+/\text{He}$  и  $\text{S}^+/\text{S}$ , то оно может быть объяснено малой оптической толщиной туманности на границе поглощения атомами  $\text{He}^0$  и  $\text{S}^0$  по сравнению с  $\tau_0$  (0.912).

Не будем обсуждать пока эволюционных особенностей Т Тау, обусловленных пониженным содержанием тяжелых элементов в туманности. Оно получено в предположении радиативного механизма возбуждения ее свечения, действенность которого, как упоминалось выше, еще дискутируется. В связи с этим, в дальнейшем мы предполагаем сначала обсудить природу источника  $L_c$ -излучения в переменной Т Тау.

Львовский государственный  
университет

## PHOTOIONISATION MODEL EMISSION AND ABUNDANCE OF THE T-TAURI NEBULA

V. V. GOLOVATY, B. S. NOVOSYADLY

Small emission nebula connected with T Tau variable has been investigated. Ionization of atoms H, He, O, N, Ne, S and emission line spectrum for models of T Tau nebula were calculated. Radiative and collision ionizations, radiative and dielectronic recombinations, charge exchange reactions have been taken into account. Diffuse  $L_c$ -radiation has been taken into account in accordance to improved methods [10]. Calculated emission-line spectrum is in agreement with observed data. Determinated abundance in the nebula:  $\text{He}/\text{H} \simeq 0.07$ ;  $\text{N}/\text{H} = 1.4 \cdot 10^{-5}$ ,  $\text{O}/\text{H} = 6.5 \cdot 10^{-5}$ ;  $\text{Ne}/\text{H} = 4.2 \cdot 10^{-5}$ ;  $\text{S}/\text{H} = 2.1 \cdot 10^{-5}$  has been determined. More precise energy  $L_c$ -spectrum of the source responsible for the T Tauri nebula emission has been defined. Estimated the optical  $\tau_{L_c}$  and geometric  $\Delta r$  thickness of the nebula and its mass  $M \lesssim 3 \cdot 10^{-4} M_\odot$  has been estimated.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Протозвезды и планеты, ч. II, под ред. Т. Герлеса, Мир, М., 1982.
2. K. Böhm, J. Perry, R. Schwartz, Ap. J., 179, 149, 1973.
3. K. Böhm, W. Stegmund, R. Schwartz, Ap. J., 203, 399, 1976.
4. J. Raymond, Ph. D. Dissertation Univ. of Wisconsin, 1974.
5. В. В. Головатый, И. В. Шпычка, О. С. Яцук, *Астрофизика*, 15, 285, 1979.
6. В. В. Головатый, И. В. Шпычка, *Астрофизика*, 12, 613, 1976.
7. Г. А. Гурвадян, *Астрофизика*, 11, 531, 1975.

8. *R. Schwartz*, *Ap. J.*, 191, 419, 1974.
9. *R. Schwartz*, *Ap. J.*, 195, 631, 1975.
10. *В. В. Головатый, Б. С. Новосядлый*, *Вопросы астрофизики, Вестн. Львовского ун-та, сер. астрономия*, 57, 22, 1983.
11. *M. Penston* *Ap. J.*, 162, 771, 1970.
12. *A. Dalgarno, R. Mc Gray*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 10, 375, 1972.
13. *D. Osterbrock*, *Astrophysics of the Gaseous Nebulae*, 1974.
14. *S. Butler, T. Hell, A. Dalgarno*, *Ap. J.* 241, 442, 1980.
15. *В. В. Головатый, В. И. Проник, О. С. Яцук*, *Изв. Крымской обс.*, 59, 164, 1979.

УДК: 524.354.7:524.882

## МОДЕЛЬ ОБЪЕКТА ГЕМИНГА: ВЫРОЖДЕННЫЙ КАРЛИК, ВРАЩАЮЩИЙСЯ ВОКРУГ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 19 июля 1984

Периодические изменения блеска объекта «Геминга» в  $\gamma$  и рентгеновском диапазоне интерпретируются как орбитальное вращение вырожденного карлика с  $M = 0.6 M_{\odot}$  вокруг черной дыры с общей массой системы  $M = 5 M_{\odot}$ . Карлик предполагается заполняющим полость Роша, его орбитальный период совпадает с наблюдаемым  $P \approx 1$  мин, а гравитационное излучение совместно с перетеканием вещества объясняют увеличение периода. Предполагается, что другие неотожествленные точечные галактические  $\gamma$ -источники относятся к тому же классу объектов. Поток энергии гравитационных волн от Геминги на Земле в данной модели равен  $5 \cdot 10^{-3}$  эрг/см<sup>2</sup>/с для расстояния 100 пс.

1. *Введение.* Объект «Геминга», открытый сначала как яркий источник 2CG 195+04 жестких  $\gamma$ -квантов ( $E \geq 50$  МэВ) с потоком  $\sim 2.4 \cdot 10^{-9}$  эрг/см<sup>2</sup>/с [1—3], в последнее время отождествлен с помощью наблюдений на «Эйнштейне» со слабым рентгеновским источником [4], а с помощью ССД камеры с оптической звездочкой 21.3 величины [5]. Надежность отождествления  $\gamma$  и рентгеновского источника подтверждается совпадением периодов изменений блеска  $P \approx 1$  мин в обоих диапазонах [6]. Оптическое отождествление стало возможным благодаря высокой точности в определении координат рентгеновского и оптического источников.

Геминга обладает рядом особенностей, каждой из которых достаточно, чтобы называть этот объект уникальным.

1. Соотношение между светимостями в различных диапазонах не похоже на любой другой объект [4, 5]:

$$L_{\gamma}/L_X = 10^3, L_X/L_V \approx 200;$$

радионизлучение отсутствует, согласно наблюдениям на VLA.

2. Наблюдается быстрое увеличение периода с характерным временем удвоения в несколько сот лет [6]. Отметим, что все известные долгопериодические рентгеновские пульсары уменьшают свой период.

3. Остаток сверхновой отсутствует. Возможная оптическая вспышка, согласно древним китайским хроникам, наблюдавшаяся в 437 г. в направлении Геминги, дает повод предположить возможность быстрого сжатия, не сопровождавшегося сбросом оболочки [6].

Второе из вышеперечисленных свойств Геминги: величина и скорость изменения периода непринужденно объясняются следующей моделью: тесной двойной системой, состоящей из вырожденного карлика, вращающегося с периодом  $\approx 1$  мин вокруг черной дыры, с общей массой  $5 M_{\odot}$ . Получены параметры модели, дающие хорошее согласие с наблюдениями. Рассмотрен эволюционный сценарий, указывающий возможный путь образования такой системы.

Наиболее трудным для объяснения является механизм излучения и необычный спектр Геминги. В предлагаемой модели эта трудность возможно, преодолима. Здесь при объяснении соотношений между  $L_T$ ,  $L_X$  и  $L_V$  мы ограничились лишь качественными рассуждениями. Отсутствие количественной теории генерации излучения при аккреции замагниченного вещества на вращающуюся черную дыру не позволило сделать большего.

2. *Описание модели и ее параметры.* Рассмотрим тесную двойную систему, состоящую из белого карлика массы  $M_1$ , в паре с черной дырой массы  $M_2$ . Предположим, что белый карлик заполняет полость Роша и вещество из его оболочки перетекает на черную дыру, образуя аккреционный диск. Ввиду практической замороженности тепловых процессов на вырожденном карлике, темп перетекания будет определяться потерей вращательного момента за счет гравитационного излучения. Замечательным свойством такой системы, впервые отмеченным при рассмотрении аналогичной модели карликовых новых [7, 8], является рост орбитального периода в процессе потери вращательного момента гравитационным излучением. Это связано с ростом радиуса карлика при уменьшении его массы и интенсивным перетеканием вещества. Данное свойство позволяет естественно объяснить рост периода колебаний блеска Геминги, что с большим трудом объяснялось в других моделях [9].

Для количественных оценок используем следующие свойства и соотношения:

1. Вырожденный карлик заполняет полость Роша, радиус которой совпадает с его радиусом  $R_2$  и связан с расстоянием  $R_{12}$  между центрами масс соотношением [7]:

$$R_2 = R_{12} \frac{2}{3^{4/3}} \left( \frac{M_2}{M} \right)^{1/3}, \quad M = M_1 + M_2. \quad (1)$$

2. Период обращения  $P$  связан с параметрами системы по закону Кеплера

$$P = \frac{2\pi R_{12}^{3/2}}{(GM)^{1/2}}. \quad (2)$$

Из (1), (2) следует связь орбитального периода с радиусом белого карлика  $R_2$ :

$$P = \frac{9\pi R_2^{3/2}}{\sqrt{2GM_2}}. \quad (3)$$

3. Радиус карлика  $R_2$  при  $\mu_* = 2$  связан с его массой  $M_2$  соотношением, которое с 10% точностью аппроксимирует расчеты Чандрасекара [10]:

$$R_2 \approx 7.6 \cdot 10^8 \left( \frac{M_\odot}{M_2} \right)^{1/3} \text{ см}, \quad 0.2 \leq \frac{M_2}{M_\odot} \leq 0.75. \quad (4)$$

4. Пренебрегая собственным моментом вращения звезд, имеем выражение для момента вращения системы (для круговой орбиты)

$$I = M_1 M_2 \sqrt{\frac{G R_{12}}{M}}. \quad (5)$$

5. Скорость потери вращательного момента за счет гравитационного излучения определяется формулой [11]

$$\frac{\dot{I}}{I} = - \frac{32G^3}{5c^3 R_{12}^4} M M_1 M_2. \quad (6)$$

Подставив (4) в (3), найдем связь орбитального периода с массой карлика, заполняющего полость Роша:

$$P \approx 36 \frac{M_\odot}{M_2} \text{ с}, \quad M_2 \approx 0.6 M_\odot \text{ для } P = 60 \text{ с}. \quad (7)$$

Из соотношений (1), (4)—(6) следует уравнение эволюции системы под действием гравитационного излучения и перетекания вещества

$$\frac{\dot{m}_2}{m_2} = - D m_2^{1/3} m^{2/3} \frac{(1 - m_2/m)^2}{1 - \frac{5}{3} \frac{m_2}{m}}, \quad (8)$$

где

$$D = \frac{2^8 G^3 M_{\odot}^3}{5 \cdot 3^{13/3} (7 \cdot 6)^4 c^3 \cdot 10^{32}} \approx 1.3 \cdot 10^{-10}, \quad m_2 = \frac{M_2}{M_{\odot}}, \quad m = \frac{M}{M_{\odot}} = \text{const.} \quad (9)$$

При  $m_2 \ll m$  и граничном условии  $m_{2,0} = 0.6$  при  $t = 0$  ( $P_0 = 60$  с), решение уравнения (8) имеет вид

$$m_2 = 0.6 (1 + 7.3 \cdot 10^{-11} m^{2/3} t)^{-3/11},$$

$$M_2 \approx -4 \cdot 10^{-4} \frac{m^{2/3} (M_{\odot} / \text{год})}{(1 + 7.3 \cdot 10^{-11} m^{2/3} t)^{14/11}}, \quad (10)$$

$$P = 60 (1 + 6.3 \cdot 10^{-6} m^{2/3} t_d)^{3/11} \text{ с.}$$

Здесь  $t_d$  — время в днях. Наблюдательные данные по зависимости  $P(t)$  [6] удовлетворительно аппроксимируются (10) при  $m = 5$

$$P = 60 (1 + 1.8 \cdot 10^{-5} t_d)^{3/11}. \quad (11)$$

Используя (1), (10), можно выписать закон изменения расстояния между компаньонами со временем

$$R_{12} = 4 \cdot 10^9 (1 + 1.8 \cdot 10^{-5} t_d)^{2/11} \text{ см.} \quad (12)$$

Теоретическая кривая (11) вместе с наблюдательными точками приведена на рис. 1. Примерно 130 лет назад масса карлика была равна  $\sim 1 M_{\odot}$ , период равнялся  $\sim 36$  с, а расстояние между звездами  $\sim 3.6 \cdot 10^9$  см\*. Предположим, что к тому времени относится начало стадии перетекания и образование источника Геминга в современном виде. Как следует из (10), (11), в дальнейшем можно ожидать монотонного увеличения периода с падающей  $P$ , т. е. кривая  $P(t)$  является выпуклой. Это не согласуется с аппроксимацией, данной в [6]. Для проверки или опровержения теоретической зависимости (11) требуются дальнейшие наблюдения.

Отметим, что вывод о существовании черной дыры в системе Геминга получен в рамках данной модели чисто эмпирическим способом, на основе определения массы компаньонов по данным о  $P$  и  $\dot{P}$ . Физические особенности данной системы: отсутствие радиопульсара, отсутствие остатка сверхновой, необычайно слабое рентгеновское излучение для условий аккреции — также свидетельствуют против существования нейтронной звезды в данной системе.

3. Эволюционный сценарий образования и дальнейшая судьба Геминги. Образование вырожденного карлика в паре с релятивистским ком-

\* Экстраполируя формулу (4) и последующие до  $M = M_{\odot}$ , мы завышаем  $P_{\text{min}}$  менее, чем на 50%.

паньоном (нейтронной звездой или черной дырой) обсуждалось в работе [12]. Исходной считалась тесная пара с начальными массами звезд не выше  $\sim 11 M_{\odot}$  каждая. При этом рассматривались варианты образования белого карлика как раньше, так и позже релятивистского объекта.

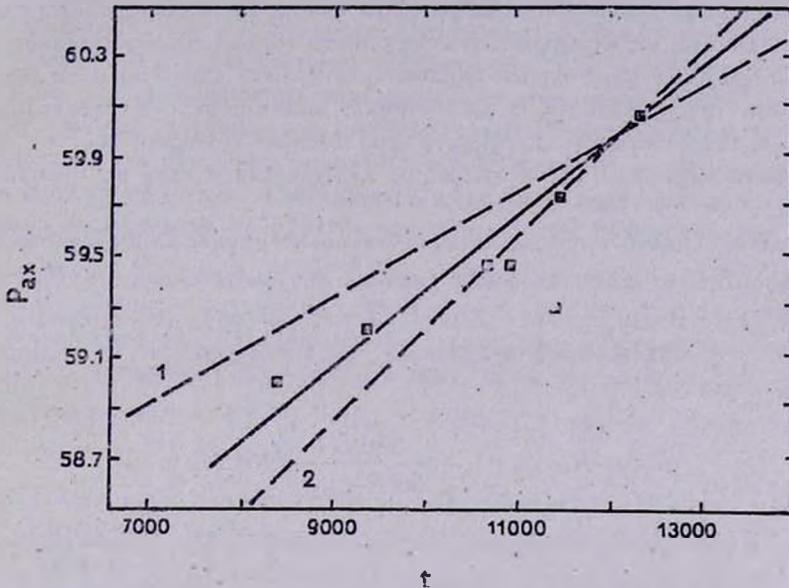


Рис. 1. Зависимость периода  $P$  (в секундах) от времени  $t$  (в днях); черные квадратики — экспериментальные данные [6]; сплошная линия — рассчитана по формуле (10) для  $M = 5 M_{\odot}$ ; штриховые линии — рассчитаны по той же формуле, 1 — для  $m = 3$ ; 2 — для  $m = 7$ . Все линии выходят из точки  $P = 60$  с при  $t = 12120$  дней.

На наш взгляд, вполне вероятным представляется образование такой системы в тесной паре звезд с близкими массами компаньонов, по  $\sim 10 M_{\odot}$ . В этом случае звезда большей массы немного обгонит свой компаньон в процессе эволюции и превратится в белый карлик, передав значительную долю массы компаньону. После увеличения массы, происшедшей на достаточно продвинутой стадии эволюции, компаньон быстро проэволюционирует до границы устойчивости и сколлапсирует, дав либо нейтронную звезду со сверхновой, либо черную дыру. Время эволюции после перетекания должно быть достаточно малым, чтобы белый карлик не успел существенно увеличить свою массу за счет аккреции и сколлапсировать к нейтронной звезде. Газовая оболочка, оставшаяся вокруг звезды после коллапса ядра, частично рассеется, а частично упадет на черную дыру в процессе аккреции, которая может быть очень эффективной ( $\dot{M} \approx \approx 10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$ ) за счет нейтронных потерь [13, 14].

Спектральные характеристики объекта в оптике известны плохо [5]. Ввиду отсутствия каких-либо следов газового компонента и радиоизлучения, можно предположить, что система является достаточно старой  $\approx 10^8$  лет.

Так как в современном состоянии система может существовать очень короткое время (несколько сот лет), то ему должна была предшествовать длительная стадия эволюции за счет одного только гравитационного излучения. На второй стадии белый карлик не заполнял своей полости Роша, перетекание отсутствовало и  $\gamma$ -источника, видимо, не существовало. Был только слабый оптический и ультрафиолетовый источник за счет остывания белого карлика [15] и аккреции межзвездного газа на черную дыру [16, 17].

Будем считать массы компаньонов после образования белого карлика, черной дыры и исчезновения газовой оболочки равными  $M_2 = 1 M_{\odot}$ ,  $M_1 = 4 M_{\odot}$ . В отсутствие обмена массой из (5), (6) получаем закон сближения компаньонов в результате гравитационного излучения (для круговых орбит)

$$R_{12} = R_{12, \min} \left( 1 - \frac{256 G^3}{5c^5 R_{12, \min}^4} M M_1 M_2 t \right)^{1/4} =$$

$$= 3.6 \cdot 10^9 (1 - 3 \cdot 10^{-11} m m_1 m_2 t)^{1/4}, \quad t < 0, \quad \text{для } R_{12, \min} = 3.6 \cdot 10^9 \text{ см.} \quad (13)$$

Если система образовалась  $\leq 10^{17}$  с тому назад, то ее начальный радиус  $R_{12}^{(0)}$  и начальный период  $P^{(0)}$ , согласно (2), равнялись

$$R_{12}^{(0)} \leq 1.5 \cdot 10^{11} (m m_1 m_2)^{1/4} \text{ см,} \quad (14)$$

$$P^{(0)} \leq P_{\min} \left( \frac{R_{12}^{(0)}}{R_{12, \min}} \right)^{3/2} \approx 2.7 (m m_1 m_2)^{3/8} \text{ часа для } P_{\min} = 36 \text{ с.}$$

Таким образом, под действием гравитационного излучения тесные пары с периодом  $P \leq (2 \div 10)$  часов, состоящие из вырожденных и релятивистских звезд, сближаются и в результате наступит стадия активности, проявления которой зависят от свойств компаньонов. Предполагается, что Геминга находится на такой фазе активности, порождаемой парой вырожденный карлик + черная дыра. Другие, гораздо более кратковременные и бурные проявления активности, исследованные в работах [18, 19], возможны после сближения пары нейтронная звезда + нейтронная звезда или нейтронная звезда + черная дыра. Такая судьба должна ожидать первый двойной радиопульсар с периодом 7.75 часа через  $\sim 10^9$  лет (см. [20, 21]). Если считать, что система образовалась  $\sim 1500$  лет назад и наблюдаемая историческая вспышка связана с образованием черной дыры в

этой системе, то к моменту коллапса и образования тесной системы в современном составе параметры ее были бы согласно (13), (14) следующими:

$$R_{12}^{(1)} = 8.3 \cdot 10^9 \text{ см}, \quad P^{(1)} \simeq 2.1 \text{ мин.} \quad (15)$$

Образование столь тесной системы может быть связано с торможением вырожденного карлика в оболочке компаньона. В этом случае наблюдаемая вспышка могла быть вызвана нагревом оболочки мощным нейтринным импульсом, сопровождающим образование черной дыры [22].

Перетекание вещества с белого карлика на черную звезду будет продолжаться до тех пор, пока зависимость  $R(M)$  из (4) не нарушится из-за неидеальности вещества, и образуется планета. Ввиду быстрого замедления темпа перетекания по (10), время уменьшения массы карлика, например, до массы Юпитера  $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ , очень велико,  $\sim 3 \cdot 10^{12}$  лет, при этом радиус орбиты спутника достигнет  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  см, а орбитальный период станет ранним  $\sim 11$  часов. За характерное космологическое время  $\sim 3 \cdot 10^{17}$  с, согласно (10)—(12), период вырастет до  $\sim 2.2$  часа, масса карлика упадет до  $\sim 4.5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ , а радиус орбиты станет равным  $\sim 10^{11}$  см.

4. О механизме излучения и физических условиях в аккреционном диске. Оценка для современного темпа перетекания (10) столь велика  $\dot{M}_2 \approx -10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$ , что наличие тонкого стационарного диска с турбулентной вязкостью заведомо исключается, так как критическая светимость достигается уже при  $\dot{M} \approx 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ . В данной модели аккреционный диск должен быть ламинарным, толстым и нестационарным. Почти весь приток массы от вырожденного карлика должен оседать в диске, так как для поддержания светимости Геминги  $\sim L_{\odot}$  при аккреции на черную дыру достаточно  $\sim 5 \cdot 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ . Наличие толстого диска вокруг черной дыры, видимо, определяет необычные свойства Геминги. Если в вещество диска вморожено магнитное поле, то при вращении генерируется электрическое поле, ускоряющее заряженные частицы до релятивистских энергий в канале толстого диска, аналогично механизмам, предлагавшимся для ядер галактик [23]. Взаимодействие релятивистских частиц в потоке приводит к рождению  $\pi^0$ -мезонов, распады которых дают наблюдаемое  $\gamma$ -излучение. Отметим, что взаимодействие потока релятивистских частиц с поверхностью карлика или толстого диска должно, в основном, приводить к нагреву и генерации рентгеновского излучения. Таким образом, видимо, формируется наблюдаемое рентгеновское излучение от Геминги. При этом лишь небольшая доля потока релятивистских частиц,  $\sim 10^{-3}$ , ударяется о поверхность карлика и диска, что может

объяснить наблюдаемое соотношение  $L_\gamma/L_X$ . Периодические изменения блеска можно объяснить затмениями. В этом случае аналогичных периодических изменений можно ожидать и в оптике, вместе с периодическими изменениями доплеровских смещений возможных линий от карлика с амплитудой  $\sim 4200 \text{ км/с} \cdot \sin i$ ,  $i$  — угол между нормалью к плоскости орбиты и лучом зрения (неизвестен).

Поведение и условия существования толстого ламинарного аккреционного диска теоретически слабо изучены. Не исключено, что под влиянием каких-либо факторов (темп перетекания, близость к стационару и др.) в нем может развиться турбулентность. Тогда можно будет ожидать увеличения светимости Геминги на  $\sim 5$  порядков. При этом возможно, что  $L_X$  станет  $\geq L_\gamma$ . Оценка частоты и продолжительности таких вспышек в настоящее время не представляется возможной. При расходе массы  $\sim 5 \cdot 10^{-11} M_\odot/\text{год}$  время существования  $\gamma$ -источника может быть очень большим,  $\sim 10^{10}$  лет. В то же время, если рентгеновское излучение связано с нагревом поверхности диска и карлика потоком релятивистских частиц, то на стадии гравитационного излучения и перетекания телесный угол, под которым карлик обращен к потоку, не меняется в силу соотношения (1). Можно предположить, что точечные неотожествленные источники, открытые на Cos B и SAS 2 [24], являются объектами той же природы, что и Геминга. В этом случае рентгеновский поток от них также может быть очень малым, с  $L_\gamma/L_X \sim 10^3$ . Наблюдаемость Геминги в рентгене и в оптике связана, вероятно, с ее близостью к Солнцу.

5. Подобные объекты. Гравитационное излучение. Если предположить, что точечные неотожествленные  $\gamma$ -источники относятся к объектам типа Геминги, то легко подсчитать полное число таких объектов в Галактике. Оно равно 21 [24]. Поток от самого слабого из них составляет  $\sim 1/5$  от потока Геминги, что при той же светимости соответствует расстоянию  $\sim 220$  пс. Таким образом, примерно 20 таких объектов находится в объеме  $4.5 \cdot 10^7 \text{ пс}^3$ . Тогда плотность таких объектов  $\sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ пс}^{-3}$ , а полное число объектов в галактическом диске толщины 300 пс  $\sim 4 \cdot 10^5$ . Так как время существования такого источника должно быть очень большим, то за все время существования галактики можно ожидать образования  $10^6$  таких систем, что соответствует темпу их рождения  $\dot{N}_\gamma \sim 10^{-4}/\text{год}$  на Галактику. Это примерно соответствует темпу рождения в Галактике рентгеновских источников в тесных двойных системах, число которых  $N_X \approx 50$ , время жизни  $\tau_X = 10^5$  лет, а темп рождения  $\dot{N}_X \sim N_X/\tau_X \approx 5 \cdot 10^{-4}/\text{год}$  на Галактику [25]. Естественно ожидать, что другие то-

чечные галактические источники того же типа в Галактике будут периодическими, с  $1 \text{ мин} < P \lesssim 3 \text{ часа}$ .

Интересно, что в рамках данной модели Геминга должна быть очень ярким стационарным источником гравитационного излучения на частоте  $\sim 0.033 \text{ Гц}$ . Используя формулу мощности гравитационного излучения [11], получим:

$$L_G = \frac{32}{5} \frac{G^4}{c^5} \frac{M_1^2 M_2^2 M}{R_{12}^5} \simeq 6 \cdot 10^{39} (1 + 1.8 \cdot 10^{-5} t_d)^{-10/11}$$

для параметров Геминги (10)—(12). Время  $t_d$  в днях отсчитывается от настоящего момента. Для расстояния 100 пс оценка потока энергии гравитационных волн от Геминги в настоящее время на Земле есть:

$$F_G \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2/\text{с}.$$

Этот поток энергии примерно на 7 порядков больше, чем от любого другого рассматриваемого до сих пор стационарного источника гравитационных волн [26].

Выражаю благодарность Дж. Беньями, привлечшему мое внимание к проблеме Геминги, а также В. Б. Брагинскому и В. И. Слышу за полезное обсуждение.

Институт космических исследований  
АН СССР

## A MODEL OF THE OBJECT GEMINGA: DEGENERATE DWARF ROTATING AROUND BLACK HOLE

G. S. BISNOVATY-KOGAN

The periodical flux variations of the object Geminga in  $\gamma$  and X-ray regions are interpreted as orbital rotation of the degenerate dwarf with  $M_2 = 0.6 M_\odot$  around the black hole with the total mass of the system  $M \simeq 5 M_\odot$ . The dwarf is supposed to fill the Roche lobe. Its orbital period coincides with the observed  $P \approx 1 \text{ min}$  and the gravitational radiation together with the mass transfer explain the increase of the period. It is supposed that the other unidentified point-like galactic  $\gamma$ -ray sources belong to the same class of objects. The energy flux of gravitational waves from Geminga on the Earth is  $\sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ ergs/cm}^2/\text{s}$  for the distance  $\sim 100 \text{ pc}$ , which is on the margin of modern observational possibilities.

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen, D. J. Thompson, G. F. Bignami, H. Ogelman, M. E. Ozel, T. Tumer, *Ap. J.*, 198, 163, 1975.
2. D. J. Thompson, C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen, R. C. Laub, *Ap. J.*, 213, 252, 1977.
3. B. N. Swaneuburg et al. (Caravane Collaboration), *Ap. J. Let.*, 243, L69, 1981.
4. G. F. Bignami, P. A. Caraveo, R. C. Lamb, *Ap. J. Let.*, 272, L9, 1983.
5. P. A. Caraveo, G. F. Bignami, L. Vigroux, J. A. Paul, *Ap. J. Let.*, 276, L45, 1984.
6. G. F. Bignami, P. A. Caraveo, J. A. Paul, *Nature* 1984 (in press).
7. B. Paczynski, *Acta Astronomica*, 31, 1, 1981.
8. I. Iben, A. V. Tutukov, Preprint IAP 83—34, Univ. Illinois Urbana, 1983.
9. L. Maraschi, A. Treves, *Astron. Astrophys.*, 61, L11, 1977.
10. С. Чандрасекар, Введение в учение о стронии звезд, ИЛ, М., 1950.
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1967.
12. А. В. Тугуков, Л. Р. Юнгельсон, Научные информации Астрономического совета АН СССР, 41, 3, 1978.
13. Я. Б. Зельдович, Л. Н. Иванова, Д. К. Надежин, *Астрон. ж.*, 49, 253, 1972.
14. Г. С. Бисноватый-Коган, С. А. Ламзин, *Астрон. ж.*, 61, 323, 1984.
15. М. Шварцшильд, Стренине и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.
16. Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Рузмайкин, *Astrophys. Space Sci.*, 28, 31, 1974.
17. Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Рузмайкин, *Astrophys. Space Sci.*, 42, 375, 1976.
18. J. P. A. Clark, D. M. Eardley, *Ap. J.*, 215, 311, 1977.
19. J. M. Lattimer, D. N. Schramm, *Ap. J.*, 210, 549, 1976.
20. R. Wagoner, *Ap. J. Let.*, 196, L63, 1975.
21. L. L. Smarr, R. Blandford, *Ap. J.*, 207, 574, 1976.
22. G. S. Bismovaty-Kogan, V. S. Imshennik, D. K. Nadjozhin, V. M. Chechetkin, *Astrophys. Space Sci.*, 35, 22, 1975.
23. M. Rees, in "Origin of Cosmic Rays", Proc. Symp. Bologna, June 11—14, 1980, Reidel, Dordrecht, 1981, p. 139.
24. G. F. Bignami, W. Hermsen, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 1983.
25. S. Rappaport, E. P. J. Van den Heuvel, Proc. IAU Symp. N 98 on Be Stars, Munich, GFR., 1981.
26. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.

УДК: 530.145.6

## ВЕРОЯТНОСТЬ РАССЕЯНИЯ ФОТОНА НА ЭЛЕКТРОНАХ. СЛУЧАЙ ХАОТИЧЕСКИ ДВИЖУЩИХСЯ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Г. А. АРУТЮНЯН, В. А. ДЖРБАШЯН

Поступила 25 сентября 1984

Принята к печати 10 октября 1984

При достаточно общих предположениях относительно физики и геометрии задачи исследуется вопрос о нахождении вероятности рассеяния фотона совокупностью свободных электронов. Для хаотически движущихся моноэнергетических электронов получена формула, описывающая данную вероятность, рассчитанную в единицу времени. В классическом пределе малоэнергетических электронов эта формула переходит в известное выражение.

1. *Введение.* В астрофизике часто рассматриваются задачи многократного рассеяния излучения на свободных электронах. Поэтому существует достаточно большое количество работ, посвященных подробному обсуждению проблемы спределения и вычисления закона перераспределения энергии и направления падающего фотона вследствие элементарного акта рассеяния. Подобная задача впервые была рассмотрена Дираком [1] для одного частного случая. Первой работой, в которой задача рассмотрена в общей постановке, по-видимому, можно считать статью Помранинга [2], где искомый закон задается с помощью трехкратного интеграла. Арутюнян [3], а также Агаронян и Атоян [4] для искомой величины нашли более простые выражения, не прибегая при этом ни к каким упрощающим предположениям относительно физики и геометрии задачи. Однако недавно в печати появилась работа [5], которая ставит под сомнение все результаты, полученные в данной области до настоящего времени.

Целью настоящей работы является последовательное исследование и четкое определение искомого закона на основе квантовой электродинамики. Отметим, что для различных практических целей эта величина применяется по-разному, и в каждом конкретном случае необходимо использовать соответствующую данной задаче форму закона. С этой точки зрения единственным недостатком большинства процитированных в [5] работ

является не очень четкое определение искомой величины. Здесь же мы укажем и на математическую некорректность, которая была допущена в упомянутой работе и ввела автора в досадное заблуждение.

2. Вероятность рассеяния фотона на электронах с данной плотностью. Рассмотрим взаимодействие двух потоков, состоящих из электронов и фотонов, общее число которых в объеме  $V$  соответственно равно  $N_e(\vec{p}_1)$  и  $N_\phi(\vec{k}_1)$ . Число фотонов, рассеянных в единицу времени на свободных электронах, согласно [6], равно произведению числа рассеивающих электронов  $N_e(\vec{p}_1)$ , плотности потока падающих фотонов  $N_\phi(\vec{k}_1) c/V$  (равной числу фотонов, падающих в единицу времени на единицу площади, перпендикулярной направлению движения фотонов) и эффективного сечения рассеяния  $d\sigma$ :

$$dN_\phi(\vec{k}_2) = \frac{N_e(\vec{p}_1) N_\phi(\vec{k}_1) c}{V} d\sigma. \quad (1)$$

Здесь (и далее) индексами 1 и 2 обозначены величины соответственно до и после рассеяния. Из соотношения (1) непосредственно следует, что вероятность рассеяния одного фотона можно определить следующим образом:

$$dW = \frac{dN_\phi}{N_\phi} = \frac{N_e(\vec{p}_1) c}{V} d\sigma = n(\vec{p}_1) c d\sigma, \quad (2)$$

где  $n(\vec{p}_1) = N_e(\vec{p}_1)/V$  — плотность электронов. Эффективное сечение фотон-электронного взаимодействия  $d\sigma$ , фигурирующее в соотношениях (1)—(2), в случае неполяризованных электронов и фотонов дается выражением [7]\*

$$d\sigma = \frac{c^3}{h^2} \frac{e^4}{4v_1v_2} \frac{U_0}{2E_1E_2} \frac{d\vec{p}_2 d\vec{k}_2}{(2\pi)^2} \delta(\vec{p}_1 + \vec{k}_1 - \vec{p}_2 - \vec{k}_2) \delta(E_1 + hv_1 - E_2 - hv_2), \quad (3)$$

где  $\delta$  — дельта-функция Дирака, а величина  $U_0$  может быть представлена в виде [3]

\* Отношение плотности потока к числу фотонов в объеме  $V$ , входящее в выражение для эффективного сечения в соотношении (3), принято равным  $c/V$ , а в монографии [7] этой величине приписано значение  $\frac{c}{V} \left(1 - \frac{v_1}{c} \cos \theta_1\right)$ .

$$U_0 = 1 - \frac{h\nu_2}{y_1 E_1} (1 - \cos \theta) + \left[ 1 - \frac{h\nu_2}{y_1 E_1} (1 - \cos \theta) \right]^{-1} - 2 \frac{1 - \cos \theta}{\gamma^2 y_1 y_2} + \left( \frac{1 - \cos \theta}{\gamma^2 y_1 y_2} \right)^2. \quad (4)$$

В приведенных формулах нами использованы следующие обозначения:

$$y_{1,2} = 1 - \beta \cos \theta_{1,2}; \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}; \quad \beta = v_1/c = |p_1|c/E_1,$$

где  $\vec{p}_{1,2}$ ,  $E_{1,2}$  — импульс и энергия начального и конечного электронов,  $\vec{k}_{1,2}$  и  $\nu_{1,2}$  — импульс и частота начального и конечного фотонов,  $\theta_{1,2}$  — угол между направлением движения начального электрона и направлением движения начального и конечного фотонов,  $\theta = \arccos(\vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2)$  — угол рассеяния фотона.

Плотность электронов, фигурирующая в выражении (2), может быть представлена в виде

$$n(\vec{p}_1) = n f(\vec{p}_1) d\vec{p}_1, \quad (5)$$

где  $n$  — полное число электронов в единичном объеме,  $f(\vec{p}_1)$  — функция распределения электронов по импульсам, удовлетворяющая следующему условию нормировки:  $\int f(\vec{p}_1) d\vec{p}_1 = 1$ . Наиболее часто на практике рассматриваются следующие законы распределения электронов:

а) Мононаправленные моноэнергетические электроны:

$$f(\vec{p}_1) = \delta(\vec{p}_1 - \vec{p}_0). \quad (6)$$

б) Электроны с одинаковой энергией и равновероятными направлениями движения:

$$f(\vec{p}_1) = \frac{\delta(p_1 - p)}{4\pi p^2}. \quad (7)$$

в) Максвелловское распределение по импульсам:

$$f(\vec{p}_1) = \frac{\alpha}{4\pi m_e^3 c^3 K_2(\alpha)} \exp[-\alpha \sqrt{1 + (p_1/m_e c)^2}], \quad (8)$$

где  $\alpha = m_e c^2/kT_e$ , а  $K_2(x)$  — модифицированная функция Бесселя 2-го порядка (см., например, [2-3, 8]).

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением случая (б). Поскольку в литературе [7] имеется выражение для интегрированного по  $p_2$  сечения  $d\sigma$ , то результат для случая (а) непосредственно следует из правой части соотношения (2). Переход от случая (б) к случаю (в) совершается с помощью интегрирования по абсолютным значениям импульсов согласно закону распределения (8).

3. *Случай хаотически движущихся электронов.* Пусть теперь рассматривается совокупность электронов, центр тяжести которой покоится в интересующей нас лабораторной системе. Данная совокупность характеризуется плотностью  $n$  и распределением (7). Тогда на основе формул (2), (3) и (7) для вероятности рассеяния фотона мы можем написать

$$dW = nr_0^2 c \frac{(m_e c^2)^2}{2EE_2} \frac{v_2}{v_1} U_0 \frac{\sin \theta_1 d\theta_1 d\varphi_1}{4\pi} d(h\nu_2) \sin \theta d\theta d\varphi \times \\ \times \delta(E + h\nu_1 - E_2 - h\nu_2), \quad (9)$$

где уже совершено интегрирование по  $p_1$  и  $p_3$ , а  $r_0 = e^2/(4\pi m_e c^2)$  — классический радиус электрона и  $E = (m_e^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2}$ . В силу того, что в рассматриваемой задаче единственным фиксированным направлением является направление движения первоначального фотона, оно выбрано в качестве полярной оси для используемой системы отсчета.

При интегрировании по направлениям движений первоначальных электронов должна быть учтена зависимость угла  $\theta_2$  от величин  $\theta_1$ ,  $\theta$  и  $(\varphi_1 - \varphi)$ :

$$\widehat{\widehat{p_1 k_2}} = \cos \theta_2 = \cos \theta_1 \cos \theta + \sin \theta_1 \sin \theta \cos(\varphi_1 - \varphi). \quad (10)$$

Учитывая также, что  $E_2 = c[m_e^2 c^2 + (\vec{p}_1 + \vec{k}_1 - \vec{k}_2)^2]^{1/2}$ , в (9) можно произвести интегрирование по  $\varphi_1$ . Не останавливаясь на деталях, приведем лишь окончательный результат, который получается после интегрирования вероятности  $dW$  по  $\varphi_1$  и  $\theta_1$ :

$$dW = nr_0^2 c dx_2 \sin \theta d\theta dz \frac{1}{4\sqrt{\gamma^2 - 1}} \frac{x_2}{x_1} \left\{ \frac{2}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2 - 2x_1 x_2 \cos \theta}} + \right. \\ \left. + \left[ 1 - \frac{1}{x_1 x_2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} - \frac{1}{2 \left( x_1 x_2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)^2} \right] (Z_2 - Z_1) + \right.$$

$$+ \frac{1}{\left(2x_1x_2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)^2} \left[ (\gamma(x_1 + x_2) - x_2^2 + x_1x_2 \cos \theta) Z_2^3 + \right. \\ \left. + (\gamma(x_1 + x_2) + x_1^2 - x_1x_2 \cos \theta) Z_1^3 \right], \quad (11)$$

где  $x_{1,2} = h\nu_{1,2}/m_e c^2$ , а  $x_2 \in [x_-, x_+]$ . Если же энергия фотона после рассеяния  $x_2$  не принадлежит данному отрезку, вероятность  $dW$  равна нулю. Границы отрезка  $[x_-, x_+]$  определяются следующим соотношением [3]:

$$x_{\pm} = x_1 \frac{1 + 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} (\gamma^2 - 1 + \gamma x_1 \pm Z_1^{-1} \sqrt{\gamma^2 - 1})}{1 + 4x_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \left( \gamma + x_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)}. \quad (12)$$

Остается добавить, что величины  $Z_{1,2}$ , фигурирующие в соотношениях (11) и (12), даются выражением

$$Z_{1,2} = \left[ \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} + (\gamma \pm x_{1,2})^2 \right]^{-1/2}. \quad (13)$$

Формула (11) дает искомую вероятность и с точностью до множителя  $\frac{8\pi}{3} r_0^2 l c$  совпадает с результатом, полученным в работе [3] для относительной вероятности (см. также [9]). На роли этого множителя более подробно мы остановимся в следующей работе, посвященной рассматриваемой проблеме. Отметим, что понятие «дифференциальный спектр», рассматриваемое в [4], на основе выражения (11) следует понимать как вероятность рассеяния фотона в единицу времени на электронах с единичной средней плотностью.

С помощью выражения (11) легко можно получить формулу для описания частного случая рассеяния низкочастотного, скажем, оптического излучения, рассмотренного в работе [8]. Для этого разложим в степенные ряды величины  $Z_{1,2}$  соответственно, вокруг точек  $x_{1,2} = 0$ . Тогда, сохранив лишь первый исчезающий член, будем иметь

$$dW_{x_{1,2} \rightarrow 0} = nr_0^2 c dx_2 \sin \theta d\theta d\varphi \frac{1}{4\gamma \sqrt{\gamma^2 - 1}} \frac{x_2}{x_1} \left\{ \frac{2}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2 - 2x_1x_2 \cos \theta}} + \right. \\ \left. + \frac{\gamma(x_1 + x_2)}{x_1x_2} \left[ Y_{1,3} + \frac{1}{8x_1x_2} (3(x_1^2 + x_2^2) Y_{1,5} - \right. \right.$$

$$- 5\gamma^2(x_1 + x_2)^2 Y_{3,7} - \frac{3}{4}(Y_{1,5} - 2Y_{3,5}) \Big] \Big], \quad (14)$$

где  $Y_{k,n} = \sin k \frac{\theta}{2} \left[ 1 + (\gamma^2 - 1) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-\frac{n}{2}}$ . Естественно, что соответствующим образом преобразуется также формула (12). Нетрудно видеть, что первый член правой части (14) с точностью до множителя  $n_0^2 c$  совпадает с результатом, полученным в [8]. Отсутствие остальных членов является следствием оговоренного в этой работе приближения. Следовательно, результаты, полученные в [8], несомненно верны в рамках приближений, указанных в этой работе.

Что же касается результатов, полученных в [5] и качественно отличающихся от всех результатов, известных до настоящего времени, то они являются прямым следствием досадной ошибки. Дело в том, что знаменатель второго из соотношений (5) работы [5] через величину  $D_f$  (у нас обозначена  $y_2$ ) зависит от угла рассеяния  $\theta$ . Эта зависимость дается с помощью известной формулы сферической тригонометрии, которая в настоящей работе числится под номером (10). Не обращая на это внимания, автор продифференцировал по  $\theta$  лишь числитель упомянутого выражения, вследствие чего получил заведомо неправильную формулу преобразования телесного угла и с ее помощью — все остальные результаты.

4. *Случай медленных электронов.* Вкратце остановимся также на исследовании полученной функции в случае медленных электронов. Для этого заметим, что при малых значениях кинетической энергии электронов интервал изменения энергии конечных фотонов, определяемый соотношением (12), уменьшается и в предельном случае свортывается в точку

$$\lim_{\gamma \rightarrow 1} x_{\pm} = \frac{x_1}{1 + 2x_1 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \equiv x_2. \quad (15)$$

Выражение (15) представляет собой хорошо известную из классической физики формулу Комптона.

На основе (15) мы можем в соотношении (11) совершить замену

$$dx_2 \rightarrow \Delta x = x_+ - x_- = \frac{4 x_1 Z_1^{-1} \sqrt{\gamma^2 - 1} \sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + 4x_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \left( \gamma + x_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)} \quad (16)$$

и перейти к предельному случаю. Для этого заметим, что из (15) и (16) непосредственно можно получить

$$\lim_{\gamma \rightarrow 1} \frac{\Delta x}{2\gamma \sqrt{\gamma^2 - 1}} = \lim_{\gamma \rightarrow 1} \frac{2x_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} Z_1^{-1}}{1 + 4x_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} \left( \gamma + x_2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)} =$$

$$= \lim_{\gamma \rightarrow 1} Z_1^{-1} \frac{x_2}{x_1} \left( 1 - \frac{x_2}{x_1} \right). \quad (17)$$

Подставляя выражение (17) в соотношение (11), мы находим

$$\lim_{\gamma \rightarrow 1} dW = nc \frac{r_0^2}{2} \sin \theta d\theta d\varphi \left( \frac{x_2}{x_1} \right)^2 \lim_{\gamma \rightarrow 1} Z_1^{-1} \left( 1 - \frac{x_2}{x_1} \right) \Psi_0. \quad (18)$$

где через  $\Psi_0$  обозначено выражение, заключенное в фигурные скобки в (11).

Далее, учитывая, что

$$\lim_{\gamma \rightarrow 1} \left( 1 - \frac{x_2}{x_1} \right) \frac{1}{\sqrt{x_1^2 + x_2^2 - 2x_1x_2 \cos \theta}} = \frac{x_2}{x_1} \lim_{\gamma \rightarrow 1} Z_2 = \lim_{\gamma \rightarrow 1} Z_1, \quad (19)$$

после некоторых преобразований из (18) получаем результат, аналогичный формуле (2):

$$dW_{\beta=0} = ncd\sigma_{KH}, \quad (20)$$

где  $d\sigma_{KH}$ , как и следовало ожидать, задается хорошо известной формулой Клейна—Нишины.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения, а также академику АН Арм.ССР Г. М. Гарябяну за проявленный интерес к работе.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## PROBABILITY OF PHOTON SCATTERING BY ELECTRONS. A CASE OF CHAOTICALLY MOVING MONOENERGETIC ELECTRONS

H. A. HARUTYUNIAN, V. A. DJRBASHIAN

The question of finding the probability of photon scattering by free electron ensemble is investigated for cases of rather general assumptions concerning the physics and geometry of the problem. A formula describing the given probability calculated for unit time is received in the case of chaotically moving monoenergetic electrons. It has

been shown that for the classical limit of low-energy electrons this formula turns into a known expression.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. M. Dtrac, M. N. RAS, 85, 825, 1925.
2. G. C. Pomraning, JQSRT, 12, 1047, 1972.
3. Г. А. Арутюнян, Некогерентное рассеяние при общих законах перераспределения излучения по частотам, Диссертация, Ереван, 1981.
4. F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, Astrophys. Space Sci., 79, 321, 1981.
5. Г. Т. Тер-Казарян, ДАН СССР, 278, 106, 1984.
6. Л. Шифф, Квантовая механика, ИЛ, М., 1959.
7. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1969.
8. Г. А. Арутюнян, А. Г. Никогосян, ДАН СССР, 255, 86, 1980.
9. Г. А. Арутюнян, А. Г. Никогосян, Труды симпозиума «Принцип инвариантности и его приложения» (в печати).

УДК 52—852—6

СТАНДАРТНАЯ ЗАДАЧА ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ  
В ДВИЖУЩИХСЯ АТМОСФЕРАХ

В. М. СЕРБИН

Поступила 25 июля 1984

Принята к печати 20 ноября 1984

При стандартных для теории образования линий предположениях (плоскопараллельная изотермическая атмосфера, двухуровневый атом, полное перераспределение по частотам в локальной системе отсчета) и доплеровском коэффициенте поглощения в линии численно точно (с погрешностью  $\sim 1\%$ ) из основного интегрального уравнения для функции источников в линии (ФИ) найдены ФИ, а также профили выходящего излучения для случая, когда атмосфера расширяется с малым постоянным по глубине градиентом скорости. Рассматриваются как полубесконечные атмосферы, так и атмосферы конечной оптической толщины. Результаты численных расчетов сопоставляются с аналитическими результатами. Показано, что для атмосфер, в пределах которых разность скоростей расширения превышает тепловую скорость движения атомов в несколько раз, профили линий излучения на верхней и на нижней границах существенно различны, несмотря на симметрию ФИ относительно середины слоя. Для ФИ предложена простая аппроксимация. Показано, что при любых значениях параметров, входящих в задачу, приближенная ФИ отличается от точной не более, чем вдвое. Для полубесконечных же атмосфер погрешность  $\approx 25\%$ .

1. *Введение.* В ряде астрофизических объектов, таких, как квазары, молекулярные облака межзвездного газа, оболочки некоторых звезд дифференциальные макроскопические движения сильно влияют на формирование линий. Наличие градиента скорости приводит к тому, что удаленные объемы либо перестают радиационно взаимодействовать между собой, либо, наоборот, их взаимодействие усиливается, в зависимости от того, каков градиент скорости.

В случае больших градиентов задача об определении поля излучения в линии упрощается и становится алгебраической (так называемое приближение Соболева [1], см. также [2]). В данной работе рассматривается противоположный случай, когда вещество движется с малым градиентом скорости. При этом делаются стандартные для теории образования линий предположения. Атмосфера считается плоскопараллельной и состоящей из

атомов, имеющих два связанных состояния. Предполагается, что при рассеянии происходит полное перераспределение по частотам в локальной системе отсчета. Далее, считается, что градиент скорости направлен по нормали к слоям и не зависит от глубины. Задача об определении поля излучения в линии сводится к нахождению функции источников в линии (ФИ), пропорциональной степени возбуждения атомов.

Для ФИ этой задачи В. В. Соболевым еще в 50-е годы [3] получено линейное интегральное уравнение и предложен простой способ его приближенного решения, применимый для достаточно глубоких слоев атмосферы. Для случаев бесконечной и полубесконечной атмосфер это интегральное уравнение аналитически исследовано С. И. Грачевым [4, 5]. В работах [6—8] из интегро-дифференциального уравнения переноса излучения численно найдены ФИ для движущихся атмосфер конечной оптической толщины и рассчитаны профили линий, образующихся в таких атмосферах. В [8] рассматривался и случай полубесконечной атмосферы, малая часть которой расширяется с постоянным градиентом скорости, а остальная часть покоится. Однако ФИ для полубесконечных атмосфер, расширяющихся с постоянным на всех глубинах градиентом скорости, вообще не рассчитывалась, для атмосфер же конечной оптической толщины практически не изучена зависимость ФИ от параметров задачи.

В настоящей работе предпринята попытка изучить задачу о формировании линий в движущихся атмосферах столь же детально, как это было сделано ранее для неподвижных атмосфер (см., например, [9—11]). С этой целью путем прямого численного решения интегрального уравнения для ФИ рассчитаны ФИ и профили выходящего излучения для полубесконечных атмосфер и для атмосфер конечной оптической толщины. Результаты расчетов сравниваются с аналитическими результатами. Подробно обсуждается зависимость решения от параметров задачи. Предлагается простой приближенный способ нахождения ФИ, применимый при любых значениях параметров, входящих в задачу, и при достаточно малом градиенте скорости. Показано, что ошибки в ФИ при использовании этого приближения не превосходят множителя 2.

2. Основные уравнения. Уравнение переноса излучения в частотах линии, записанное в системе отсчета наблюдателя, для плоской атмосферы, состоящей из двухуровневных атомов и расширяющейся с постоянным градиентом скорости  $\gamma = \frac{dv}{dt}$ , имеет вид (см., например, [2], § 14.1)

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, x)}{d\tau} = \alpha(x + \mu\gamma\tau) [I(\tau, \mu, x) - S(\tau)]. \quad (1)$$

Здесь  $I(\tau, \mu, x)$  — интенсивность излучения,  $\tau$  — оптическая глубина в

центре линии для неподвижной атмосферы,  $\mu$  — косинус угла между направлением распространения излучения и внешней нормалью к границе  $z = 0$ ,  $x$  — безразмерная частота, отсчитываемая от центра линии в доплеровских ширинах,  $z(x)$  — профиль коэффициента поглощения в линии ( $z(0) = 1$ ,  $A \int_{-\infty}^{\infty} z(x) dx = 1$ ),  $S(\tau)$  — функция источников в ли-

нии,  $v(\tau) = \gamma\tau$  — скорость расширения, измеряемая в единицах средней тепловой скорости движения атомов. Если при рассеянии происходит полное перераспределение по частотам в локально неподвижной относительно вещества системе отсчета, то

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} A \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-1}^1 I(\tau, \mu, x) z(x + \mu\gamma\tau) d\mu + S^*(\tau), \quad (2)$$

где  $\lambda$  — вероятность выживания фотона при рассеянии,  $S^*(\tau)$  описывает распределение первичных источников возбуждения. Профиль  $z(x)$  и параметр  $\lambda$  считаются постоянными в атмосфере, а функция  $S^*(\tau)$  — заданной.

Пользуясь граничными условиями, выражающими отсутствие падающего извне излучения ( $I(0, -\mu, x) = 0$ ,  $I(\tau_0, \mu, x) = 0$ ;  $\mu > 0$ ;  $\tau_0$  — оптическая толщина неподвижной атмосферы,  $\tau_0 \in ]0, \infty[$ ), и подставляя формальное решение уравнения переноса (1) в (2), получим интегральное уравнение для ФИ

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K_1(\tau - \tau') S(\tau') d\tau' + S^*(\tau). \quad (3)$$

Нормировка ядра  $K_1(\tau)$  следующая:

$$\int_0^{\infty} K_1(\tau) d\tau = 1 - \beta. \quad (4)$$

Явный вид ядерной функции  $K_1(\tau)$  и выражение для  $\beta$  будут приведены ниже. Введем еще вторую ядерную функцию

$$K_2(\tau) \equiv \int_{\tau}^{\infty} K_1(t) dt \quad (5)$$

и перенормируем ядро  $K_1(\tau)$ . Обозначим  $\tilde{\lambda} = \lambda K_2(0)$ ;  $\tilde{K}_i(\tau) = K_i(\tau)/K_2(0)$ ,  $i = 1, 2$ . Тогда ФИ удовлетворяет уравнению, совпадающему по форме с (3), но с нормированным на 1 на  $[0, \infty[$  ядром  $\tilde{K}_1(\tau)$  и с  $\lambda$ , замененным на  $\tilde{\lambda}$ .

Ядерные функции  $K_1$  и  $K_2$ , а также величина  $\beta$  и параметр  $\tilde{\lambda}$  имеют простой физический смысл. Функция  $(K_2(\tau) + \beta)/2$  есть вероятность прямого выхода фотона через границу  $\tau = 0$  при его „старте“ с глубины  $\tau$ . Следовательно, величина  $\beta$  есть вероятность прямого выхода фотона из бесконечно глубоких слоев среды с  $\tau_0 = \infty$ . Далее, вероятность прямой радиационной передачи возбуждения с глубины  $\tau$  на глубину  $\tau'$  равна  $\frac{\lambda}{2} K_1(\tau - \tau')$  или  $\frac{\tilde{\lambda}}{2} \tilde{K}_1(\tau - \tau')$ , а полная вероятность выбывания фотона из процесса случайных блужданий в расчете на одно рассеяние  $1 - \tilde{\lambda} = 1 - \lambda + \lambda\beta$  складывается из вероятности гибели вследствие ударов второго рода и фотоионизаций  $(1 - \lambda)$  и вероятности  $\lambda\beta$  того, что фотон будет переизлучен ( $\lambda$ ), но сместится по частоте из-за эффекта Доплера и уйдет на бесконечность ( $\beta$ ).

В дальнейшем мы будем рассматривать важнейший случай изотермической атмосферы ( $S^* = \text{const}$ ). Если ФИ измерять в долях функции Планка, то  $S^* = 1 - \lambda$ . Задачу об определении ФИ и выходящего излучения в такой атмосфере будем называть стандартной задачей теории образования линий в движущихся атмосферах. Ниже рассматривается случай малых градиентов:  $\gamma \ll 1$ .

Не ограничивая общности, положим  $S^* = 1$  и обозначим соответствующую ФИ  $S_0(\tau)$ . Очевидно, что ФИ при  $S^* = b = \text{const}$  отличается от  $S_0(\tau)$  лишь множителем  $b$ .

Следует обратить внимание на то, что знание  $S_0(\tau)$  позволяет сделать важные заключения об энергетике атмосфер, в которых мощность первичных источников произвольным образом зависит от глубины, т. е.  $S^* = S^*(\tau)$ . Как и в случае статических атмосфер (см. [11], § 8.9), функция  $S_0(\tau)$  численно равна среднему числу рассеяний фотона, стартующего на глубине  $\tau$ . Поэтому величина  $e(\tau) = 1 - (1 - \lambda) S_0(\tau)$  равна вероятности выхода такого фотона из среды, вообще говоря, после любого числа рассеяний. Значит, если функция  $S_0(\tau)$  известна, то легко находится доля излучаемой первичными источниками энергии, уносимая радиацией за пределы атмосферы. Пусть распределение первичных источников есть  $S^*(\tau)$ , тогда эта доля равна

$$\begin{aligned} \bar{e} &= \int_0^{\bar{\tau}} e(\tau) S^*(\tau) d\tau / \int_0^{\bar{\tau}} S^*(\tau) d\tau = \\ &= 1 - (1 - \lambda) \left( \int_0^{\bar{\tau}} S_0(\tau) S^*(\tau) d\tau \right) / \left( \int_0^{\bar{\tau}} S^*(\tau) d\tau \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Исследовать уравнение (3) или даже стандартную задачу ( $S^* = \text{const}$ ) чисто аналитическими средствами сложно и не всегда рационально. Поэтому ниже при изучении ФИ мы будем опираться в первую очередь на результаты численных расчетов, впрочем, сравнивая их везде, где это возможно, с аналитическими результатами.

Мы решали уравнение (3) с нормированным ядром  $\bar{K}_1(\tau)$  и  $S^* = 1$  хорошо известным методом коллокации (см., например, [12], [13], стр. 93). В этом методе значения ФИ в точках коллокации  $\bar{\tau}_i$  находятся из системы линейных алгебраических уравнений

$$S(\bar{\tau}_i) = \frac{\lambda}{2} \sum_{j=1}^{N-1} S(\bar{\tau}_j) \int_{\bar{\tau}_j}^{\bar{\tau}_{j+1}} K_1(\bar{\tau}_i - t) dt, \quad i = 1, \dots, N-1, \quad (7)$$

где  $\bar{\tau}_j$  — точки разбиения по оптической глубине, распределенные равномерно в логарифмической шкале. В наших вычислениях  $N = 40 + 80$ ,  $\bar{\tau}_j = \sqrt{\bar{\tau}_j \bar{\tau}_{j+1}}$  (другой выбор точек коллокации, например,  $\bar{\tau}_j = (\bar{\tau}_j + \bar{\tau}_{j+1})/2$  приводит к неприемлемо большим ошибкам в ФИ). Сравнение значений ФИ, найденных методом коллокации для неподвижной среды, с результатами расчетов, выполненных нами другими методами (методом аппроксимации ядра суммой экспонент [13] и методом Шармера [14]), показало, что коллокация дает погрешность  $\sim 1\%$ .

Методы, основанные на использовании при расчете ФИ интегро-дифференциального уравнения переноса (1) с  $S(\tau)$  из (2), гораздо сложнее метода коллокации и практически неприменимы для полубесконечных атмосфер (см., например, [2], § 14.1). В то же время, если ядерные функции  $K_1(\tau)$  и  $K_2(\tau)$  предварительно рассчитаны, решить систему (7) не составляет труда. Значения параметров, входящих в задачу, могут при этом быть практически любыми.

3. *Ядерные функции.* При малых  $\gamma$  ядро  $K_1(\tau)$  отличается от соответствующего ему статического ядра ( $\gamma = 0$ ) лишь в области больших  $\tau$ . Для  
12—145

доплеровского профиля это отличие гораздо значительнее, чем для Фойгтовского или лоренцовского (см., например, [15]). Поэтому в дальнейшем рассматривается только случай доплеровского профиля ( $a(x) = e^{-x^2}$ ,  $A = \pi^{-1/2}$ ), который, несомненно, является самым интересным для астрофизики. В этом случае

$$K_1(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^1 \frac{d\mu}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -x^2 - (x + \mu\gamma|\tau|)^2 - \right. \\ \left. - \frac{1}{\mu} \int_0^{|\tau|} \exp [-(x + \mu\gamma t)^2] dt \right\} dx, \quad (8)$$

параметр  $\beta$  равен

$$\beta = \beta(\gamma) = \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} \int_0^1 \left( 1 - e^{-\frac{\sqrt{\pi}}{\mu^2}} \right) \mu^2 d\mu = \frac{\gamma}{3\sqrt{\pi}} - \frac{\gamma^2}{2\pi} e^{-\frac{\sqrt{\pi}}{\gamma}} + \dots \quad (9)$$

Очевидно, что  $K_2(0) = 1 - \beta(\gamma)$ . При малых  $\gamma$  с очень хорошей точностью можно считать  $\beta(\gamma) = \frac{\gamma}{3\sqrt{\pi}}$ . Для  $\gamma < 0.3$  погрешность этого выражения меньше 1%, причем она быстро убывает с уменьшением  $\gamma$ .

При  $\gamma = 0$  параметр  $\beta = 0$ , функции же  $K_1(\tau)$  и  $K_2(\tau)$  переходят в ядерные функции для неподвижной среды

$$K_1^0(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2x^2} E_1(e^{-x^2} |\tau|) dx, \\ K_2^0(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} E_2(e^{-x^2} \tau) dx, \quad (10)$$

где  $E_1, E_2$  — интегральные показательные функции. В [9] даны коэффициенты экспоненциальной аппроксимации функции  $K_1^0(\tau)$ , в [16] — коэффициенты аппроксимации Падé функций  $K_1^0$  и  $K_2^0$ .

В работе [17] функции  $K_1(\tau)$  и  $K_2(\tau) + \beta$  при  $\tau \geq 0$  табулированы с 5 значащими цифрами для  $\gamma = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$  до значений аргумента  $\tau \approx \gamma^{-1}$ . В [4] для них получены следующие асимптотические выражения, справедливые при  $\gamma\tau \gg 1, \gamma \ll 1$ :

$$K_1(\tau) \sim \frac{3}{\tau} K_2(\tau) \sim 3c (\gamma\tau^2)^{-2} [\ln(4\gamma\tau^2)]^{-3/2} \equiv K_1^{as}(\tau), \quad (11)$$

$$\text{где } c = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} = 0.3391.$$

Мы рассчитали функции  $K_1$  и  $K_2$  для значений  $\gamma = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$  и  $\tau \geq 0$  таких, что  $\gamma\tau \leq 10^3$ . При  $\tau \leq \gamma^{-1}$  расчет велся по алгоритму, описанному в [17]. Для  $\tau > \gamma^{-1}$  в (8) производилась замена переменной  $y = \frac{\tau}{\mu}$ . Интеграл по  $y$  от  $\tau$  до  $\infty$  вычислялся по формуле трапеций.

Суммирование прекращалось, когда относительный вклад очередного интервала оказывался меньше  $10^{-5}$ . Шаг выбирался таким, чтобы относительная погрешность интегрирования не превышала  $5 \cdot 10^{-3}$ .

Для всех указанных  $\gamma$  значения ядерной функции  $K_1(\tau)$ , даваемые (11), отличаются от результатов численного интегрирования менее, чем на 10% при  $\gamma\tau \geq 10$  и менее, чем на 1% при  $\gamma\tau \geq 70$ . Отметим, что асимптотические формулы для  $K_1$  и  $K_2$ , приводимые в [15] (формулы (2.3), (A11) и первая из формул (2.22)), неверны. Значения  $K_1(\tau)$ , найденные по формуле (2.3) из [15], при  $\gamma\tau \gg 1$  отличаются от наших численно точных значений более, чем в 6 раз. В связи с этим представляется странным делаемое в [15] утверждение, что „результат (A11) хорошо согласуется с результатами численного интегрирования для  $\gamma\tau^2 > 10^{34}$ “.

Для быстрого вычисления функций  $K_1(\tau)$  и  $K_2(\tau)$  удобно воспользоваться следующим их представлением:

$$K_1(\tau) = \begin{cases} K_1^0(\tau)/f_0(\tau), & \tau \leq \gamma^{-1}, \\ K_1^{as}(\tau)/f_{as}(\tau), & \tau \geq \gamma^{-1}; \end{cases} \quad K_2(\tau) = K_2^0(\tau)/g_0(\tau), \quad \tau \leq \gamma^{-1}. \quad (12)$$

В табл. 1 приведены значения поправочных функций  $f_0, f_{as}$  и  $g_0$  для  $\gamma = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$ . Кубическая интерполяция по значениям этих функций, данным в таблице, обеспечивает вычисление  $K_1(\tau)$  с погрешностью менее 1% при любых  $\tau > 0$ . Функция же  $K_2(\tau)$  вычисляется по (12) с точностью  $\sim 1\%$  до значений аргумента  $\tau \leq \gamma^{-1}$ . Для больших значений  $\tau$  эту функцию аппроксимировать не нужно, так как в расчетах используется величина  $K_2(\tau) + \beta$ , а при  $\tau > \gamma^{-1}$  величина  $K_2(\tau) < 0.01\beta$ .

4. *Функция источников в расширяющейся изотермической атмосфере.*  
Обсудим зависимость ФИ стандартной задачи от входящих в задачу параметров — оптической толщины атмосферы  $\tau_0$ , вероятности выживания фотона  $\lambda$  и градиента скорости  $\gamma$ .

Таблица 1

ПОПРАВочНЫЕ ФУНКЦИИ ДЛЯ БЫСТРОГО ВЫЧИСЛЕНИЯ  
ЯДЕРНЫХ ФУНКЦИЙ  $K_1(\tau)$  И  $K_2(\tau)$

$\tau$	$f_0$			$g_0$		
	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$
0.01	1.000	1.000	1.000	1.006	1.010	1.017
0.1	1.003	1.010	1.018	1.120	1.174	1.212
0.2	1.029	1.037	1.059	1.308	1.414	1.509
0.3	1.059	1.102	1.140	1.542	1.731	1.893
0.4	1.123	1.193	1.251	1.837	2.133	2.412
0.5	1.207	1.308	1.420	2.202	2.647	3.081
0.6	1.312	1.468	1.652	2.655	3.298	3.932
0.7	1.445	1.684	1.948	3.216	4.110	4.992
0.8	1.619	1.959	2.313	3.901	5.102	6.288
0.9	1.840	2.299	2.758	4.729	6.294	7.841
1.0	2.112	2.707	3.292	5.712	7.699	9.661

$f_{ax}$			
1.0	1.106	1.067	1.046
1.3	0.919	0.956	1.010
1.6	0.872	0.935	0.977
2.0	0.872	0.938	0.970
4.0	0.917	0.959	0.982
8.0	0.946	0.974	0.990
20.0	0.970	0.988	0.998
40.0	0.982	0.995	1.000
100.0	0.993	1.000	1.000

Сделаем вначале важное замечание, касающееся связи между ФИ в движущихся и неподвижных атмосферах. Если в уравнении для ФИ (3) с  $S^* = 1$  и  $\gamma > 0$  заменить  $\lambda$  на  $\tilde{\lambda}$ , а ядро  $K_1(\tau)$  — на  $K_1^0(\tau)$ , то решение такого уравнения отличается от точной ФИ не более, чем на 25%, при любых значениях  $\tau$ ,  $\lambda$  и  $\gamma \leq 10^{-2}$ . Иначе говоря, ФИ в атмосферах с  $\gamma \ll 1$  практически совпадают со статическими ФИ, вычисленными для эффективных значений вероятности выживания фотона  $\lambda_{эфф} = \tilde{\lambda}$ . Это утверждение неверно, если а) мощность первичных источников сильно меняется с глубиной (например, для  $S^*(z) =$

$= \frac{\lambda}{2} K_1(\tau)$  — изотропный источник с профилем излучения, пропорциональным профилю поглощения в линии, расположенный на границе атмосферы); б) в случаях, когда скорость расширения  $v(\tau)$  зависит от глубины не линейно (см. рис. 3 в [14]). Качественные заключения, касающиеся поведения ФИ в неподвижной изотермической атмосфере [9—11], непосредственно переносятся на движущиеся атмосферы. Ниже основное внимание уделяется отличиям ФИ в этих задачах.

Начнем с рассмотрения полубесконечных атмосфер ( $\tau_0 = \infty$ ). Для ФИ  $S_0(\tau)$ , т. е. для решения уравнения (3) с  $S^* = 1$  и  $\tau_0 = \infty$  С. И. Грачевым [18] получено явное выражение в виде некоторого контурного интеграла. Однако оно настолько сложно, что для вычислений практически непригодно.

Значения ФИ на границе и в глубоких слоях полубесконечной атмосферы даются следующими точными формулами (см., например, [19]):

$$S_0(0) = (1 - \tilde{\lambda})^{-1/2}; \quad S_0(\infty) = (1 - \tilde{\lambda})^{-1}. \quad (13)$$

ФИ приближается к своему асимптотическому значению  $S_0(\infty)$  на глубинах  $\tau \geq \tau_1$ , где  $\tau_1$  — длина термализации, по порядку величины равная среднему расстоянию от места рождения фотона в бесконечной среде до места его гибели. Величина  $\tau_1$  определяется равенством

$$\frac{\tilde{\lambda}}{2} \tilde{K}_2(\tau_1) = 1 - \tilde{\lambda}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что, в отличие от статического случая, в атмосфере с  $\gamma > 0$  длина термализации конечна и при  $\lambda = 1$ .

Поведение  $S_0(\tau)$  определяется соотношением величины двух параметров задачи —  $\lambda$  и  $\gamma$ . Когда  $1 - \lambda \gg \beta$ , выбывание фотонов из процесса рассеяний из-за гибели при рассеяниях преобладает над их выходом из среды вследствие эффекта Доплера. В этом случае можно положить  $\gamma = 0$ ,

$\lambda = \tilde{\lambda}$ , и ФИ практически не отличается от соответствующей статической ФИ.

Если считать, что атмосфера неподвижна, то в наиболее интересной для астрофизики области значений  $\lambda$ , именно, при  $1 - \lambda \ll 1$ , возникают дальнейшие упрощения. Для таких  $\lambda$  имеет место асимптотическое уменьшение числа аргументов функции  $S_0^0(\tau)$  (параметр  $\lambda$  в данном случае рассматривается как аргумент). Верхний индекс 0 здесь и далее в статье будет означать, что рассматриваемая величина относится к случаю непо-

движной атмосферы. Функция  $S_0^0(\tau)$ , зависящая от  $\tau$  и  $\lambda$ , асимптотически выражается через функции одной переменной (см. [11], § 5.5). В области  $\tau \ll \tau_t^0$

$$S_0^0(\tau) \sim \tilde{S}(\tau)(1-\lambda)^{-1/2}. \quad (15)$$

Здесь  $\tilde{S}(\tau)$  — решение соответствующего (3) однородного уравнения для неподвижной атмосферы ( $\tilde{S}(0) = 1$ ). Функцию  $\tilde{S}(\tau)$  можно считать известной — ее свойства детально изучены ([11], гл. 5 и 6; [20]). В работе [21] даны коэффициенты ее экспоненциальной аппроксимации, которая обеспечивает точность  $\sim 1\%$ . Начиная с глубин, сравнимых с глубиной термализации, функция  $S_0^0(\tau)(1-\lambda)$  выражается через функцию одного аргумента  $t = \frac{\tau}{\tau_t^0}$  ([11], § 5.5). Значение длины термализации для неподвижной среды  $\tau_t^0$  находится из уравнения  $\frac{\lambda}{2} K_2^0(\tau_t^0) = 1 - \lambda$ .

В противоположном случае, когда  $1 - \lambda \ll \beta$ , ФИ зависит лишь от  $\tau$  и  $\gamma$ , но не от  $\lambda$ , так что рассеяние можно считать консервативным, т. е. полагать  $\lambda = 1$ . При  $\gamma \ll 1$  здесь, как и для неподвижных сред, возникают существенные упрощения. Асимптотические формулы, описывающие поведение ФИ в консервативно рассеивающей расширяющейся атмосфере, получены в [18]:

$$S_0(\tau) \sim \begin{cases} \tilde{S}(\tau)(1-\tilde{\lambda})^{-1/2}, & \tau \ll \tau_c, \\ (1-\tilde{\lambda})^{-1} \left[ 1 - \frac{1}{2} \frac{K_2(\tau)}{\beta} \right], & \tau \gg \tau_c, \end{cases} \quad (16)$$

где  $\tau_c$  — длина термализации при  $\lambda = 1$ .

Мы рассчитали ФИ в полубесконечной изотермической атмосфере методом коллокации для многих значений  $\lambda$  и трех значений  $\gamma$  ( $\gamma = 10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ ). На рис. 1А даны кривые функций  $S_0(\tau)(1-\tilde{\lambda})$ , рассчитанных для  $\gamma = 10^{-2}$ . Цифры у кривых — значения  $1 - \tilde{\lambda}$ . Пунктирная кривая относится к следующему разделу. Во всех рассмотренных случаях соотношения (13) выполнялись с погрешностью  $< 1\%$ . В табл. 2 приведены значения консервативных ФИ, вычисленные кубической интерполяцией по значениям ФИ в точках коллокации, что обеспечивает в данном случае не менее трех верных цифр. Результаты наших вычислений хорошо согласуются с асимптотикой (16).

Недавно С. И. Грачев аналитически показал [22], что в полубесконечных одномерных (рассеяние вперед-назад) расширяющихся с постоянным градиентом скорости средах при  $\gamma \ll 1$  имеет место асимптотическое

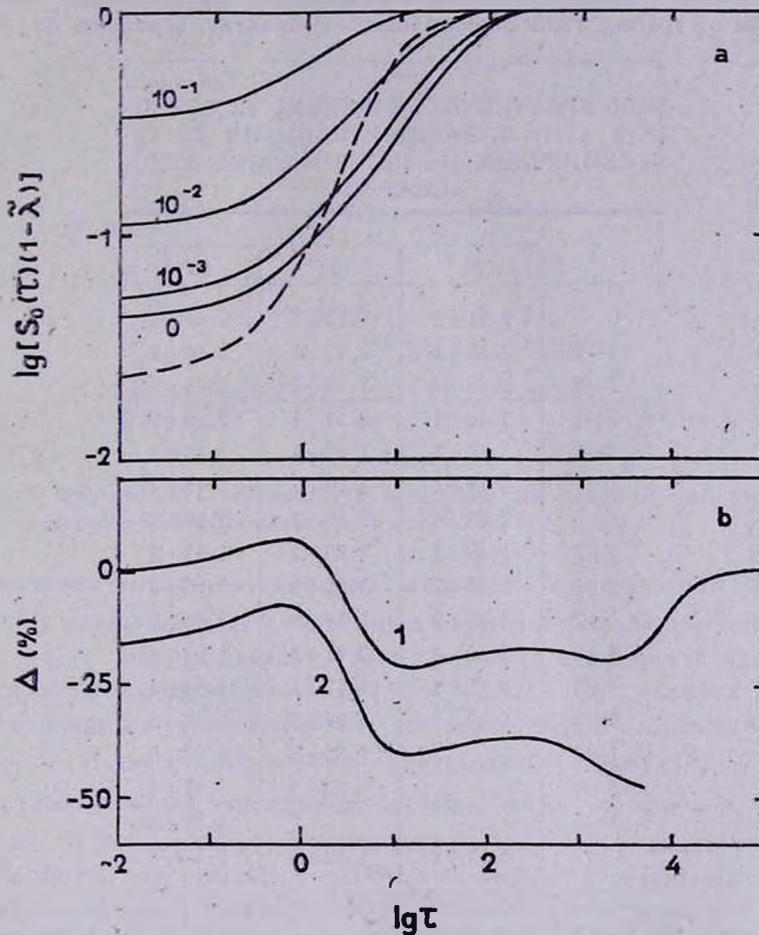


Рис. 1. а — нормированные функции источников в расширяющихся полубесконечных изотермических атмосферах. Градиент скорости  $\gamma = 10^{-2}$ ; числа у кривых — значения  $1 - \lambda$ . Пунктирная кривая — ФИ, найденная в приближении L1. б — относительная погрешность  $\Delta = 1 - S_0^{\text{прибл.}}/S_0^{\text{точн.}}$  приближения L2 для ФИ. Значения параметров следующие:  $\gamma = 10^{-4}$ ,  $\lambda = 1$ ; кривая 1 — полубесконечная атмосфера, кривая 2 — атмосфера с  $\tau_0 = 9 \cdot 10^3$ .

по  $\gamma$  уменьшение числа аргументов ФИ (в данном случае параметр  $\gamma$  считается переменной). Это упрощение возникает на глубинах, сравнимых с глубиной термализации, или на порядок меньших ее, и вполне аналогич-

но по своей природе сходному упрощению в статическом случае, упоминаемому выше. Для плоских сред (трехмерные среды, по терминологии [4, 5]) вывод явного выражения для функции, описывающей поведение ФИ вдали от границ атмосферы, сложен. Результат, вероятно, будет мало

Таблица 2  
 КОНСЕРВАТИВНЫЕ ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКОВ  $S_0(\tau)$  В РАСШИРЯЮЩИХСЯ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ АТМОСФЕРАХ

$\tau$	$\gamma$		
	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$
0	2.31+1	7.31+1	2.31+2
1-2	2.36+1	7.47+1	2.36+2
3-2	2.45+1	7.75+1	2.45+2
1-1	2.70+1	8.53+1	2.70+2
3-1	3.25+1	1.03+2	3.25+2
1	4.74+1	1.50+2	4.75+2
3	7.85+1	2.50+2	7.90+2
1+1	1.49+2	4.80+2	1.52+3
3+1	2.65+2	8.95+2	2.85+3
1+2	4.40+2	1.74+3	5.66+3
3+2	5.26+2	3.02+3	1.03+4
1+3	5.32+2	4.67+3	1.94+4
3+3	5.32+2	5.29+3	3.25+4
1+4		5.32+3	4.83+4
3+4		5.32+3	5.31+4
1+5			5.32+4
$\infty$	5.32+2	5.32+3	5.32+4

*Примечание.* Числа в таблице представлены в нормализованном виде, например,  $2.31+1 = 2.31 \cdot 10^1$ .

пригоден для практического использования. Однако сам факт существования такой предельной функции не подлежит сомнению. И действительно, анализ результатов наших расчетов функции  $S_0(\tau)$  для  $\lambda = 1$  показал, что на глубинах  $\tau \geq 0.1 \tau_c$  функция  $S_0(\tau) \frac{\gamma}{3\sqrt{\pi}} \equiv s(t)$  фактически зависит не от двух переменных —  $\tau$  и  $\gamma$ , а от одной —  $t = \frac{\tau}{\tau_c}$ . На рис. 2 приведен график функции  $s(t)$ , построенный для  $\gamma = 10^{-4}$ .

При  $t > 0.1$  отличия значений функции  $S_0(\tau) \frac{\gamma}{3\sqrt{\pi}}$  для  $\gamma = 10^{-3}$  от значений этой функции для  $\gamma = 10^{-4}$  не превосходят 5%.

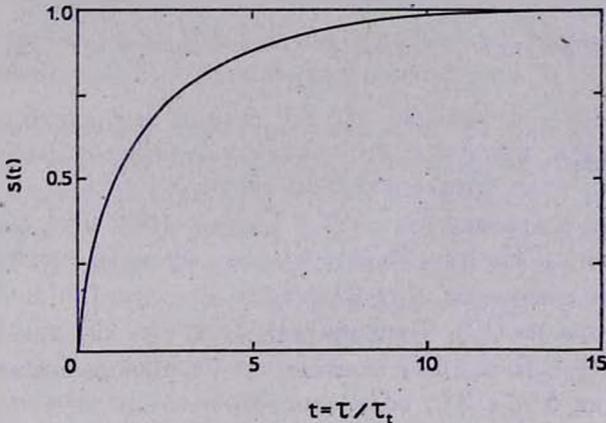


Рис. 2. Функция  $s(t)$ , описывающая поведение ФИ вдали от границы полубесконечной изотермической атмосферы при малых  $\gamma$  и  $\lambda = 1$ .

Обратимся теперь к атмосферам конечной оптической толщины. В задаче появляется еще один параметр —  $\tau_0$ . Ранее отмечалось, что при  $\tau \ll \tau_0$  ядро уравнения (3) практически совпадает с ядром для неподвижных атмосфер. Поэтому для  $\tau_0 \ll \tau_c$  ФИ при любых первичных источниках не отличаются от соответствующих статических ФИ. Функции  $S_0^0(\tau)$  для атмосфер с  $\gamma = 0$  детально изучены ([11], гл. 8).

Противоположный предельный случай, когда оптическая толщина атмосферы  $\tau_0 \gg \tau_c$ , уже рассмотрен выше. При любых значениях  $\lambda$  мы можем тогда считать атмосферу полубесконечной. Это значит, что степень возбуждения атомов у границ атмосферы дается первой формулой в (13), а значение ФИ в центре атмосферы — второй.

Осталось рассмотреть случай  $\tau_0 \sim \tau_c$ . Влияние параметров  $\lambda$  и  $\gamma$  можно оценить так же, как и для полубесконечных атмосфер.

При  $1 - \lambda \gg \beta$  можно полагать  $\gamma = 0$  — хорошо изученный ранее случай [11]. Если же  $1 - \lambda \ll \beta$ , то можно считать  $\lambda = 1$ . В [11], § 8.9 для статической консервативной ФИ получена асимптотическая формула, описывающая ход ФИ вдали от границ атмосферы,

$$\frac{S_0^0(t\tau_0)}{S_0^0(\tau_0/2)} \rightarrow 2t^{1/2}(1-t)^{1/2}, \quad \tau_0 \rightarrow \infty, \quad 0 < t < 1, \quad \lambda = 1. \quad (17)$$

Подчеркнем, что в правой части (17) стоит функция одной переменной.

Оказывается, что при  $\gamma \ll 1$  имеет место аналогичное асимптотическое уменьшение числа переменных. Именно, функция  $S_0(\tau)/S_n(\tau_0/2)$ , зависящая от трех переменных (параметры  $\tau_0$  и  $\gamma$  здесь считаются аргументами функции), выражается через функцию двух переменных. Формально

$$\frac{S_0(t_0)}{S_0(\tau_0/2)} = s(t, t_0); \tau_0 \rightarrow \infty, \gamma \rightarrow 0, t_0 = \frac{\tau_0}{\tau_c} = \text{const}, 0 < t < 1, \lambda = 1. (17a)$$

Явное выражение для функции  $s(t, t_0)$  должно выглядеть очень сложно, и мы не будем пытаться его получить. Однако рассчитать эту функцию можно, если предварительно найти  $S_0(\tau)$ .

Мы решили уравнение (3) с  $S^* = 1$  и  $\gamma = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$  для различных значений  $t_0$ . На рис. 3 даны графики функций  $s(t, 5)$  и  $s(t, 25)$ , построенные по значениям  $S_0(t_0)/S_0(\tau_0/2)$  для  $\gamma = 10^{-4}$ . Пунктирная кривая рассчитана по (17). Функции  $s(t, 5)$  и  $s(t, 25)$  при  $0.1 < t < 0.9$ , найденные для  $\gamma = 10^{-2}, 10^{-3}$ , отличаются от приведенных на графике не более, чем на 5% и 3% соответственно.

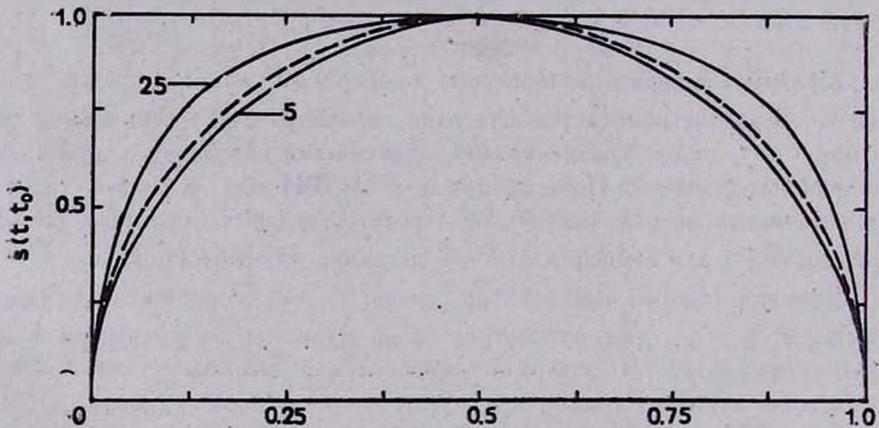


Рис. 3. Функции  $s(t, t_0)$ , описывающие поведение ФИ при  $\lambda=1$  вдали от границ атмосфер конечной оптической толщины при  $\gamma \rightarrow 0$ . Числа у кривых — значения отношения  $t_0 = \frac{\tau_0}{\tau_c}$ . Пунктирная кривая соответствует предельному случаю  $t_0 \rightarrow 0$ .

Если  $t_0 = \frac{\tau_0}{\tau_c} \gg 50$ , то

$$s(t, t_0) \approx s\left(\frac{t}{t_0}\right) \quad (18)$$

с точностью до 3%. В противоположном случае малых  $t_0$

$$s(t, t_0) \sim s(t, 0) = 2t^{1/2}(1-t)^{1/2}. \quad (19)$$

Наши численные данные не позволяют проверить, насколько хорошо выполняется (19), так как даже для  $\gamma = 10^{-4}$  величина  $\tau_c \sim 10^3$ , а при  $\tau_0 \ll 10^3$  (скажем, при  $\tau_0 \lesssim 50$ ) поведение ФИ определяется в основном выходом фотонов через границы среды, и использовать (17) нельзя [23]. Однако для  $t_0 = 1, 0.5, 0.1$  и  $\gamma = 10^{-4}, 10^{-3}$  кривые  $s(t, t_0)$  лежат между кривой  $s(t, 5)$  и пунктирной кривой рис. 3.

5. *Приближенные выражения для ФИ.* Во многих астрофизических приложениях находить ФИ с высокой точностью не нужно, к тому же сделать это непросто. Исследуем область применимости и точность основных приближенных способов расчета ФИ на примере стандартной задачи.

Исторически первым является способ, предложенный В. В. Соболевым [3]. Его обычно называют вероятностным или методом вынесения, так как он заключается в вынесении функции  $S_0(\tau')$  в точке  $\tau' = \tau$  из-под знака интеграла в (3), откуда следует имеющее простой вероятностный смысл приближенное выражение для ФИ

$$L1: S_0(\tau) = \frac{1}{1 - \tilde{\lambda} + (\tilde{\lambda}/2)[\tilde{K}_2(\tau) + \tilde{K}_2(\tau_0 - \tau)]}. \quad (20)$$

В формуле для ФИ полубесконечной атмосферы второго слагаемого в скобках нет, так как  $\tilde{K}_2(\infty) = 0$ . Нетрудно понять, что знаменатель в (20) представляет собой сумму вероятности гибели фотона из-за фотонизаций и ударов второго рода и вероятности прямого выхода через границы среды. В согласии с терминологией, введенной в [21] и [23], приближение (20) мы будем также называть приближением L1.

Вероятностный метод недавно был распространен Д. Хаммером и Дж. Райбики [15] на случай произвольных монотонных скоростей расширения  $v(\tau)$ . Авторы [15] привели графики функции  $\frac{1}{2}[K_2(\tau/\sqrt{\pi}) + \beta(\gamma\sqrt{\pi})]$  для нескольких значений  $\gamma$ . Они не сравнивали значений ФИ, найденных в приближении L1, с точными ФИ. Однако хорошо известно, что в случае малых градиентов L1 можно использовать только на глубинах, больших длины термализации  $\tau$ , [18]. Вблизи границ этот метод дает значения ФИ, ошибочные по порядку величины при любых оптических толщинах атмосферы (см. рис. 1А, где ФИ, найденная нами по (20), дана пунктиром). Ясно, что для атмосфер с  $\tau_0 \ll \tau$ , вероятностный метод неприменим.

В 1972 г. В. В. Иванов [24] предложил простое приближенное выражение для ФИ в неподвижной атмосфере (L2-приближение, по терминологии [21] и [23]). Это приближение применимо при любых значениях параметров  $\tau_0$ ,  $\lambda$ , любом профиле коэффициента поглощения в линии — доплеровском, фойгтовском или лоренцовском и любом распределении первичных источников излучения. Приближенное решение отличается от точного не более, чем вдвое, во всех случаях. Вероятностное истолкование этого приближения для полубесконечной атмосферы, данное в [25], позволяет легко распространить L2 на атмосферы, движущиеся с постоянным градиентом скорости (в [18] приближение L2 вводится для полубесконечных атмосфер с  $\lambda = 1$  из других соображений).

Процесс многократных рассеяний можно рассматривать как процесс случайных блужданий фотонов. В отличие от неподвижных атмосфер, фотоны выбывают из случайных блужданий не только из-за гибели при рассеяниях, но и вследствие смещения из-за эффекта Доплера. При  $\gamma \ll 1$  дисперсия средних смещений фотона между последовательными рассеяниями, равная по определению

$$d \equiv \left[ \int_0^{\infty} \tau^2 \tilde{K}_1(\tau) d\tau - (\bar{\tau})^2 \right]^{1/2}, \quad (21)$$

много больше величины среднего смещения

$$\bar{\tau} \equiv \int_0^{\infty} \tau \tilde{K}_1(\tau) d\tau, \quad (22)$$

т. е.  $d/\bar{\tau} \gg 1$ . Это значит, что процесс рассеяний носит недиффузионный характер. По этой причине диффузионное приближение, которое в данном случае формально можно ввести, приводит при нахождении ФИ к погрешностям, несколько превышающим погрешность L2. (О применимости диффузионного приближения для расчета функции источников в движущихся атмосферах см. [26—28] и [18]).

В [25] указано, что при  $d/\bar{\tau} \gg 1$  можно приближенно заменить всю сложную ломаную траекторию фотона тем ее звеном (отрезком между двумя последовательными рассеяниями), которое имеет наибольшую проекцию на ось оптических глубин. Получающееся при этом приближенное выражение для ФИ в полубесконечной атмосфере с  $\gamma \geq 0$  и  $S^* = 1$  имеет вид:

$$\text{L2: } S_0(\tau) = (1 - \tilde{\lambda})^{-1/2} D^{-1/2}(\tau), \quad (23)$$

где

$$D(\tau) = 1 - \lambda \int_0^{\tau} K_1(t) dt = 1 - \tilde{\lambda} + \tilde{\lambda} \tilde{K}_2(\tau). \quad (24)$$

Для атмосфер конечной оптической толщины в полной аналогии со статическим случаем введем следующее приближение:

$$L2: \quad S_0(\tau) = D^{-1/2}(\tau) D^{-1/2}(\tau_0 - \tau). \quad (25)$$

Формула (25) получена из соответствующей формулы для статической атмосферы [24] заменой  $\lambda \rightarrow \tilde{\lambda}$ ,  $K_2^0(\tau) \rightarrow \tilde{K}_2(\tau)$ . Назовем (23) и (25) L2-приближением для изотермических расширяющихся атмосфер.

Приближение L2, в отличие от L1, применимо при любых оптических толщинах, а также при произвольных  $\lambda$  и  $\gamma$  ( $\gamma \ll 1$ ). Сравнение значений ФИ, найденных по (23) и (25) для различных  $\tau_0$ ,  $\lambda$  и  $\gamma$ , с точными численными решениями уравнения (3) показало, что отличия в ФИ не превосходят множителя 2. В качестве иллюстрации на рис. 1b даны характерные кривые относительной погрешности L2  $\Delta = 1 - S_0^{\text{прибл.}}/S_0^{\text{точн.}}$ . Значения параметров следующие:  $\gamma = 10^{-4}$ ,  $\lambda = 1$ ; кривая 1 — полубесконечная атмосфера, кривая 2 — атмосфера толщины  $\tau_0 = 9 \cdot 10^3 \approx 5\tau_c$ .

6. *Профили линий.* ФИ не зависит от направления движения вещества, а также от того, расширяется атмосфера или сжимается (так как ядро интегрального уравнения для ФИ четно по  $\gamma$ ). Направление движения является одним из факторов, определяющих форму линии для наблюдателя. Будем считать, что наблюдатель неподвижен относительно границы  $\tau = 0$ , а атмосфера расширяется со скоростью  $v(\tau) = \gamma\tau$ . Тогда для доплеровского профиля и  $S^* = 1 - \tilde{\lambda}$  интенсивность на границе  $\tau = 0$  дается формулой

$$I(0, \mu, x) = (1 - \tilde{\lambda}) \int_0^{\tau} S_0(\tau) \exp \left\{ -(x + \mu\gamma\tau)^2 - \right. \\ \left. - \frac{\sqrt{\pi}}{2\gamma\mu^2} [\operatorname{erfc}(x) - \operatorname{erfc}(x + \mu\gamma\tau)] \right\} \frac{d\tau}{\mu}, \quad \mu > 0. \quad (26)$$

Интенсивность на границе  $\tau = \tau_0$  равна

$$I(\tau_0, -\mu, x) = (1 - \bar{\lambda}) \int_0^{\tau_0} S_0(\tau) \exp \left\{ - (x + \mu\tau)^2 - \right. \\ \left. - \frac{\sqrt{\pi}}{2\gamma\mu^2} [\operatorname{erfc}(x + \mu\gamma\tau) - \operatorname{erfc}(x + \mu\gamma\tau_0)] \right\} \frac{d\tau}{\mu}, \quad \mu > 0, \quad (27)$$

где

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt. \quad (28)$$

Потоки излучения на границах атмосферы равны

$$F_x(0) = \int_0^1 I(0, \mu, x) \mu d\mu; \quad F_x(\tau_0) = \int_0^1 I(\tau_0, -\mu, x) \mu d\mu. \quad (29)$$

Рассмотрим вначале полубесоконечные атмосферы ( $\tau_0 = \infty$ ). Мы считали выходящую интенсивность и поток для  $\gamma = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$  и многих значений  $\lambda$ . В формуле (26) ФИ находилась кубической интерполяцией по ее значениям в точках коллокации, выражение в квадратных скобках раскладывалось в ряд при  $\mu\gamma \leq 0.05$ . Интегралы в (26) и (27) вычислялись с помощью адаптивной квадратурной программы QUANC8, описанной в [26]. Интегралы в (29) рассчитывались по квадратурной формуле Гаусса с  $24 \div 32$  узлами.

На рис. 4А даны интенсивности выходящего по нормали излучения для атмосфер с консервативным рассеянием ( $\lambda = 1$ ) и  $S^* = 1 - \bar{\lambda} = \frac{\gamma}{3\sqrt{\pi}}$ . Числа у кривых — значения  $\gamma$ . Из рисунка видно, что для интенсивности излучения существуют две характерные частоты  $\pm x_c$ . На частоте  $-x_c$  происходит резкий спад интенсивности, на частоте  $+x_c$  имеется максимум (см. также [4], где рассматривались рассеивающие вперед — назад среды).

В красном крыле линии, при  $x \ll x_c$ , излучение приходит из глубоких слоев атмосферы, где  $I(\tau, \mu, x) \sim I(\infty) = S_0(\infty)(1 - \bar{\lambda}) = 1$ . В синем крыле ( $x \gg x_c$ ) из-за доплеровского сдвига по частоте глубокие слои вклада не вносят, и интенсивность быстро падает. В центре линии ( $-x_c \leq x \leq x_c$ ) излучение приходит в основном из пограничного слоя, где ФИ быстро уменьшается к границе. В этом слое скорость расширения мала, поэтому центральная часть профиля такая же, как и для неподвижной атмосферы, в которой вероятность выжи-

вания фотона равна  $\lambda_{\text{эфф.}} = \tilde{\lambda}$ . Для частоты  $x_c$  оптическая толщина пограничного слоя, найденная с учетом расширения, должна быть порядка единицы:

$$\frac{1}{\tau \mu^2} \int_{x_c}^{x_c + \mu \tau_b} e^{-x^2} dz = 1, \quad (30)$$

где  $\tau_b$  — толщина пограничного слоя для неподвижной атмосферы с  $\lambda = \tilde{\lambda}$ . Величина  $\tau_b \approx (1 - \tilde{\lambda}) \sqrt{-\ln(1 - \tilde{\lambda})}$  (см. [11], § 6.3). Подставив это выражение для  $\tau_b$  в (30), найдем

$$x_c \propto \sqrt{-\ln[\mu(1 - \tilde{\lambda})]}. \quad (31)$$

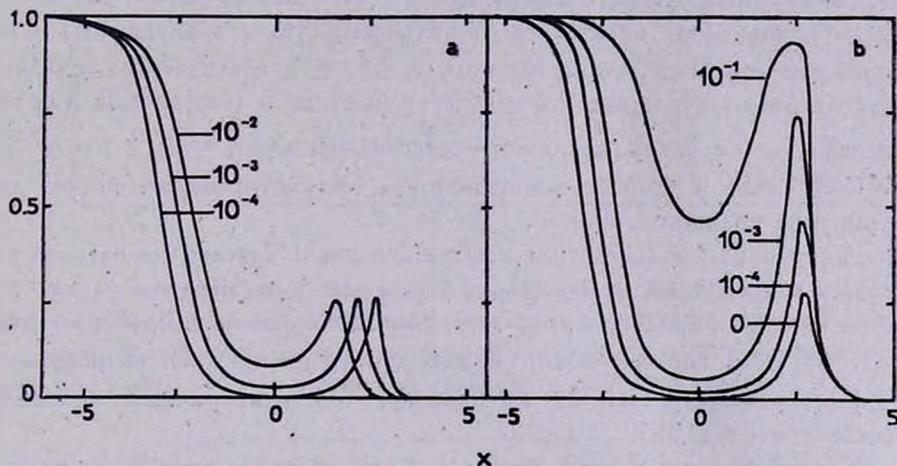


Рис. 4. Профили выходящего излучения в расширяющихся полубесконечных изотермических атмосферах. а — выходящая по нормали интенсивность, числа у кривых — значения  $\gamma$ , параметр  $\lambda = 1$ . б — поток на поверхности атмосферы,  $\gamma = 10^{-4}$ , числа у кривых — значения  $1 - \lambda$ .

Зависимость характерной частоты  $x_c$  от параметра  $\gamma$  и косинуса угла наклона  $\mu$  слабая. Поэтому неудивительно, что поток на поверхности атмосферы мало отличается от выходящей по нормали интенсивности. На рис. 4б даны кривые потока для  $\gamma = 10^{-4}$  и  $1 - \lambda = 0, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-1}$ . Заметим, что существование у интенсивности узкого максимума было аналитически установлено С. И. Грачевым [22] (в приближении рассеяния вперед-назад). Отметим также, что замена  $\gamma$  на  $-\gamma$  эквивалентна изменению направления оси  $x$  на обратное, так что профиль линии „разворачивается“ относительно частоты  $x = 0$ .

Для атмосфер конечной оптической толщины с равномерно распределенными первичными источниками несмотря на наличие градиента скорости ФИ симметрична относительно середины слоя. Однако профили линий на границе  $\tau = 0$  отличаются от профилей на границе  $\tau = \tau_0$ , причем тем больше, чем выше разность скоростей расширения в пределах атмосферы.

Для расширяющихся атмосфер с  $\tau_0 \ll \tau_c$  профили линий почти не отличаются от статических, так как ФИ практически совпадает со статической, а скорости в атмосфере малы ( $v_{\max} = \gamma \tau_0 \ll 1$ ). Для статических же атмосфер  $I(0, \mu, x) = I(\tau_0, -\mu, x)$ , и профили симметричны относительно частоты  $x = 0$ . Между профилями в потоке и выходящей по нормали интенсивностью качественных отличий нет.

Для атмосферы с  $\tau_0 \gg \tau_c$  ФИ равна ФИ в полубесконечной атмосфере (равенство функций источников надо понимать в смысле, указанном в разделе 4). Интенсивность на границе  $\tau = 0$  атмосферы конечной оптической толщины будет отличаться от интенсивности на границе полубесконечной атмосферы только на частотах  $x \ll -\mu \tau_0$ , поскольку на этих частотах оптическая толщина атмосферы убывает до 0 (см. рис. 5а, где интенсивности — пунктирные линии — рассчитаны для  $\gamma = 10^{-2}$ ,  $\lambda = 1$ ,  $\tau_0 = 2 \cdot 10^3$ ; числа у кривых — значения  $\mu$ ). Результирующий поток дан на рисунке сплошной кривой.

На границе  $\tau = \tau_0$  картина совершенно иная. Частота, на которой наблюдается вторичный максимум, сильно зависит от значения  $\mu$ , так как теперь вклад в выходящее излучение вносит пограничный слой на глубинах  $\tau > \tau_0 - \tau_b$ , где скорости велики ( $v = \gamma(\tau_0 - \tau_b) \gg 1$ ). В результирующем профиле в потоке на границе  $\tau = \tau_0$  вторичный максимум замывается (рис. 5b).

Характерные профили в потоке для случая, когда оптическая толщина атмосферы  $\tau_0 \sim \tau_c$ , приведены на рис. 6. Значения параметров следующие:  $\gamma = 10^{-3}$ ,  $\lambda = 1$ ; числа у кривых — значения  $\gamma \tau_0$ . На рис. 6а даны профили на границе  $\tau = 0$ , на рис. 6b — на границе  $\tau = \tau_0$ .

Мы также рассчитали профили линий, пользуясь L2-приближением ФИ. Эти профили отличаются от точных незначительно. Если в (26), (27)

и (29) подставить статические ФИ, найденные для эффективных  $\tilde{\lambda}$ , то результирующие профили отличаются от точных еще меньше. Однако для этого необходимо предварительно решить интегральное уравнение для ФИ в статической атмосфере, тогда как для применения L2 достаточно иметь ядерную функцию  $K_2(\tau)$ .

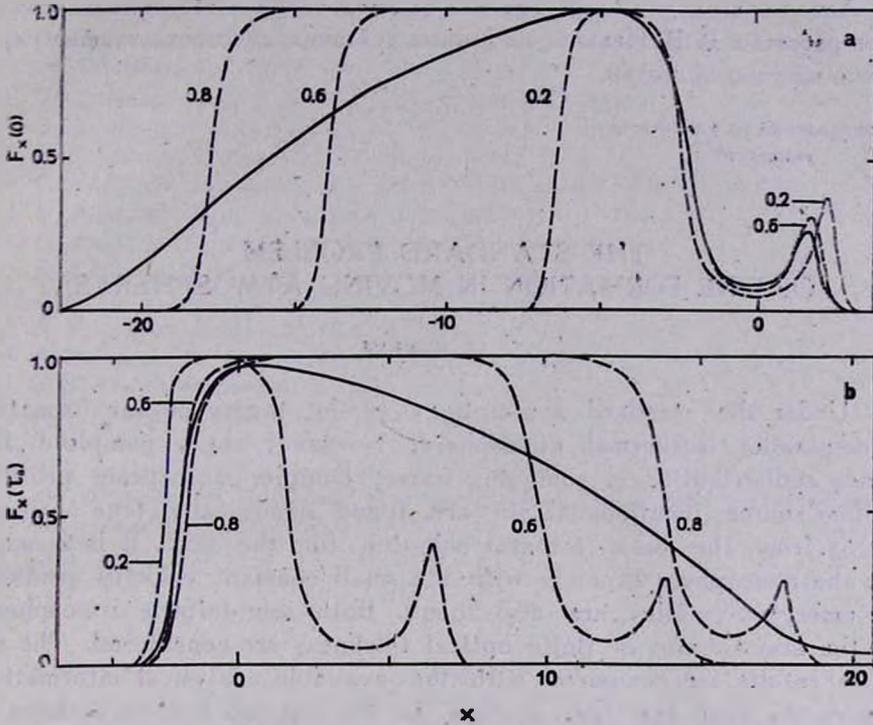


Рис. 5. Профили линий на границах расширяющейся атмосферы конечной оптической толщины. Пунктирные линии — интенсивность излучения, числа у кривых — значения  $\mu$ ; сплошная кривая — поток. Градиент скорости  $\gamma = 10^{-2}$ , [оптическая толщина  $\tau_0 = 2 \cdot 10^3$ ,  $\lambda = 1$ ]. а — профили на границе  $\tau = 0$ ; б — на границе  $\tau = \tau_0$ .

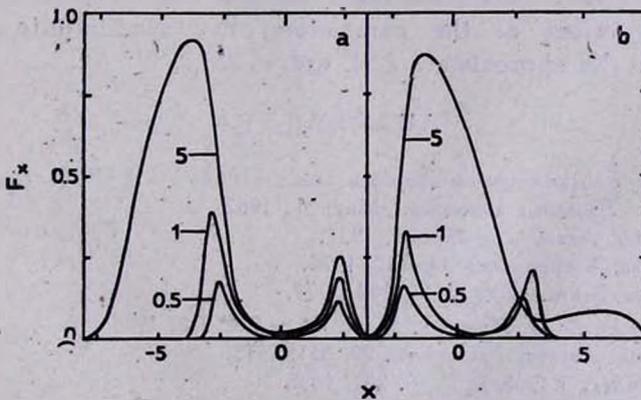


Рис. 6. Поток излучения на границах расширяющихся атмосфер конечной оптической толщины. Градиент скорости  $\gamma = 10^{-3}$ ,  $\lambda = 1$ , числа у кривых — значения  $\mu$ . а — профили на границе  $\tau = 0$ ; б — на границе  $\tau = \tau_0$ .

Автор благодарит С. И. Грачева за плодотворное обсуждение результатов работы и В. В. Иванова за ценные указания, способствовавшие улучшению настоящей статьи.

Ленинградский государственный  
университет

## THE STANDARD PROBLEM OF LINE FORMATION IN MOVING ATMOSPHERES

V. M. SERBIN

Under the standard assumptions of the theory of line formation (plane-parallel isothermal atmosphere, two-level atom, complete frequency redistribution in comoving frame, Doppler absorption profile), the line source functions (LSF) are found numerically (the accuracy  $\sim 1\%$ ) from the basic integral equation for the LSF. It is assumed that the atmosphere expands with the small constant velocity gradient. The emergent profiles are also found. Both semi-infinite atmospheres and the atmospheres of finite optical thickness are considered. The numerical results are compared with the available analytical information. It is shown that the line profiles at the top and bottom surfaces of the atmosphere are substantially different if the difference of expansion velocities within the atmosphere is substantially greater than the thermal velocity, in spite of the symmetry of the LSF relative to the center of the slab. The simple approximation for LSF is given. The approximate LSF differs from the exact one by no more than a factor of 2 for any values of the parameters. For semi-infinite atmospheres the errors in the approximate LSF are  $\leq 25\%$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд-во ЛГУ, 1947.
2. Д. Михалас, Звездные атмосферы, Мир, М., 1982.
3. В. В. Соболев, Астрон. ж., 34, 694, 1957.
4. С. И. Грачев, Астрофизика, 14, 112, 1978.
5. С. И. Грачев, Вестн. ЛГУ, № 19, 114, 1977.
6. G. B. Rybicki, D. G. Hummer, M. N. RAS, 144, 313, 1968.
7. E. Simoneau, Astron. Astrophys., 29, 357, 1973.
8. J. L. Kulander, J. Q. S. R. T., 8, 273, 1958.
9. E. H. Avrett, D. G. Hummer, M. N. RAS, 130, 295, 1965.
10. D. G. Hummer, M. N. RAS, 138, 173, 1968.
11. V. V. Ivanov, Transfer of Radiation in Spectral Lines, NBS Spec. Publ., N 385, 1973.

12. Г. И. Марчук, Методы расчета ядерных реакторов, Госатомиздат, М., 1961.
13. D. G. Hummer, G. B. Rybicki, Methods in Computational Physics, 7, 53, 1967.
14. G. Scharmer, Ap J., 249, 720, 1981.
15. D. G. Hummer, G. B. Rybicki, Ap. J., 254, 767, 1982.
16. D. G. Hummer, J. Q. S. R. T., 26, 187, 1981.
17. В. В. Витязев, Труды АО ЛГУ, 35, 30, 1979.
18. С. И. Грачев, Рукопись деп. в ВИНТИ 12 января 1978, № 1007-78.
19. U. Frish, H. Frish, M. N. RAS, 173, 187, 1975.
20. U. Frish, H. Frish, J. Q. S. R. T., 28, 361, 1982.
21. В. В. Иванов, В. М. Сербин, Астрон. ж., 61, 691, 1984.
22. С. И. Грачев, Астрофизика, 22, 1985 (в печати).
23. В. М. Сербин, Астрон. ж., 62, 272, 1985.
24. В. В. Иванов, Астрон. ж., 49, 115, 1972.
25. В. В. Иванов, Астрон. ж., 62, 283, 1985.
26. В. П. Гринин, Астрофизика, 10, 239, 1974.
27. В. П. Гринин, Изв. Крымской обс., 51, 65, 1974.
28. В. П. Гринин, Изв. Крымской обс., 53, 176, 1976.
29. Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер, Машинные методы математических вычислений, Мир, М., 1980.

УДК: 524.47:524.332

## СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА ООСТЕРХОФА

А. М. ЭЙГЕНСОН, О. С. ЯЦЫК

Поступила 7 июля 1983

Принята к печати 5 ноября 1984

Методами статистического моделирования показано, что эффект Оостерхофа можно объяснить вероятностными соображениями без привлечения какого-либо физического механизма.

Эффект Оостерхофа известен с 1939 г. [1]; он состоит в следующем. Будем характеризовать каждое шаровое скопление параметром  $\langle P_{ab} \rangle$  — средним периодом содержащихся в нем переменных типа RR Лирь классов  $a$  и  $b$ . Тогда оказывается, что для совокупности скоплений этот параметр принимает два преимущественных значения:  $\langle P_{ab} \rangle = 0^d.55 \pm 0.02$  и  $0^d.65 \pm 0.03$ . Отсюда делается вывод о существовании двух различных групп скоплений, получивших название групп Оостерхофа.

При всем многообразии интерпретаций эффекта Оостерхофа (см., например, [2—7]) общим для них является то, что в основе предполагается тот или иной физический механизм. Таким образом, считается, что этот эффект статистически значим (неслучаен, существенен). Между тем, вообще говоря, это не очевидно; цель данной работы и состоит в выяснении этого вопроса.

На рис. 1а показано распределение  $\langle P_{ab} \rangle$  для 43 скоплений по каталогу Алкаино [8] (для нескольких скоплений приведенные в нем значения числа переменных типа RR Лирь классов  $a$  и  $b$  на единицу меньше, чем те, которые следуют из каталога Сойер-Хогг [9]; в таких случаях мы пользовались исправленными значениями этого числа и, соответственно, среднего периода). Отметим, что «крылья» распределения обязаны скоплениям с малым числом звезд (здесь и далее под «звездами» или «переменными» имеются в виду именно переменные типа RR Лирь классов  $a$  и  $b$ ). Дело в том, что всего в 43 скоплениях содержится 893 звезды,

для которых в каталоге [9] приведены значения периодов, однако распределены они между скоплениями крайне неравномерно. Так, скопление М3 содержит 152 переменные,  $\omega$  Сеп — 89, а в пяти скоплениях их всего по одной. Очевидно, что средние, определенные по малому числу звезд,

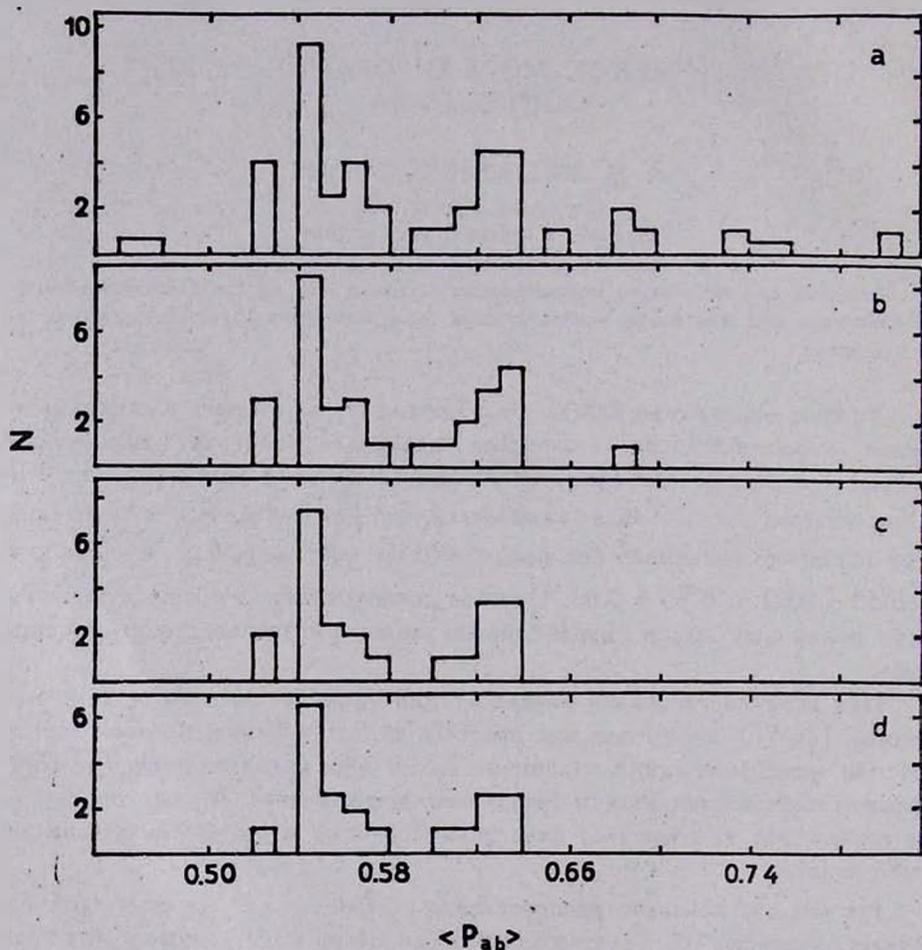


Рис. 1. Распределение  $\langle P_{ab} \rangle$  для а) всех 43 скоплений; б)  $m=31, n>5$ ; в)  $m=24, n>8$ ; д)  $m=20, n>10$ .

имеют и малую значимость. Действительно, такое среднее может случайно оказаться близким к истинному, но может и существенно отличаться от него. Поэтому, если построить для совокупности скоплений диаграмму  $n - \langle P_{ab} \rangle$ , где  $n$  — число переменных в скоплении, то разброс соответствующих точек по оси  $\langle P_{ab} \rangle$  должен быть большим при малых

значениях  $n$  и малым — при больших. Тогда в качестве интересующей нас границы можно принять то значение  $n$ , при котором огибающие примерно «выходят на асимптоту» (рис. 2).

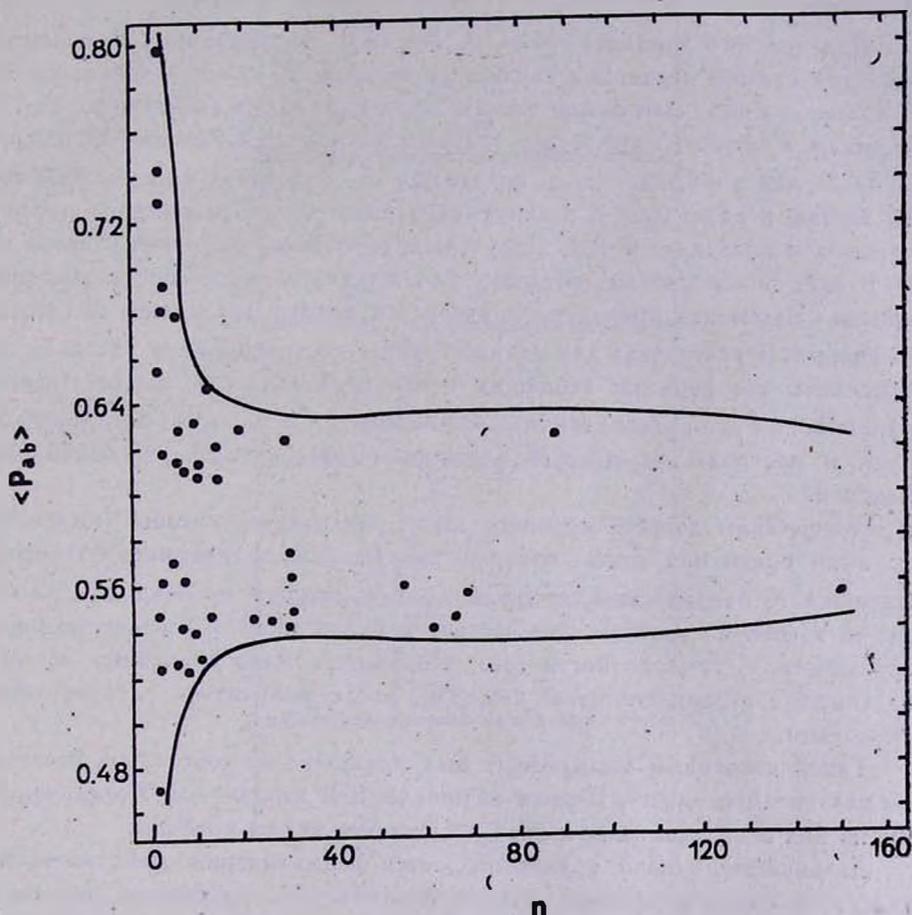


Рис. 2. Диаграмма  $n - \langle P_{ab} \rangle$ .

Поскольку точно определить эту границу нельзя, рассмотрим несколько вариантов:  $n \geq 5$ ,  $n \geq 8$  и  $n \geq 10$ . Число  $m$  скоплений с  $n \geq 5$  равно 31; при  $n \geq 8$  и  $n \geq 10$  соответствующие значения  $m$  равны 24 и 20. Распределения  $\langle P_{ab} \rangle$  для них показаны на рис. 1b, c, d. Видно, что по мере увеличения  $n$  исчезают крылья и выявляется характерная черта распределения, которая, собственно, и является предметом обсуждения — «пробел» в области 0.58—0.60. Является ли он статистически значимым или случайным?

К сожалению, применение обычных статистических критериев здесь невозможно из-за малости выборки. Можно, однако, попытаться смоделировать это распределение; здесь видятся два подхода. Первый состоит в следующем.

Для третьего варианта ( $n > 10$ ,  $m = 20$ ) образуем из 893 переменных с известными периодами случайным образом 20 групп — таких, чтобы числа звезд в них были равны числам звезд в реальных скоплениях. Тогда, например, в одной группе будет 152 звезды, как в скоплении МЗ, в другой — 89, как в  $\omega$  Сеп, и т. д. вплоть до 10. Для этого пронумеруем все 893 звезды и обратимся к датчику случайных чисел, равномерно распределенных в интервале  $0 \div 1$ . Полученное случайное число умножается на  $10^3$  и дает номер звезды, которому соответствует определенное значение периода. Затем эта процедура повторяется вплоть до заранее заданного значения  $n$ . В результате для данной группы, состоящей из  $n$  звезд, будут определены все периоды входящих в нее переменных и, соответственно, значение  $\langle P_{ab} \rangle$ . Аналогично вычислим  $\langle P_{ab} \rangle$  для остальных 19 групп и построим их частотное распределение; назовем это одной реализацией.

Осуществим достаточно много таких реализаций, чтобы выяснить, будут ли среди них такие, которые напоминают принципиальную черту фактического распределения  $\langle P_{ab} \rangle$ , т. е. наличие пробела, и, если будут, то какова их частота. Эта частота и будет оценкой соответствующей вероятности, т. е. вероятности того, что за счет чисто случайных причин, связанных с ограниченностью выборки, могло получиться распределение с пробелом.

Такой численный эксперимент был проведен; он состоял из нескольких независимых серий. Первая включала 100, вторая — 200 реализаций. Две из них показаны на рис. 3е, f, на котором видны пробелы.

Дальнейшее, однако, трудно поддается формализации. Действительно, следует ли при определении частоты реализаций с пробелами учитывать те, в которых пробел отделяет от основного массива всего одно скопление, и где та граница, начиная с которой можно считать данную реализацию подобной фактическому распределению? Кроме того, есть случаи, когда в реализации есть не один, а несколько пробелов, и это тоже надо как-то учитывать.

«Интуитивный» подход показывает следующее. Всего в первой серии оказалось 55 реализаций с пробелами; из них 28 таких, в которых пробел отделяет хотя бы 2 скопления, 9 таких, в которых пробел отделяет хотя бы 3 скопления, 5 таких, в которых пробел отделяет хотя бы 4 скопления. Соответствующие числа для второй серии равны 106, 46, 17 и 12.

По-видимому, более корректно было бы использовать здесь не все 893 звезды, а только те 786, которые входят в 20 скоплений с  $n > 10$ . Соответствующий расчет привел к аналогичным результатам.

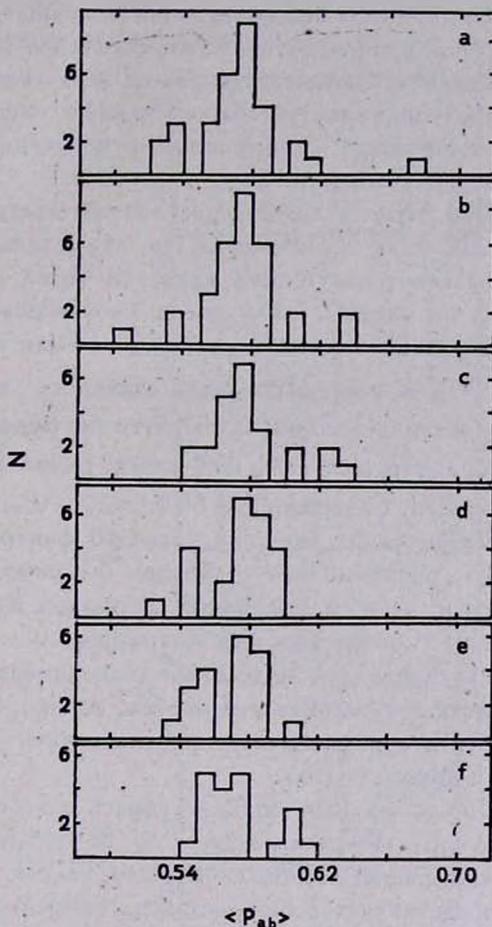


Рис. 3. Модельные распределения при: а), б)  $m=31$ ; в), г)  $m=24$ ; д), е)  $m=20$ .

Далее, в четвертой и пятой сериях проводилось моделирование распределений с  $n \geq 5$ ;  $m=31$  и  $n \geq 8$ ;  $m=24$ . Как и следовало ожидать в этих случаях появляются реализации, в которых число пробелов значительно больше; увеличивается и дисперсия (см. рис. 3а, б, с, д).

Если пользоваться теми же критериями, что и выше, получим следующее. В четвертой серии ( $n \geq 8$ ,  $m=24$ ), состоящей из 200 реализаций, общее число реализаций с пробелами равно 122, а числа реализаций, в которых пробел отделяет не менее двух, трех и четырех скоплений,

равны соответственно 43, 31 и 6. Наконец, для пятой серии (200 реализаций;  $n \geq 5$ ;  $m = 31$ ) соответствующие значения равны 133, 42, 22 и 9.

Если ограничиться даже последними из приведенных чисел для всех серий, то, по-видимому, можно считать, что они не слишком малы. Действительно, при обычной процедуре проверки гипотез — гипотеза о случайности не отвергается, если соответствующая ей вероятность выше уровня значимости, который принимается обычно равным одному, двум или, самое большее, пяти процентам. Таким образом, полученные частоты не противоречат гипотезе о случайности.

Существует, однако, одно осложняющее обстоятельство. Выдача результатов с ЭВМ М-222 была организована так, что в каждой реализации не только выпечатывалась совокупность двадцати чисел, но порядок их следования указывал, по какому числу звезд произведено то или иное усреднение. Таким образом, в каждой реализации были известны значения  $\langle P_{ab}^{(152)} \rangle$ ,  $\langle P_{ab}^{(89)} \rangle$  и т. д. При этом оказалось, что ни в одной реализации  $\langle P_{ab}^{(89)} \rangle$  не превосходит  $0^d600$ . Это нетрудно понять, если учесть, что общее среднее для всех 893 звезд равно  $0^d574$ . Между тем для скопления  $\omega$  Сеп, содержащего 89 звезд,  $\langle P_{ab} \rangle = 0^d630$ . Отсюда следует, что существует все-таки какой-то фактор, который неслучайным образом „распределяет“ звезды по скоплениям, одним „назначая“ большие, а другим — меньшие периоды. Вопрос только в том, происходит ли это дискретно или непрерывно.

Таким образом, хотя в целом модельный эксперимент и позволяет с достаточной вероятностью воспроизвести пробел, однако более детальное рассмотрение приводит к определенному противоречию. Убедившись в этом, мы предприняли другой подход.

Если на рис. 1d произвольным образом убрать одно скопление, показанное слева, то остальные 19 распределены по 10 интервалам (отметим, кстати, что в этом «опущенном» скоплении всего 11 звезд). Забудем на время, что именно представляет собой рассматриваемый параметр; пусть это просто некоторая случайная величина  $x$ , распределенная по 10 интервалам. Воспользуемся тем, что число интервалов равно десяти, и обратимся к таблице случайных цифр (цифр тоже десять!).

Возьмем первые 19 цифр такой таблицы и построим их частотное распределение; назовем это одной реализацией. Затем берем следующие 19 цифр, получаем вторую реализацию и т. д. Цель здесь такая же, как и в первом эксперименте — выяснить, с какой частотой появляются реализации, подобные фактическому распределению  $\langle P_{ab} \rangle$ . Таблица [10] содержит 5000 случайных цифр, из которых мы образовали 250 реализаций по 19 цифр в каждой (исключительно в целях удобства последняя

цифра в каждой последовательной группе из двадцати цифр опускалась). Некоторые полученные реализации приведены на рис. 4. Видно, что они способны воспроизвести не только пробел, но и «пик» на краю распределения. Статистика такова: из 250 реализаций пробелы оказались в 167; по 2 и более пробелов — в 56; наконец, пробелы, сопровождающиеся пиками высотой не менее шести единиц, — в 25.

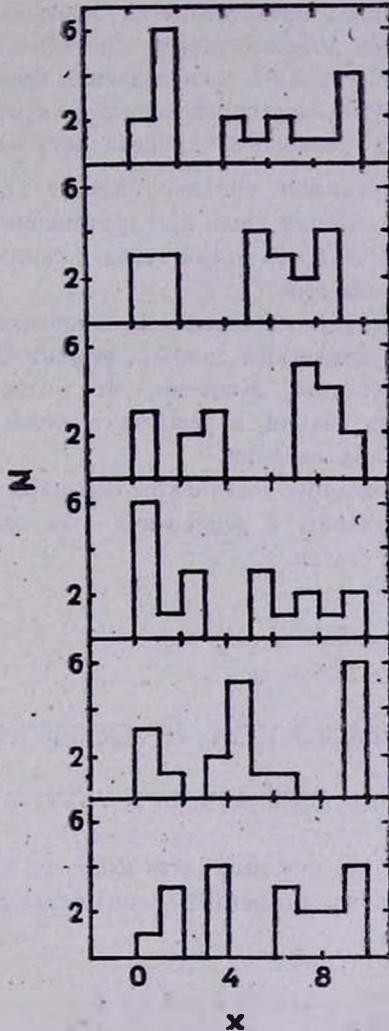


Рис. 4. Некоторые модельные распределения случайных цифр.

Приведенные числа показывают, что пробел в распределении  $\langle P_{ab} \rangle$  с достаточной вероятностью можно получить даже из равномерного распределения. Между тем очевидно, что еще лучшего совпадения

с действительностью можно было бы достичь, задав, например, «скошенное» распределение с максимумом, находящимся слева.

Заметим еще, что второй подход аналогичен задаче о бросании 10-гранного кубика; соответствующие вероятности можно было бы получить расчетным путем по формуле для вероятности сложного события [11]. Однако при 19 бросаниях вычисления оказываются весьма громоздкими; предпринятый здесь подход представляется более наглядным.

Можно привести еще дополнительные аргументы в пользу случайности пробела. Дело в том, что как в распределении всех 893 звезд по периодам, так и в соответствующих распределениях для отдельных, достаточно населенных скоплений, реального пробела нет; «запретный» интервал  $0^d58-0^d60$  в действительности обильно населен звездами (см., например, [9]). Пробел же возникает лишь при усреднении; однако здесь могла сыграть роль как ограниченность числа звезд в скоплениях, так и ограниченность числа самих скоплений.

Итак, общий вывод работы: поскольку гипотеза о случайности пробела не противоречит фактическим данным, эффект Оостерхофа допускает вероятностную интерпретацию. Конечно, это относится только к сегодняшнему уровню наших знаний, и решающее слово здесь будет принадлежать увеличению объема выборки.

В заключение благодарим участников семинара по шаровым скоплениям ГАИШ за обсуждение, а рецензента — за замечания по первоначальному варианту этой статьи.

Львовский государственный  
университет

## STATISTICAL SIMULATION OF OOSTERHOFF EFFECT

A. M. EYGENSON, O. S. YATSYK

Statistical simulation methods are used to show that Oosterhoff effect can be explained by probability considerations without any physical mechanism.

### ЛИТЕРАТУРА

1. P. Th. Oosterhoff, *Observatory*, 62, 104, 1939.
2. R. F. Chrsty, *Ap. J.*, 144, 108, 1966.
3. A. Sandage, *Ap. J.*, 162, 841, 1970.
4. R. T. Rood, *Ap. J.*, 184, 815, 1970.
5. T. S. Van Albada, N. Baker, *Ap. J.*, 185, 477, 1973.

6. *R. S. Stoblo*, *Ap. J.*, 868, 381, 1971.
7. *В. П. Горанский*, Канд. диссертация, МГУ, М., 1983.
8. *G. Alcatno*, *Vistas in Astronomy*, 23, 1, 1979.
9. *H. Sawyer-Hogg*, *Publ. D. Dunlap Observatory*, 3, N 6, 1973.
10. Метод статистических испытаний (Метод Монте-Карло), Физматгиз, М., 1962.
11. *Т. А. Агекян*, Теория вероятностей для астрономов и физиков, Наука, М., 1974.

УДК: 524.54:524.575

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

НОВЫЕ  $H_{\alpha}$ -ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ  
ТЕМНОЙ ТУМАННОСТИ ХАВТАСИ 193

Согласно программе планомерных наблюдений и исследований нестационарных звезд, ассоциированных с темными туманностями, расположенными относительно недалеко от галактической плоскости, нами были проведены поиски  $H_{\alpha}$ -эмиссионных звезд в области темной туманности Хавтаси 193 [1].

Центр исследуемой области имеет координаты  $\alpha_{1950} = 22^h 40^m$  и  $\delta_{1950} = 75^{\circ}$ . В рамках этого исследования летом 1978 г. на 40/52" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР были получены две пластинки (Кодак 103aF + RG 610). При спектральном обзоре использовалась  $4^{\circ}$  объективная призма из флинта, дающая среднюю дисперсию в области  $H_{\gamma}$  275 А/мм.

В каталоге темных туманностей Линдса [2] вышеупомянутая туманность обозначена под номером 1251. Она включена также в списки Доддлзе [3] как область, в которой можно ожидать группировки  $H_{\alpha}$ -эмиссионных звезд и орионовых переменных.

Первый  $H_{\alpha}$ -обзор в этой области проведен Кюн [4] на 24/35" телескопе системы Шмидта обсерватории Конколи Венгерской АН (средняя дисперсия в области  $H_{\gamma}$  — 580 А/мм) и включает 38 новых объектов.

При нашем обзоре средняя дисперсия в области  $H_{\alpha}$  составляла 1097 А/мм. Для регистрации эмиссий возможно слабых объектов спектры получались без расширения, при этом предельная фотографическая звездная величина достигала около  $18^m 0$  для одночасовых экспозиций.

Просмотр полученных пластинок позволил обнаружить 6 новых  $H_{\alpha}$ -эмиссионных звезд в исследуемой области, а также была зарегистрирована эмиссия в спектрах трех объектов из списка Кюн [4].

Данные об обнаруженных нами звездах с  $H_{\alpha}$ -эмиссией в спектре приводятся в табл. 1, в которой в первом столбце даны порядковые номера,

во втором и третьем — экваториальные координаты для эпохи 1950.0, в четвертом и пятом — фотографические звездные величины  $B_p$  и цвета  $(B-V)_p$ , определенные из репродукций O, E — № 559 Паломарского атласа по методу измерений звездных диаметров, согласно [5]. При этом использовались фотографические стандарты в площадке SA 2 [6], взятые из репродукции атласа O, E — № 1217. В седьмом столбце даются оценки относительной интенсивности эмиссии  $H_\alpha$  по трехбалльной шкале (3 — сильная эмиссия, 2 — средняя и 1 — слабая).

Таблица 1

**$H_\alpha$ -ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ  
ТЕМНОЙ ТУМАННОСТИ ХАВТАСИ 193**

№	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	$B_p$	$(B-V)_p$	$I_\alpha$
1	22 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> .4	75°01'	17 <sup>m</sup> .4	1 <sup>m</sup> .2	2
2	28.1	76 47	16.0:	1.0:	2
3	29.5	73 55	14.7	0.1	3
4	30.5	75 10	16.1	0.6	1
5*	33.2	75 03	16.1	1.2	2
6*	35.0	75 03	17.8	1.5	1
7*	36.7	74 49	16.4	1.2	2
8	46.2	75 18	16.3	1.4	1
9	47.8	74 58	17.1	1.0	2

\* Объекты № 5, 6 и 7 известны как первые три звезды из списка Кюн [4].

Карты отождествления для новых  $H_\alpha$ -эмиссионных звезд, полученные с  $B$ -пластинки (ORWO ZU-21 + GG 385) с экспозицией 15 минут на 40/52" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории, даны на рис. 1. Масштаб на картах около 20"/мм.

В качестве некоторых замечаний об обнаруженных нами эмиссионных звездах можно отметить, что звезда № 3 из нашего списка, вероятно, спектрального класса  $B_e$  с яркой  $H_\alpha$ -эмиссией в спектре. Объекты № 11 и 12 из  $H_\alpha$ -обзора [4] выходят за пределы исследуемой нами области, а звезда № 9 из нашего обзора находится в непосредственной близости к звезде № 20 из [4], в спектре которой эмиссия  $H_\alpha$  на наших пластинках отсутствует. Нужно подчеркнуть также, что при нашем обзоре мы не обнаружили  $H_\alpha$ -эмиссии у 33 звезд из работы Кюн [4], что в первую очередь говорит о возможной переменности  $H_\alpha$ -излучения в спектрах исследуемых звезд.

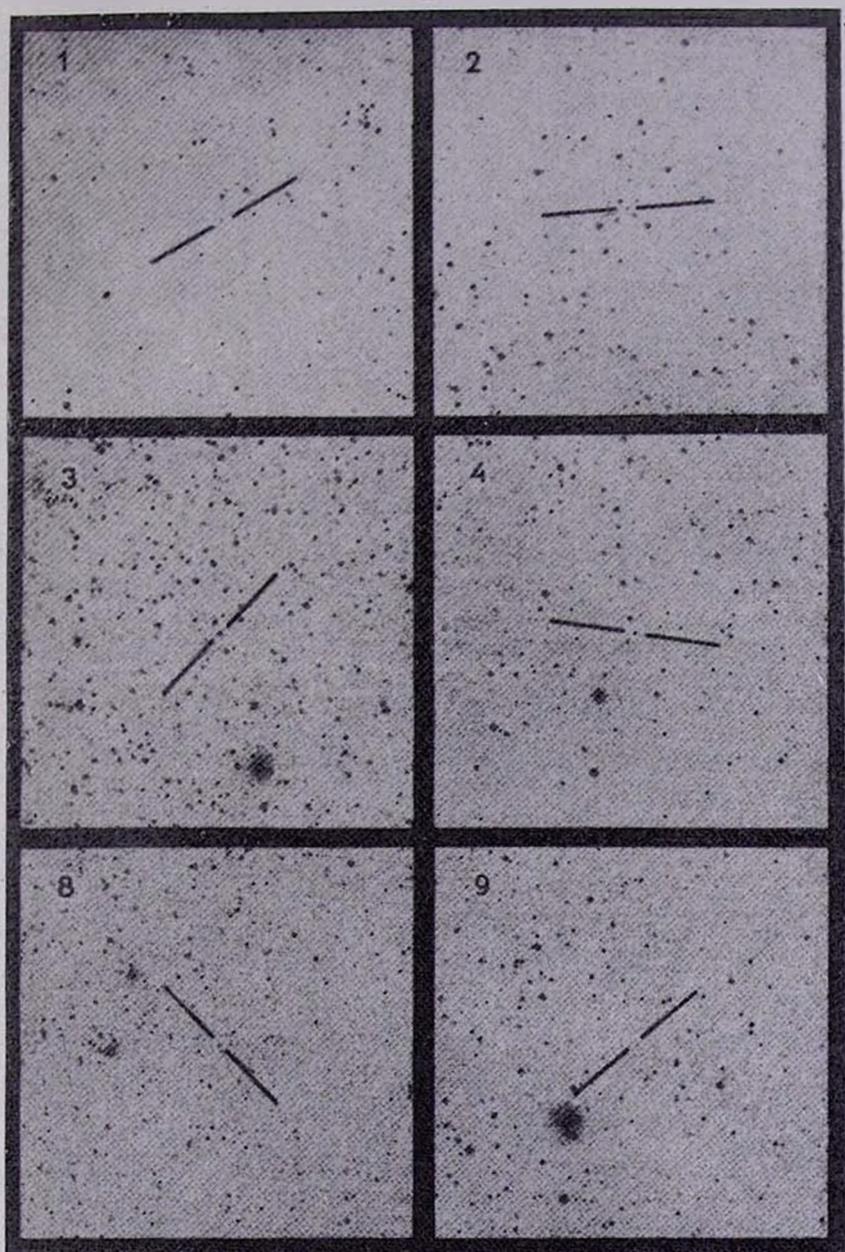


Рис. 1.

К ст. М. Цветкова, Е. Семкова

В заключение нужно отметить, что наши результаты подтверждают наличие  $H_{\alpha}$ -эмиссионных звезд в области темной туманности Хавтаси 193 и то, что некоторые из них, по всей вероятности, связаны с туманностью. В этом смысле представляет интерес более подробное спектральное и фотометрическое исследование этих звезд.

*The  $H_{\alpha}$ -Emission-Line Stars in the Region of the Khavtasi 193 Dark Nebula.* On the plate obtained on the 40"-Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory with the 4°-objective-prism 6 new and 3 known  $H_{\alpha}$ -emission stars as well as the probable variability of 33 stars from Kun's list of the  $H_{\alpha}$ -stars are detected.

20 августа 1984

Секция астрономии с НАО  
Болгарской Академии наук

М. ЦВЕТКОВ  
Е. СЕМКОВ

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. С. Хавтаси. Атлас галактических темных туманностей, Тбилиси, 1960.
2. В. Т. Lynds, Ap. J., Suppl. ser., 7, 64, 1968.
3. М. В. Долидзе. Бюллетень Абастуманской обс., 47, 1975.
4. М. Кун, Astrofizika, 18, 63, 1982.
5. М. Попова, М. Цветков, Известия на Секцията по астрономии при БАН, 6, 31, 1973.
6. А. Brun, H. Vehrenberg, Atlas of Selected Areas, 2-d Edition, Dusseldorf, 1975.

УДК: 524.5

#### НОВЫЕ ТУМАННЫЕ ОБЪЕКТЫ

Поиск и изучение кометарных туманностей и родственных объектов (туманности в виде дуги или запятой) представляют собою большой интерес, т. к. в большинстве своем последние связаны с молодыми пекулярными объектами. Как было отмечено Амбарцумяном, они играют большую роль в процессе развития звезд и являются указателем молодости звездной системы, в которую они входят [1, 2].

Поиск кометарных туманностей и родственных объектов производился и ранее Бадаляном [3], Парсамян [4], Гюльбудагяном и Магакяном [5].

В настоящей работе проведен повторный просмотр Паломарского атласа (ПА), в результате которого было обнаружено 18 новых туманных  
14—145

объектов, связанных со звездами. Детальное изучение этих объектов определит, являются ли эти объекты кометарными туманностями или родственными объектами. Данные, относящиеся к обнаруженным объектам, приведены в табл. 1, где в последовательных столбцах приведены: номер объекта, координаты ( $\alpha_{1950}$ ,  $\delta_{1950}$ ) и размеры ( $l_E$ ,  $l_0$  соответственно на красных и синих ПА).

Таблица 1  
СПИСОК НОВЫХ ТУМАННЫХ  
ОБЪЕКТОВ

№	$\alpha_{(1950)}$	$\delta_{(1950)}$	$l_E$	$l_0$
1	04 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> .4	22°22'.0	0.2	0.2
2	04 33.1	21 57.4	0.2	—
3	04 33.2	21 57.4	0.1	0.1
4	06 04.1	30 01.6	0.4	0.4
5	06 04.9	15 17.4	0.6	0.6
6	06 10.7	17 50.7	0.3	—
7	06 29.8	10 19.8	0.3	—
8	06 44.3	01 21.2	0.2	—
9	07 00.9	-10 30.3	1.2	—
10	14 31.2	-36 00.9	0.5	0.5
11	19 21.8	23 04.0	0.2	0.3
12	19 24.5	23 50.8	0.2	0.2
13	19 25.4	22 38.7	0.3	0.2
14	19 38.9	22 56.5	0.3	—
15	20 05.6	35 01.9	0.3	—
16	20 06.5	35 09.2	0.4	0.4
17	20 06.7	35 10.2	0.3	0.3
18	22 33.8	58 10.0	0.2	0.2

Ниже представлены фотографии обнаруженных туманностей, снятых с красных карт ПА. Масштаб — 7"/мм.

*New Nebulous Objects.* List and photographs of 18 new nebulous objects connected with stars found on the Palomar Survey prints are presented.

25 июля 1984

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

В. М. ПЕТРОСЯН

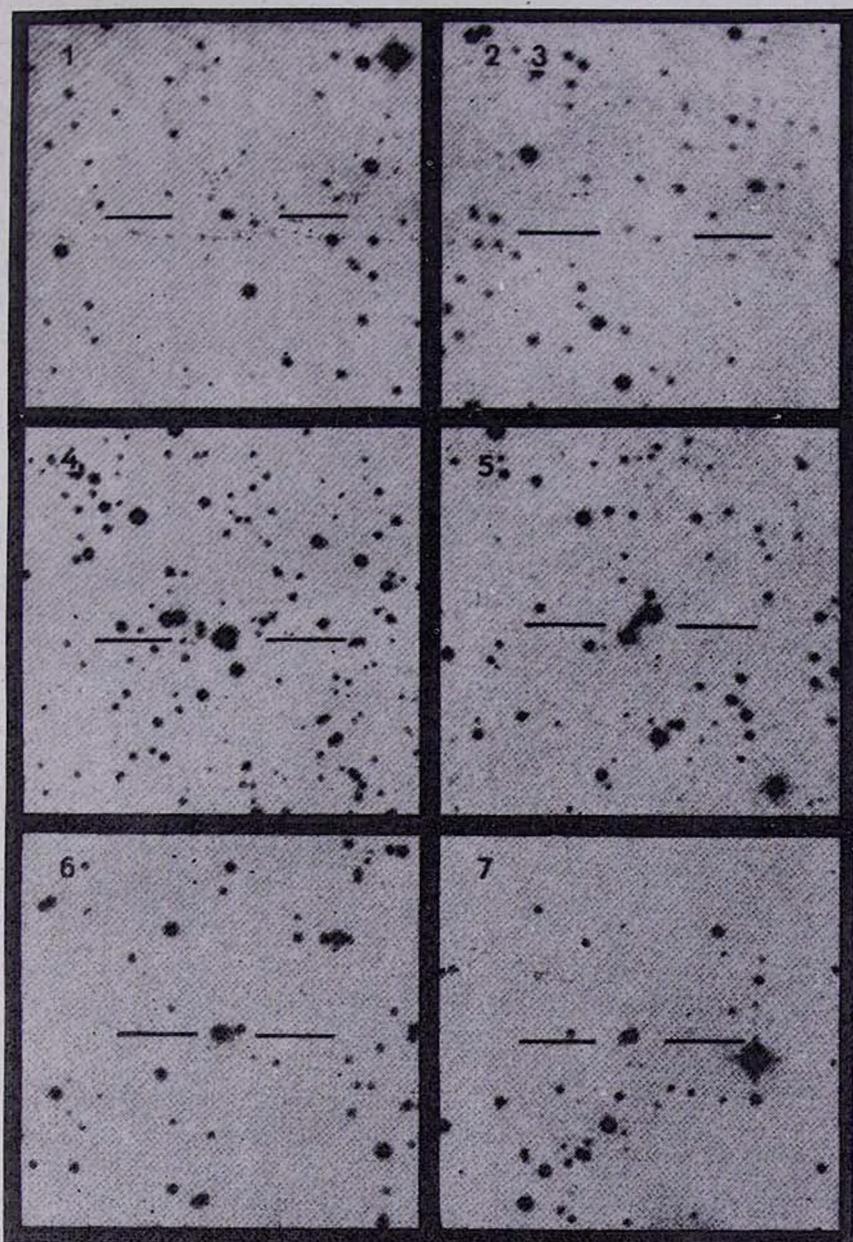


Рис. 1.

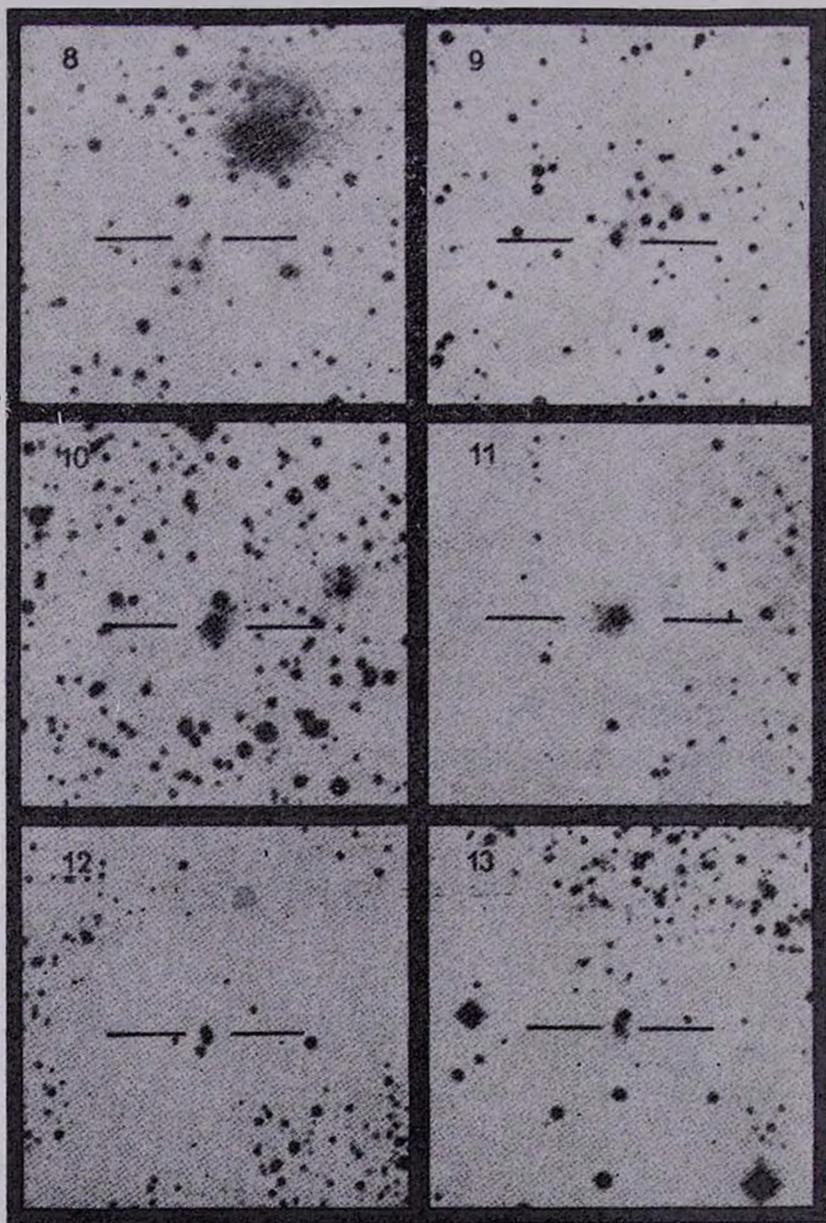


Рис. 2.

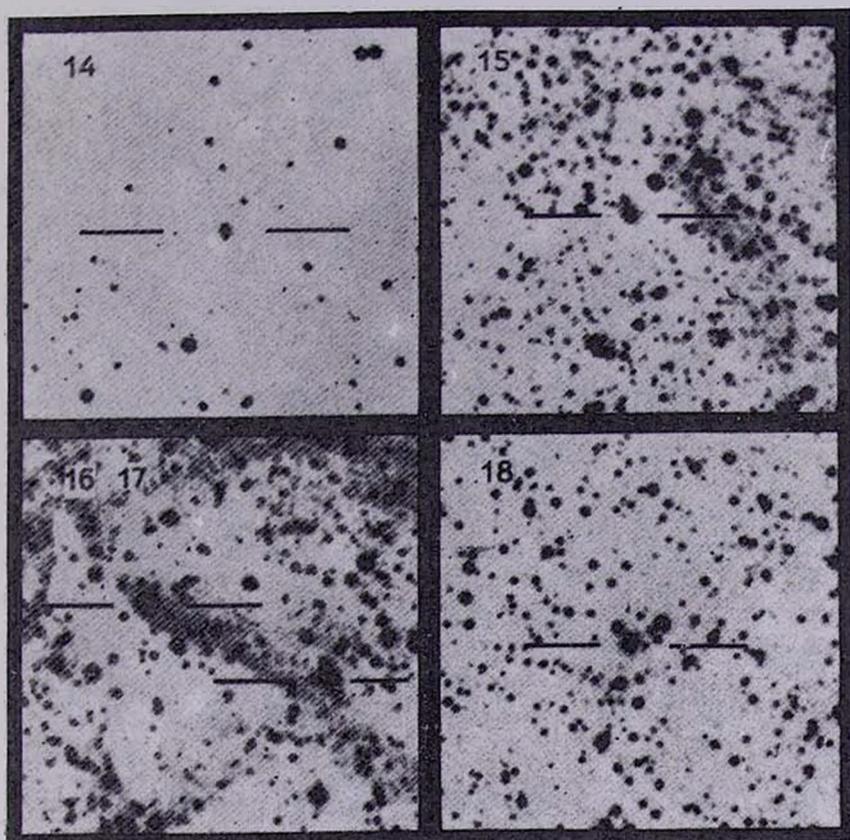


Рис. 3.

К ст. В. Петросян

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 13, 1954.
2. В. А. Амбарцумян, Вопросы космогонии, 4, 76, 1955.
3. Г. С. Бадалян, ДАН Арм.ССР, 31, 261, 1960.
4. Э. С. Парсмян, Изв. АН Арм.ССР, сер. физ.-мат. наук, 18, 146, 1965.
5. А. Л. Гюльбудаян, Т. Ю. Матакян, Письма АЖ, 3, 113, 1977.

УДК: 524.426

НОВЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ В ТЕМНЫХ  
ОБЛАКАХ ТЕЛЬЦА

Одним из свидетельств группового и продолжающегося звездообразования в звездных ассоциациях является наличие в них кратных звезд типа Трапеции Ориона [1]. Поиск Трапеций в темных облаках в созвездии Тельца [2, 3] показал обилие в них таких систем.

В процессе исследования нестационарных звезд в области Т-ассоциации Таугус ТЗ нами были обнаружены две новые вероятные системы типа Трапеции.

В табл. 1 приведены основные характеристики этих систем: порядковый номер Трапеции; обозначение компонентов; их идентификация; координаты на 1950.0; блеск в В-лучах; показатель цвета В-V; радиус-вектор — ρ; позиционный угол P и литературный источник.

Таблица 1

ВЕРОЯТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ

№	Ком- по- ненты	Звезда	$\alpha$	$\delta$	V	B-V	$\rho$	P	Литература
1	A	LkH <sub>2</sub> 332= =B35*	4 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup> 04 <sup>s</sup>	+25°17.6	15 <sup>m</sup> .6	1 <sup>m</sup> .6			[2, 4-6]
	B	B34*			16.1	2.3	12.3	217°	[2, 6]
	C	B33*			16.0	2.1**	32.3	243	[2, 6]
2	A	JH91=B20*	4 29 17.16	+24 16.07.5	15.7	1.3			[6, 7]
	B	JH90			16.2	0.9	49.0	214	[7]
	C	JH92			17.0	1.2	33.1	111	[7]

Примечания: \* — звезды из списка Бадаляна [6]; \*\* — наша оценка В-V по фотометрическим пластинкам.

Трапеция 1 (рис. 1) расположена в районе сильного поглощения ( $A_V \geq 4^m$  [8]) темного облака H2 [9] в комплексе Вaгпагd 22. Все три звезды системы являются эмиссионными  $H_\alpha$ -звездами позднего спектрального класса (K7e—M1e [10]). На красной карте Паломарского обзора неба между компонентами А и В видна кометарная туманность, одна из ветвей которой простирается до компонента С. Значения визуального поглощения  $A_V$  звезд очень близки [10], что может свидетельствовать о приблизительно одинаковой их погруженности в поглощающее облако. Наибольшее угловое расстояние между компонентами системы не превышает  $33''$  (при расстоянии 140 пс [7] это составляет 0.021 пс). Отношение наибольшего из взаимных расстояний компонентов к наименьшему равно около 2.9.

Просмотр фотографического наблюдательного материала 1980—84 гг. полученного нами на телескопах системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории АН Арм.ССР [11], показал переменность всех компонентов Трапеции 1. Причем звезда LkH $_{\alpha}$  332 является весьма активной неправильной переменной с сильным изменением блеска (до  $3^m$ ). Иногда изменения блеска длятся всего несколько десятков минут. Компонент С — вспыхивающая звезда — она показала вспышку с амплитудой в  $2^m.1$ . Компонент В также неправильная переменная, но с меньшей активностью (изменения до  $1^m.3$ ). Не исключена переменность и кометарной туманности, связанной с изучаемой системой. Такую переменность можно заподозрить по виду туманности на картах E-228 и E-1461 Паломарского обзора неба, имеющих разницу эпох в 5 лет.

Поскольку вероятность превращения системы обыкновенного типа в псевдотрапецию в результате проектирования менее 0.1 [1], а она еще меньше в нашем случае (когда звезды спектрально однотипны, расположены на бедном звездами фоне очень сильного поглощения и показывают переменность блеска и эмиссию в линии  $H_\alpha$ , свойственные молодым звездам), то следует думать, что Трапеция 1 — реальная.

Трапеция 2 (рис. 1) расположена, по всей видимости, на периферии центральной и ближней по отношению к земному наблюдателю (см., например, [12]) части темного облака L 1529 [13], входящего в комплекс Вaгпагd 18, имеющей поглощение не менее  $4^m$  [8, 14]. Звезды этой системы относятся к карликам поздних спектральных классов [10, 15]. Главный компонент Трапеции 2 входит в «группу НК Тельца» [10] и является визуально-двойным со слабым красным спутником ( $B = 21^m.3$ ;  $B - V = 2^m.7$ ;  $\rho = 17''$ ;  $P = 223^\circ$  [2]). И в этом случае вокруг звезды — главно-

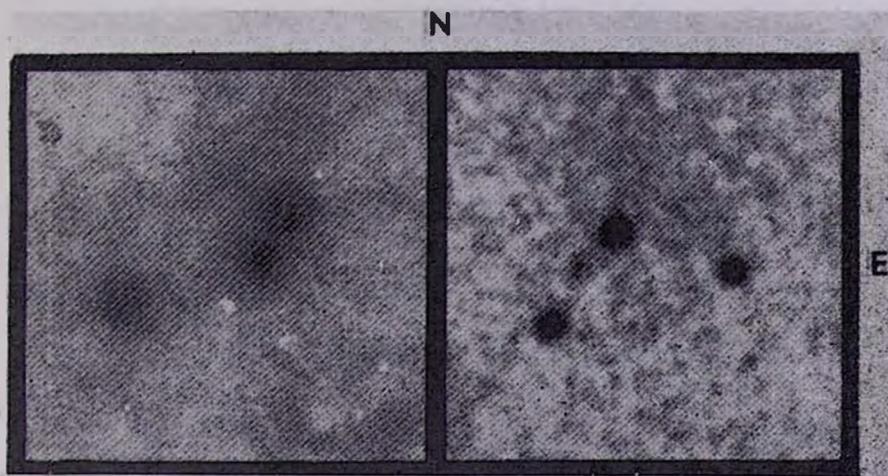


Рис. 1. Репродукции с карты O-228 Паломарского обзора неба. Слева — Трапеция 1; справа — Трапеция 2.

К ст. А. С. Ходжаев

го компонента системы расположена заметная на красной Паломарской карте кометарная туманность [6].

В проекции на небесную сферу система имеет вид почти равнобедренного треугольника. Наибольшая сторона этого треугольника не превышает  $58''$ , что при расстоянии системы в 140 пс [7] равно 0.039 пс. Отношение наибольшей стороны этого треугольника к наименьшей составляет 1.7.

Согласно Джонсу и Хербигу [7], все три составляющие Трапеции 2 являются членами единой звездной системы, связанной с темными облаками Тельца. Помимо этого, Фейгельсон и Крисс [15] обнаружили эмиссию в линии  $H_\alpha$  у звезды JH91. Исследования щелевых спектрограмм этой звезды, проведенные Хербигом, показали эмиссию в  $H_\alpha$  и абсорбционную линию  $Li \lambda 6707 \text{ \AA}$ , что позволяет отнести эту звезду к типу Т Тельца [15].

На наших пластинках [11] мы обнаружили фотометрическую переменность главной звезды ( $\Delta m_A \sim 2^m$ ) и заподозрили переменность двух других компонентов Трапеции 2 ( $\Delta m_B \sim 1^m$  и  $\Delta m_C \sim 0^m.8$ ).

Вышеприведенные данные свидетельствуют в пользу физической реальности этой Трапеции.

Добавим, что среди Трапеций и других кратных звезд области Т-ассоциации Taurus T3 в настоящее время известно 6 систем (4 Трапеции и 2 кратные системы обычного типа), имеющих более чем один переменный компонент. При этом обнаруженные нами Трапеции содержат компоненты, все из которых являются нестационарными. В одном случае — для Трапеции 1 — один из компонентов — вспыхивающая звезда. Следует полагать, что и среди членов других кратных систем, в частности, Трапеций, есть немало переменных звезд.

В заключение автор выражает свою глубокую признательность академику В. А. Амбарцумяну и профессору Л. В. Мирзояну за полезное обсуждение и интерес к настоящей работе.

*New Trapezium Type Systems in Taurus Dark Clouds (TDC).*  
Two new probable Trapezium type triples in TDC have been discovered, the components of both systems being variable stars.

21 декабря 1984

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

А. С. ХОДЖАЕВ

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 1954.
2. М. М. Закиров, в сб. «Исследование экстремально молодых звездных комплексов», Фан, Ташкент, 1975, стр. 95.
3. Г. Н. Салуквадзе, Исследование кратных систем типа Трапеции, Докторская диссертация, Ереван, 1983.
4. G. H. Herbig, N. K. Rao, Ap. J., 174, 401, 1972.
5. Б. В. Кукаркин и др., Новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска, Наука, М., 1982, стр. 33.
6. Г. С. Бадалян, ДАН Арм.ССР, 31, 261, 1960.
7. В. F. Jones, G. H. Herbig, Ap. J., 84, 1872, 1979.
8. В. Е. Слуцкий, в сб. «Исследование экстремально молодых звездных комплексов» Фан, Ташкент, 1975, стр. 115.
9. С. Heiles, Ap. J., Suppl. ser., 15, 97, 1967.
10. M. Cohen, L. V. Kuhi, Ap. J., Suppl. ser., 41, 743, 1979.
11. А. С. Ходжаев, в печати.
12. P. C. Myers, Ap. J., 257, 620, 1982.
13. В. T. Lynds, Ap. J., Suppl. ser., 7, 64, 1962.
14. W. Batrla, T. L. Wilson, J. Rahe, Astron. Astrophys., 96, 202, 1981.
15. E. D. Feigelson, G. A. Kriss, Ap. J., 88, 431, 1983.



# CONTENTS

SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. V	215
<i>B. E. Markarian, L. K. Erastova, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian, A. I. Shapovalova</i>	
ON SOME NEW ULTRAVIOLET GALAXIES WITH JETS	229
<i>A. R. Petrossian, K. A. Sahakian, E. Ye. Khachikyan</i>	
SPECTRAL OBSERVATIONS OF GALAXY M 82. II	239
<i>A. S. Amirkhantyan, V. A. Hagen-Thorn, V. P. Reshetnikov</i>	
THE CONNECTION BETWEEN THE ACTIVITY MANIFESTATIONS OF THE QUASI-STELLAR OBJECT 3C 345 IN OPTICAL AND RADIO RANGES	247
<i>M. K. Babzhantants, E. T. Belokon', V. L. Gorochov</i>	
SIMILARITY BETWEEN THE EXTENDED COMPONENTS OF RADIO GALA- XIES AND PLERION-TYPE SUPERNOVAE REMNANTS	257
<i>B. V. Komberg, M. A. Smirnov</i>	
ON THE NATURE OF VARIABILITY OF RADIATION FROM ACTIVE GAL- LACTIC NUCLEI . . . . .	267
<i>V. G. Gorbatsky</i>	
ABOUT A SELF-CONSISTENT MODEL OF RICH CLUSTER OF GALAXIES. I. GALAXY COMPONENT OF CLUSTER . . . . .	273
<i>M. V. Konukov</i>	
EVOLUTION OF VERY EARLY UNIVERSE WITH POLARIZED VACUUM	287
<i>V. G. Gurzadian, A. A. Kocharian, S. G. Matintan</i>	
THE NONTHERMAL RADIO EMISSION OF THE GALACTIC CENTER	293
<i>Ch. N. Seitnepsosov, A. Kh. Khanberdiyev</i>	
THE HYDROSTATIC MODELS OF GAS IN THE CLUSTERS IN UNSTEADY STATE WITH RESPECT TO THE IRREGULAR FORCE-FIELD	303
<i>K. A. Sidorov</i>	
NEW FLARE STARS IN THE MON I ASSOCIATION	315
<i>E. S. Parsamian, L. Rostno, O. S. Chavushian</i>	
UBV-PHOTOMETRY OF NEW H <sub>α</sub> STARS IN ASSOCIATION ORION OB 1d	325
<i>K. G. Gasparian</i>	
THE DEPENDENCE OF THE POLARIZATION DEGREE OF THE LIGHT OF COOL SUPERGIANTS ON THEIR I-K COLOUR . . . . .	335
<i>R. A. Vardanian</i>	
NON-LTE EFFECTS IN THE ATMOSPHERES OF F-TYPE SUPERGIANTS. I. OVER-IONIZATION OF Fe I ATOMS	339
<i>A. A. Bogarchuk, L. S. Lyubimkov, N. A. Sakhibullin</i>	
PHOTOIONISATION MODEL EMISSION AND ABUNDANCE OF THE T-TAURI NEBULA . . . . .	357
<i>V. V. Golovaty, B. S. Novosyadly</i>	
A MODEL OF THE OBJECT GEMINGA: DEGENERATE DWARF ROTATING AROUND BLACK HOLE . . . . .	369
<i>G. S. Btsnovaty-Kogan</i>	
PROBABILITY OF PHOTON SCATTERING BY ELECTRONS. A CASE OF CHAOTICALLY MOVING MONOENERGETIC ELECTRONS	379
<i>H. A. Harutyunian, V. A. Djobashyan</i>	
THE STANDARD PROBLEM OF LINE FORMATION IN MOVING ATMO- SPHERES . . . . .	387
<i>V. M. Serbin</i>	
STATISTICAL SIMULATION OF OOSTERHOFF EFFECT	411
<i>A. M. Ejgenson, O. S. Yatsyk</i>	
NOTES	
THE H <sub>α</sub> -EMISSION LINE STARS IN THE REGION OF THE KHAVTASI 193 DARK NEBULA	421
<i>M. Tsvetkov, Ye. Semkov</i>	
NEW NEBULOUS OBJECTS . . . . .	423
<i>V. M. Petrossian</i>	
NEW TRAPEZIUM TYPE SYSTEMS IN TAURUS DARK CLOUDS (TDC)	425
<i>A. S. Khodjaev</i>	

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ФОТОИОНИЗАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ СВЕЧЕНИЯ И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ТУМАННОСТИ Т ТЕЛЬЦА	
	<i>В. В. Головатый, Б. С. Новосядлый</i> 357
МОДЕЛЬ ОБЪЕКТА ГЕМИНГА: ВЫРОЖДЕННЫЙ КАРЛИК, ВРАЩАЮЩИЙСЯ ВОКРУГ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ . . . . .	<i>Г. С. Бисковатый-Козан</i> 369
ВЕРОЯТНОСТЬ РАССЕЯНИЯ ФОТОНА НА ЭЛЕКТРОНАХ. СЛУЧАЙ ХАОТИЧЕСКИ ДВИЖУЩИХСЯ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ	<i>Г. А. Арутюнян, В. А. Джрбашян</i> 379
СТАНДАРТНАЯ ЗАДАЧА ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ В ДВИЖУЩИХСЯ АТМОСФЕРАХ . . . . .	<i>В. М. Сербин</i> 387
СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА ООСТЕРХОФА	<i>А. М. Эйзенсон, О. С. Яцук</i> 411
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
НОВЫЕ $H_{\alpha}$ -ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ТЕМНОЙ ТУМАННОСТИ ХАВТАСИ 193	<i>М. Цветков, Е. Семков</i> 421
НОВЫЕ ТУМАННЫЕ ОБЪЕКТЫ . . . . .	<i>В. М. Петросян</i> 423
НОВЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ В ТЕМНЫХ ОБЛАКАХ ТЕЛЬЦА .	<i>А. С. Ходжаев</i> 425